Vol. II

Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research

CONFERENCE PROCEEDINGS, NOVOSIBIRSK, 1-7 AUGUST 1968

INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, VIENNA, 1969

PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED NUCLEAR FUSION RESEARCH

VOL. II

The following States are Members of the International Atomic Energy Agency:

AFGHANISTAN
ALBANIA
ALGERIA
ARGENTINA
AUSTRALIA
AUSTRIA
BELGIUM
BOLIVIA
BRAZIL
BULGARIA
BURMA
BYELORUSSIAN SOVIET SOCIALIST REPUBLIC
CAMBODIA
CAMEROON
CANADA
CEYLON
CHILE
CHINA
COLOMBIA
CONGO, DEMOCRATIC REPUBLIC OF
COSTA RICA
CUBA
CYPRUS
CZECHOSLOVAK SOCIALIST REPUBLIC
DENMARK
DOMINICAN REPUBLIC
ECUADOR
EL SALVADOR
ETHIOPIA
FINLAND
FRANCE
GABON
GERMANY, FEDERAL REPUBLIC OF
GHANA
GREECE
GUATEMALA
HAITI
HOLY SEE
HUNGARY
ICELAND
INDIA
INDONESIA
IRAN
IRAQ
ISRAEL
ITALY
IVORY COAST
JAMAICA
JAPAN
JORDAN
KENYA
KOREA, REPUBLIC OF
KUWAIT
LEBANON
LIBERIA
LIBYA
LIECHTENSTEIN
LUXEMBOURG
MADAGASCAR
MALAYSIA
MALI
MEXICO
MONACO
MOROCCO
NETHERLANDS
NEW ZEALAND
NICARAGUA
NIGERIA
NORWAY
PAKISTAN
PANAMA
PARAGUAY
PERU
PHILIPPINES
POLAND
PORTUGAL
ROMANIA
SAUDI ARABIA
SENEGAL
SIERRA LEONE
SINGAPORE
SOUTH AFRICA
SPAIN
SUDAN
SWEDEN
SWITZERLAND
SYRIAN ARAB REPUBLIC
THAILAND
TUNISIA
TURKEY
UGANDA
UKRAINIAN SOVIET SOCIALIST REPUBLIC
UNION OF SOVIET SOCIALIST REPUBLICS
UNITED ARAB REPUBLIC
UNITED KINGDOM OF GREAT BRITAIN AND NORTHERN IRELAND
UNITED STATES OF AMERICA
URUGUAY
VENEZUELA
VIET-NAM
YUGOSLAVIA
ZAMBIA

The Agency's Statute was approved on 23 October 1956 by the Conference on the Statute of the IAEA held at United Nations Headquarters, New York; it entered into force on 29 July 1957. The Headquarters of the Agency are situated in Vienna. Its principal objective is "to accelerate and enlarge the contribution of atomic energy to peace, health and prosperity throughout the world".

Printed by the IAEA in Austria
March 1969

PROCEEDINGS SERIES

PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED NUCLEAR FUSION RESEARCH

PROCEEDINGS OF THE THIRD
INTERNATIONAL CONFERENCE ON PLASMA PHYSICS
AND CONTROLLED NUCLEAR FUSION RESEARCH
HELD BY THE
INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY
AT NOVOSIBIRSK, 1 - 7 AUGUST 1968

In two volumes

VOL. II

INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY,
VIENNA, 1969

PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED NUCLEAR FUSION RESEARCH
(Proceedings Series)

ABSTRACT. Proceedings of the Third Conference on this matter convened by the IAEA and held at Novosibirsk, 1-7 August 1968. The meeting was attended by more than 400 participants from 24 countries.

Contents: (Vol.I) Summary of the Conference (4 papers); Shock waves (8 papers); Toroidal confinement I (Tokamak, Zeta, etc.) (11 papers); Toroidal confinement II (Multipoles, etc.) (9 papers); Toroidal confinement III (Stellarators) (9 papers); Drift waves and non-linear phenomena (15 papers); Toroidal confinement IV (Theory), Laser-produced plasmas, Astron (9 papers).

(Vol.II) Plasma focus, Confinement by neutral gas, Instabilities and waves (16 papers); Open-ended systems I (Mirrors) (11 papers); HF heating, confinement and stabilization (13 papers); Open-ended systems II (Theta pinch)(12 papers); Turbulent heating, Beam-plasma interaction (10 papers).

Each paper is in its original language (80 English, 37 Russian and 10 French) and is preceded by an abstract in English with one in the original language if this is not English. The discussions are in English.

(Vol.I: 998 pp., Vol.II: 836 pp., 16 × 24 cm, paper-bound, 968 figures; 1968)

Price: Vol.I: US $23.00; £9.11.8
Vol.II: US $19.50; £8.2.6

PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED NUCLEAR FUSION RESEARCH
IAEA, VIENNA, 1969
STI/PUB/192

FOREWORD

As has often been stated, the achievement of controlled fusion would be the ultimate solution of the earth's energy problems. Thus it is one of the most important scientific quests of our time, or perhaps of all time.

The International Atomic Energy Agency has shared in this quest by sponsoring international conferences on fusion in 1961 at Salzburg and in 1965 at Culham, following the first open exchange of information at the 1958 Geneva Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. In 1961 the Agency also founded the journal Nuclear Fusion. In accordance with its continued strong interest in this subject, it recently sponsored the Third Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, which was held in Novosibirsk, USSR, on 1-7 August 1968. The Conference, attended by more than 400 participants from 24 countries, took place with the full cooperation and support of the government of the USSR and the Institute of Nuclear Physics of the Siberian Academy of Sciences. The present two-volume publication contains the complete proceedings of the Novosibirsk Conference, including the discussions. The texts of the 123 topical papers, from 14 countries, are here published in the original languages. The 34 papers presented here in Russian will be published in English translation in Nuclear Fusion early in 1969.

Current research on fusion ranges from basic plasma physics studies, which provide a foundation for fusion research as well as constituting a scientific discipline in their own right, to work on the large experimental devices such as Tokamaks, stellarators, pinches, wherein perceptible progress is being made toward the main objective: longer containment of hot plasma. The programme of the Novosibirsk Conference reflects this range of research effort and provides a balanced presentation of the current progress in the various approaches. Sincere thanks are due to the authors and the scientific institutions they represent, and gratitude is expressed to the USSR authorities for their hospitality and their help in arranging the meeting.

EDITORIAL NOTE

The papers and discussions incorporated in the proceedings published by the International Atomic Energy Agency are edited by the Agency's editorial staff to the extent considered necessary for the reader's assistance. The views expressed and the general style adopted remain, however, the responsibility of the named authors or participants.

For the sake of speed of publication the present Proceedings have been printed by composition typing and photo-offset lithography. Within the limitations imposed by this method, every effort has been made to maintain a high editorial standard; in particular, the units and symbols employed are to the fullest practicable extent those standardized or recommended by the competent international scientific bodies.

The affiliations of authors are those given at the time of nomination.

The use in these Proceedings of particular designations of countries or territories does not imply any judgement by the Agency as to the legal status of such countries or territories, of their authorities and institutions or of the delimitation of their boundaries.

The mention of specific companies or of their products or brand-names does not imply any endorsement or recommendation on the part of the International Atomic Energy Agency.

CONTENTS OF VOL. II

CONFINEMENT BY NEUTRAL GAS, INSTABILITIES AND WAVES (Session G)

Стационарные плазменные ускорители и перспективы их применения в термоядерных исследованиях (CN-24/G-1) 3
А. И. Морозов
Discussion 18
Исследование нецилиндрического Z-пинча при токах свыше 1 Ма (CN-24/G-2) 21
В. И. Агафонов, Г. В. Голуб, Л. Г. Голубчиков, В. Ф. Дьяченко, В. Д. Иванов, В. С. Имшенник, Ю. А. Колесников, Э. Б. Свирский, Н. В. Филиппов и Т. И. Филиппова
Discussion 37
Исследование плазменного фокуса коаксиального инжектора (CN-24/G-3) 39
Р. П. Васильева, М. И. Пергамент и А. И. Ярославский
Properties of the dense plasma produced in plasma focus (CN-24/G-4) 51
N.J. Peacock, P.D. Wilcock, R.J. Speer and P.D. Morgan
On the mechanism of neutron production from the dense plasma focus (CN-24/G-5) 67
P.J. Bottoms, J.P. Carpenter, J.W. Mather, K.D. Ware and A.H. Williams
Experiments with imploding plasma liners (CN-24/G-6) 77
Ch. Maisonnier, M. Samuelli, J.G. Linhart and C. Gourlan
Time behaviour of spectral lines and dynamics of processes in the rod plasma injector (RPI) (CN-24/G-7) 87
M. Gryziński, J. Nowikowski and S. Suckewer
Discussion on papers CN-24/G-2 to CN-24/G-7 95
MHD stability of a rotating plasma surrounded by a neutral gas (CN-24/G-8) 97
E. Minardi and J.C. Terlouw
High-temperature plasma with a cold gas blanket in a toroidal magnetic field (CN-24/G-9) 113
H.H. Berghahn, W. Feneberg, F. Karger and G. Venus
Discussion 124
Циклотронная неустойчивость и сбросы плотности плазмы в адиабатических ловушках (CN-24/G-10) 125
Б. Б. Кадомцев и О. Н. Погуце
Discussion 140

Resonant loss-cone instabilities in mirror-confined plasmas (CN-24/G-11) 141
C.O. Beasley, Jr., R.A. Dory, W.M. Farr, G.E. Guest and D.J. Sigmar
Criteria for stabilization of electrostatic modes in mirror-confined plasmas (CN-24/G-12) 151
H.L. Berk, T.K. Fowler, L.D. Pearlstein, R.F. Post, J.D. Callen, W.C. Horton and M.N. Rosenbluth
Неустойчивости, вызываемые в плазме током, текущим поперек удерживающего магнитного поля (CN-24/G-13) 165
В.И. Арефьев, А.В. Гордеев и Л.И. Рудаков
Discussion 179
Распространение магнитогидродинамических волн в неоднородной плазме(CN-24/G-14) 181
Р.В. Дойч
Plasma heating from nonlinear effects of large-amplitude Alfvén waves (CN-24/G-15) 195
C.N. Watson-Munro, R.C. Cross and B.W. James
Discussion 207
Screening of a high-density plasma from neutral gas penetration (CN-24/G-16) 209
B. Lehnert
Discussion 209

OPEN-ENDED SYSTEMS I (MIRRORS) (Session H)

Эксперименты по удержанию плазмы на установке ПР-6 (CN-24/H-1) 213
Ю.Т. Байбородов, Ю.В. Готт, М.С. Иоффе и Р.И. Соболев
Discussion 224
Decay modes of a dense plasma in a magnetic well (CN-24/H-2) 225
F.H. Coensgen, W.F. Cummins, R.E. Ellis and W.E. Nexsen, Jr.
Discussion 237
Containment of high-density plasma in a pulsed magnetic well (M.T.S.E.II) (CN-24/H-3) 239
G. Francis, J.W. Hill, B. McNamara and D.W. Mason
Discussion 250
Dependence of ion cyclotron instabilities on particle distribution functions in the Alice experiment (CN-24/H-4) 253
C.C. Damm, J.H. Foote, A.H. Futch, Jr., R.K. Goodman, F.J. Gordon, A.L. Hunt, R.G. Mallon, K.G. Moses, J.E. Osher, R.F. Post and J.F. Steinhaus
Discussion 266
Ion cyclotron instabilities and the effect of microwave heating in the Phoenix II magnetic well (CN-24/H-5) 267
J.G. Cordey, G. Kuo-Petravic, E.G. Murphy, M. Petravic, D.R. Sweetman and E. Thompson
Discussion 289

The effect of microinstabilities on a hot-ion plasma (CN-24/H-6) ... 291
J.F. Clarke, G.G. Kelley, J.F. Lyon and R.F. Stratton
Discussion ... 298
Instabilité cyclotronique ionique dans le puits magnétique de Deca II (CN-24/H-7) ... 299
P. Brossier, P. Lecoustey, C. Renaud et J. Tachon
Discussion ... 309
О структуре волн в плазме, созданной инжекцией быстрых ионов (CN-24/H-8) ... 311
А.В.Бортников, Н.Н.Бревнов, В.Г.Жуковский и М.К.Романовский
Исследование ионно-циклотронной неустойчивости на установке ПР-5 (CN-24/H-9) ... 319
Б.И.Канаев и Е.Е.Юшманов
Discussion ... 332
Исследование ионно-циклотронной неустойчивости в плазменном сгустке (CN-24/H-10) ... 335
К.Б.Карташев, В.И.Пистунович, В.В.Платонов, Д.Д.Рютов и Е.А.Филимонова
Discussion ... 346
Etude de microinstabilités dans un plasma d'électrons chauds confiné (CN-24/H-11) ... 347
J. Jacquinot, C. Leloup, J.P. Poffe, M. de Pretis, F. Waelbroeck, P. Evrard et J. Ripault
Discussion ... 358

HF HEATING, CONFINEMENT AND STABILIZATION (Session J)

Etudes théoriques et expérimentales sur les structures HFA plasma (CN-24/J-1) ... 361
T. Consoli
Применение высокочастотных полей для нагрева плазмы (CN-24/J-2) ... 381
В.В.Аликаев, Ю.И.Арсеньев, В.М.Богачев, В.М.Глаголев, С.А.Морозов, И.Н.Хромков и Н.С.Чеверев
Исследования сверхвысокочастотного нагрева плазмы в магнитном поле (CN-24/J-3) ... 399
А.И.Анисимов, В.Н.Будников, Н.И.Виноградов, В.Е.Голант, С.И.Нанобашвили, А.А.Обухов, Л.П.Пахомов, А.Д.Пилия и В.И.Федоров
Discussion ... 413
Production of a hot plasma at high levels of radiofrequency power densities (CN-24/J-4) ... 415
G. Lisitano, P. Caldirola, N. Barassi, M. Fontanesi and E. Sindoni

Characteristics of microinstabilities in a hot electron plasma (CN-24/J-5) 423
H. Ikegami, H. Ikezi, T. Kawamura, H. Momota, K. Takayama and Y. Terashima
Discussion 432
Discussion on papers CN-24/J-1 to CN-24/J-5 433
Electron cyclotron heated "Target" plasma experiments (CN-24/J-6) 435
R.A. Dandl, J.L. Dunlap, H.O. Eason, P.H. Edmonds, A.C. England, W.J. Herrmann and N.H. Lazar
Discussion 447
Экспериментальное исследование устойчивости плазмы в сильном высокочастотном электрическом поле (CN-24/J-7) 449
Р.А.Демирханов, Г.Л.Хорасанов и И.К.Сидорова
Discussion 459
Взаимодействие плазмы с удерживающим ее ВЧ-бегущим магнитным полем (CN-24/J-8) 461
М.Л.Левин и К.В.Ходатаев
Высокочастотная стабилизация вытянутых вдоль магнитного поля возмущений вращающегося плазменного цилиндра (CN-24/J-9) 469
Л.В.Дубовой и В.Д.Дятлов
Высокочастотная стабилизация тороидального токового разряда в магнитном поле (CN-24/J-10) 477
И.М.Ройфе и М.А.Василевский
Discussion 481
On the problem of dynamic stabilization (CN-24/J-11) 483
G. Berge
Discussion 495
Исследование взаимодействия плазмы с высокочастотным магнитным полем, возрастающим к периферии (CN-24/J-12) 497
Н.А.Борзунов, Г.Б.Левадный, В.Е.Морозов, Ю.Ф.Наседкин, Д.В.Орлинский, С.М.Осовец, Е.И.Павлов, Ю.Ф.Петров, И.А.Попов и В.И.Синицын
Discussion 513
Подавление желобковой неустойчивости плазмы с помощью обратных связей (CN-24/J-13) 515
В.В.Арсенин, В.А.Жильцов и В.А.Чуянов
Discussion 528

OPEN-ENDED SYSTEMS II (THETA PINCH) (Session K)

Diffusion and stability of high-β plasma in an 8-metre theta pinch (CN-24/K-1) 533
H.A.B. Bodin, J. McCartan, A.A. Newton and G.H. Wolf
Discussion 552
Linear θ-pinch experiments related to the stability of a toroidal θ-pinch of large aspect ratio (CN-24/K-2) 555
E.M. Little, A.A. Newton, W.E. Quinn and F.L. Ribe
Discussion 564

Confinement of high-β plasma with shear in a hard-core theta-pinch (CN-24/K-3) 567
A.C. Kolb, R.H. Dixon, D. Düchs, R.C. Elton and M.P. Young
Discussion 579
Limitation of the confinement of plasma in a linear theta-pinch with trapped reverse magnetic field (CN-24/K-4) 581
A. Kaleck, L. Könen, P. Noll, K. Sugita, F. Waelbroeck, K. Watanabe and H. Witulski
Discussion 592
Monte Carlo and computer plasma simulation studies of the inhibition of end loss from a θ-pinch by nonadiabatic 'rough' magnetic walls (CN-24/K-5) 595
L. Tuck
Discussion 605
Toroidal high-β equilibria (CN-24/K-6) 607
A.A. Blank, H. Grad and H. Weitzner
Discussion 616
A theta-pinch experiment of a very-low-density plasma preheated by ion cyclotron resonance heating (QP-machine) (CN-24/K-7) ... 619
A. Miyahara, K. Matsuura, G. Horikoshi, T. Sato, T. Kuroda, M. Masuzaki, H. Toyama, S. Fujiwaka, C. Kuwabara, T. Tsuzuki, H. Ishimaru and S. Nagao
Very-high-density theta-pinch (CN-24/K-8) 629
J.J. Hamm, H. Knoepfel, H. Krögler, J.G. Linhart and R. Verbeek
Theta-cusp containment (CN-24/K-9) 639
I.J. Spalding, M.J. Eden, A.D.R. Phelps and T.K. Allen
Discussion 648
Relaxation of ion pressure anisotropy and energy transfer between ions and electrons in high-density plasmas (CN-24/K-10) 651
P. Bogen, Y.T. Lie, D. Rusbüldt and J. Schlüter
Discussion 656
Confinement of collision-dominated plasma and production of hot electron plasma in a mirror θ-pinch (CN-24/K-11) 657
Ka. Sato, Ko. Sato, S. Shiina, H. Murata, H. Ohnishi, M. Sato, I. Kawakami, K. Yokoyama and H. Yoshimura
Magnetic equilibrium in fast theta pinch (CN-24/K-12) 667
R.L. Bingham, L.M. Goldman and R.W. Kilb
Discussion 674

TURBULENT HEATING, BEAM-PLASMA INTERACTION (Session L)

Турбулентный нагрев плазмы током (CN-24/L-1) 679
Е.К. Завойский, С.Л. Недосеев, Л.И. Рудаков, В.Д. Русанов, В.А. Скорюпин и С.Д. Фанченко
Discussion 691

Experimental strong turbulent heating (CN-24/L-2) 693
R.V. Neidigh, I. Alexeff, G.E. Guest, W.D. Jones, D.C. Montgomery, D.J. Rose and W.L. Stirling
Discussion 708
Исследование механизма пучкового нагрева плазмы в пробкотроне (CN-24/L-3) 709
А.Г.Плахов, Д.Д.Рютов и В.В.Шапкин
Discussion 722
Об управлении пучковыми неустойчивостями (CN-24/L-4) 723
А.К.Березин, Я.Б.Файнберг, Л.И.Болотин, Г.П.Березина, И.А.Безъязычный, В.И.Курилко, В.Д.Шапиро, И.Улшмид и В.П.Зейдлиц
Discussion 732
Generation and heating of plasma by beam-plasma interaction (CN-24/L-5) 733
J. Jančařík, V. Kopecký, V. Piffl, J. Pohanka, J. Preinhaelter, M. Seidl, P. Šunka and J. Ullschmied
Time resolved beam distribution functions in a beam-plasma experiment (CN-24/L-6) 749
J. Cabral, H.J. Hopman, F.G. Insinger and W. Ott
Дрейфовая неустойчивость немаксвелловской плазмы (CN-24/L-7) 763
М.В.Незлин
Взаимодействие электронного пучка с быстрой магнитозвуковой волной (CN-24/L-8) 777
А.И.Ермаков и Н.И.Назаров
Excitation of oscillations between the ion cyclotron and electron plasma frequency in an ion-beam generated plasma (CN-24/L-9) 785
W. Dommaschk
Plasma-cyclotron interaction in a symmetrical double beam system (CN-24/L-10) 793
D. Handel and G. Müller
Discussion 800

Chairmen of Sessions and Secretariat of Symposium 801
Note 803
List of Participants 805
Author Index 827
Transliteration Index 833

PLASMA FOCUS
CONFINEMENT BY NEUTRAL GAS
INSTABILITIES AND WAVES

(Session G)

Chairman: P. HUBERT

Papers G-2 to G-7 were presented by
N.V. FILIPPOV as Rapporteur
Papers G-10 to G-12 were presented by
B.B. KADOMTSEV as Rapporteur

СТАЦИОНАРНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

А.И.МОРОЗОВ
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

STEADY STATE PLASMA ACCELERATORS AND THEIR APPLICATIONS IN THERMONUCLEAR RESEARCH. Steady state plasma accelerators make it possible in principle to obtain plasma fluxes of high energy and large flow rate. This is of interest in thermonuclear research for two reasons. Firstly, the accelerator can be used for injecting plasma into existing traps; secondly, it can be used to design new types of thermonuclear reactors, which might be referred to as "Flow-type Reactors" in which a positive yield is realised during the time the material passes through the reactor system. The main types of accelerating mechanisms operating in this accelerator are described and a brief review is given of theoretical, numerical and experimental investigations carried out by the author and his colleagues. The numerical and theoretical analysis of the processes taking place in coaxial steady state accelerators revealed the possible existence of steady-state compressive flows during which the applied electromagnetic energy is not converted into kinetic plasma energy but is used for compression of the plasma. When the compressed flow is allowed to expand its thermal energy is converted into kinetic energy. Devices in which compressive flow is attained are referred to as magnetic plasma compressors. At the present stage the existence of compressive flows has been confirmed experimentally. To ensure a positive yield in the region of compression a density of 10^{20} - 10^{21} cm^{-3} is essential. The possibility of obtaining a positive yield in linear "Flow type Reactors" is discussed. Such reactors consist of magnetic plasma guides of length ~100 m, in which a flow of hot plasma is produced by a steady state plasma accelerator.

СТАЦИОНАРНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЯ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ. Стационарные плазменные ускорители (СПУ) позволяют, в принципе, получить плазменные потоки с большой энергией и большим расходом. Это обстоятельство представляет интерес для термоядерных исследований по двум причинам. Во-первых, можно использовать СПУ для инжекции плазмы в существующие ловушки. Во-вторых, могут быть созданы качественно новые типы термоядерных реакторов — "пролетные реакторы", в которых положительный выход осуществляется в течение пролетного времени. Описываются основные виды ускорительных механизмов, действующие в СПУ, и приводится краткий обзор теоретических, расчетных и экспериментальных исследований, выполненных автором с сотрудниками. Расчетный и теоретический анализ процессов в коаксиальных СПУ обнаружил принципиальную возможность существования стационарных компрессионных течений, при которых подводимая электромагнитная энергия переходит не в кинетическую энергию плазмы, а идет на ее сжатие. Если затем сжатый поток получает возможность расширяться, его тепловая энергия переходит в кинетическую. Устройства, в которых реализуются компрессионные течения, были названы магнитно-плазменными компрессорами. Сейчас экспериментально подтверждено существование компрессионных течений. Для обеспечения положительного выхода в зоне сжатия необходимо иметь плотность $\sim 10^{20} - 10^{21}$ $см^{-3}$. Обсуждается возможность получения положительного выхода в линейных "пролетных реакторах", представляющих собой магнитные плазмоводы длиной ~100 м, в которых течет горячая плазма, созданная СПУ.

Цель данного доклада — подчеркнуть важность стационарных плазменных ускорителей (СПУ) для термоядерных исследований. Эта важность объясняется не только тем, что СПУ представляются наилучшими, в принципе, инжекторами плазмы или перезаряженных нейтральных потоков в существующие плазменные ловушки, но и тем, что они поз-

воляют создать качественно новый класс термоядерных устройств – реакторов с движущейся плазмой.

В докладе рассматриваются три вопроса:

1. Основные принципы и свойства СПУ.
2. Суть стационарных компрессионных течений и возможности магнитоплазменных компрессоров (МПК) как термоядерных устройств.
3. Возможные схемы пролетных термоядерных реакторов с внешними магнитными полями.

В докладе приводится ряд опубликованных авторами доклада или другими авторами результатов, которые потребуются для полноты картины.

1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА СПУ

Ускорение плазмы – это, в конечном счете, ускорение ионов при сохранении квазинейтральности. Электронная компонента, благодаря своей малой массе, "в ускорении не нуждается" и является более или менее активным фоном, компенсирующим объемный заряд ионов. Поэтому центральным моментом анализа [1] работы плазменных ускорителей, вообще, и СПУ, в частности, является анализ механизмов ускорения ионов. Нас будут интересовать СПУ термоядерных параметров, которые работают с полностью ионизованной плазмой.

Основные типы и особенности ускорительных механизмов в СПУ можно уяснить, взяв за основу двухжидкостную гидродинамическую модель плазмы. Тот факт, что в реальных ускорителях распределение частиц часто немаксвелловское, особой роли сейчас не играет. Из уравнения движения ионной компоненты

$$M\frac{d\vec{V}_i}{dt} = -\frac{\nabla p_i}{n} + e\left(\vec{E} + \frac{1}{c}\left[\vec{V}_i, \vec{H}\right]\right) - e\frac{\vec{j}}{\sigma} \qquad (1)$$

видно, что нарастание скорости ионов может идти за счет градиента ионного давления ∇p_i, электрического поля $\vec{E}$ и силы "электронного ветра", которую будем характеризовать эффективной напряженностью $\vec{E}^{*}_{*} = \vec{j}/\sigma$.

А. Роль ∇p_i в термоядерных инжекторах, хотя и может быть значительной (см. п° 2), тем не менее, как правило, этот фактор проявляет себя только в особых случаях. Поскольку, к тому же, обязанное ему ускорение носит простой гидродинамический характер, мы не будем на нем останавливаться специально.

Б. Перейдем к анализу ускорения ионов электрическим полем, считая $\vec{E}_{*} \to 0, \nabla p_i \to 0$.

Основная трудность здесь – создать электрическое поле в плазме, содержащей подвижные электроны. Уравнение движения электронной компоненты при условии, что $v_e \sim v_i$, а инерцией электронов можно пренебречь, имеет вид:

$$0 = \frac{\nabla p_e}{en} + \vec{E} + \frac{1}{c}\left[\vec{V}_e, \vec{H}\right] - \frac{\vec{j}}{\sigma} \qquad (2)$$

Отсюда видно, что если $\vec{j}/\sigma$ – мало, то электрическое поле может существовать в плазме, если $\nabla p_e \neq 0$ или $\vec{H} \neq 0$.

В первом случае имеем так называемые неизотермические ускорители. Для успешной работы таких систем необходимо создать электронно-горячую плазму с $T_e \sim 1 \div 10$ кэв. В таком случае, электроны, вытекая из некоего магнитного сопла[1], потянут за собой (за счет возникающего электрического поля $\vec{E}$) ионы и сообщат им энергию W_i. Реально учитывая, что электронная компонента обладает высокой теплопроводностью, можно осуществить режим истечения, близкий к течению с постоянным во всем объеме T_e. Это обеспечивает получение ионного потока с энергией W_i, в несколько раз превосходящей T_e.

Экспериментально неизотермические системы изучались многими авторами [2]. В ряде случаев на них удалось получить мощные потоки ионов с высокими энергиями. Хотя, в принципе, ускоренный ионный поток в таких ускорителях не ограничен, тем не менее, принципиальная необходимость поддерживать в системе электроны с очень высокой температурой делает неизотермические ускорители мало пригодными для получения токов > 100 а, по крайней мере, в течение длительных промежутков времени $\sim 10^{-3} \div 1$ сек.

В. Если не только $\vec{j}/\sigma \to 0$, но и $\nabla p_e \to 0$, то единственной возможностью создания электрического поля в плазме является "замагничивание" электронов. В таком случае уравнение (2) принимает вид:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\left[\vec{V}_e, \vec{H}\right] \tag{3}$$

Учитывая, что в данном случае $\vec{E}$ – поле обязано силе Лоренца, этот класс ускорителей естественно назвать лоренцовым. В "чисто" лоренцовых системах, подчиняющихся (3), магнитные силовые линии являются электрически эквипотенциальными, т.е.

$$\Phi = \Phi(\gamma) \tag{4}$$

Φ – электрический потенциал, γ – индекс магнитной силовой линии. Используя магнитные поля различной структуры, можно создавать в плазме практически любые электрические потенциальные рельефы [3]. Это позволяет управлять потоком плазмы в ускорителе и вне его и, в частности, осуществлять эффективную очистку плазмы от примесей [3].

Второй важной особенностью лоренцовых систем является наличие дрейфа электронов. Этот дрейф можно сделать замкнутым, и в таком случае получим ускорители, часто называемые холловскими. Будем называть их ускорителями с замкнутым дрейфом[2].

Мы уделяем большое внимание исследованию таких СПУ. Наиболее мощные ионные токи были получены Кисловым, Зубковым и автором [4] на так называемой "двухлинзовой" модели СПУ с замкнутым дрейфом.

На рис. 1 изображена схема этого СПУ. Здесь 1 – магнитопровод, создающий магнитное поле, силовые линии которого образуют двухлинзовую конфигурацию; 2 – изолятор, ограничивающий ускорительный канал; 3 – анод, через отверстия в котором подается газ – водород. Катодом в

---

[1] т.е. аксиально-симметричного продольного магнитного поля, вдоль оси которого происходит истечение.

[2] Двухлинзовая модель хороша тем, что, пройдя ускоритель, ион не приобретает азимутальной скорости.

данной системе служат стенки камеры[3] или специальные источники электронов – компенсаторы. Ускоритель питается конденсаторной батареей, дающей импульсы тока до 1 ка длительностью ~5 мсек. Разрядное напряжение на системе устойчиво достигало значений ~4 кв. При больших напряжениях снаружи (а не внутри !) прибора наблюдаются пробои. Эти пробои связаны с развитием неустойчивостей, которые появляются при спаде разрядного тока.

Работа ускорителя протекает следующим образом. После срабатывания импульсного клапана газ поступает в ускорительный канал. При подаче напряжения в канале появляется продольное электрическое поле. Во взаимноперпендикулярных $\vec{E}$ и $\vec{H}$ – полях в каждой из линз происходит дрейф электронов, причем направления вращения электронов в линзах взаимнообратны.

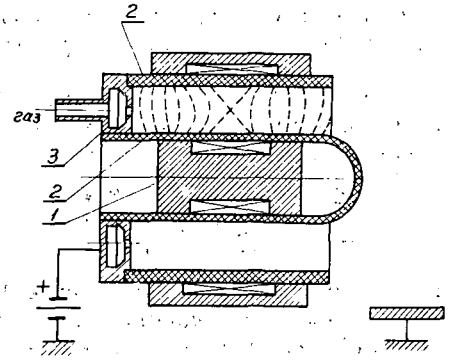


Рис.1. "Двухлинзовый" ускоритель с замкнутым дрейфом:
1 – магнитопровод, 2 – изолятор, 3 – анод с системой подачи рабочего вещества.

Нейтральные атомы водорода, входя из анода, ионизуются электронами, и образующиеся ионы ускоряются электрическим полем вдоль системы. Длина линз и величина магнитного поля выбираются таким образом, чтобы ионный ларморовский радиус $R_{i\Lambda}$, рассчитанный по характерной скорости ионов, был заметно больше длины линзы Λ

$$R_{i\Lambda} \gg \Lambda \qquad (5)$$

Разумеется, для электронов соотношение обратное

$$R_{e\Lambda} \ll \Lambda \qquad (6)$$

Благодаря замагниченности электронов и сравнительно низкой температуре T_e электрическое поле в ускорителе, как показали зондовые измерения, достаточно хорошо удовлетворяют условию (4). Созданная в двухлинзовом ускорителе структура электрического и магнитного полей обеспечивает фокусировку ионного потока и сравнительно слабое взаимодействие его со стенкой.

В идеале, при выполнении условия (6), электронный ток, проходящий через систему, казалось бы, должен быть ничтожным ($\omega_e\tau_e \sim 10^4$). Однако, реально он составлял 5-10% от разрядного тока. Это объясняется

---

[3] Если катодом является камера, то во время разряда на ее стенках зажигаются пристеночные дуги, эмитирующие электроны.

как шумами, так и "пристеночной проводимостью", возникающей за счет столкновений электронов не с ионами, а со стенкой [5]. Шумы и пристеночная проводимость определяют также вид зависимости $\Phi(\gamma)$.

Анализ энергетического спектра ускоренных ионов показывает, что максимум энергетического распределения и его центр тяжести близки к разрядному напряжению. Однако получающийся спектр оказывается пока достаточно широким. Это объясняется как большой напряженностью зоны ионизации, так и наличием колебаний в системе. Контрольные эксперименты на легко ионизующихся газах показывают, что зона ионизации может быть вплотную прижата к аноду. Достаточно обнадеживающими являются попытки управлять колебаниями с помощью изменения геометрии магнитного поля, режима работы и т.п.

Важной особенностью данной системы, как, впрочем, и всех других плазменных ускорителей, является возможность сепарации потока по массам уже в процессе ускорения. Это наиболее просто можно проиллюстрировать на примере ускорителя с радиальным магнитным полем, близким к однородному.

В таком случае на выходе из ускорителя ион будет иметь азимутальную компоненту скорости, равную

$$|V_\varphi| = \frac{e}{Mc}\int_0^{\wedge} H_z\,dz \sim \omega_{Hi}\Lambda \qquad (7)$$

Здесь $\omega_{Hi} = eH_{cp}/Mc$. С другой стороны, продольная компонента скорости

$$V_z = \sqrt{\frac{2eU_p}{M}} \qquad (8)$$

где U_p – пройденная внутри ускорителя разность потенциалов. Отсюда видно, что при $z \to \infty$ траектория частицы ложится на конус, характеризуемый углом α, причем

$$tg\alpha = \frac{|V_\varphi|}{V_z} \sim \frac{1}{\sqrt{M}} \qquad (9)$$

Зависимость угла α от M и означает сепарацию потока по массам.

Разумеется, сепарация и фокусировка потока может быть дополнена с помощью плазменных систем (см.[3]), находящихся вне ускорителя.

Г. Кроме СПУ с замкнутым дрейфом, могут быть созданы СПУ с разомкнутым дрейфом. К таким ускорителям относятся так называемые коробчатые и коаксиальные ускорители с секционированными электродами. Представляется, что оправдано создание ускорителей с разомкнутым дрейфом только на большие токи $\geq$10ка, когда собственные магнитные поля начинают достигать многих сотен и тысяч эрстед и могут заменить внешние магнитные поля.

Разберем особенности происходящих здесь процессов на примере коаксиального ускорителя с собственным магнитным полем (рис.2). Если создать внутри канала только продольное электрическое поле, то при

наличии азимутального магнитного поля дрейф электронов будет направлен строго по радиусу от "катода" к "аноду".

В то же время, под действием силы Лоренца, ионы будут отклоняться к "аноду", т.е. к стенке канала, принимающей электроны. Поэтому создание таких ускорителей на очень большие разрядные токи затруднительно. Сами стенки канала, будучи способными эмитировать и принимать электроны, не должны обладать продольной (по z) проводимостью, т.е. должны быть набраны из проводящих и изолирующих секций. Схема системы электрического питания электродов изображена на рис.2. Данный ускоритель также нуждается в специальном компенсаторе. Это является существенным недостатком, если учесть, что речь идет о токах ~10 ка.

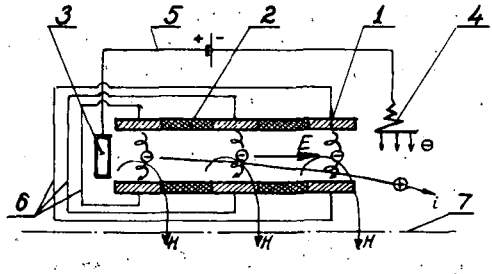


Рис.2. Коаксиальный ускоритель с собственным магнитным полем: 1 – проводящие секции, 2 – изолирующие секции, 3 – анод с системой подачи рабочего вещества, 4 – катод-компенсатор, 5 – основная цепь питания, 6 – закорачивающие проводники, 7 – ось симметрии системы.

Процесс в ускорителе с продольным $\vec{E}$ - полем, при условии, что канал можно считать узким, описывается следующей системой уравнений ($\Lambda \ll R_{i\Lambda}$):

$$\frac{MV_i^2}{2} + e\phi_{\parallel} = e\phi_0; \quad V_{e\perp} = c\frac{E_{\parallel}}{H}; \quad nfV_i = const;$$
$$\frac{\partial H}{\partial z} = -\frac{4\pi}{c} enV_{e\perp}; \quad \frac{1}{r}\frac{\partial rH}{\partial r} = \frac{4\pi}{c} enV_i \qquad (10)$$

где f – ширина канала, n – концентрация частиц.

Можно существенно улучшить свойства рассмотренного ускорителя, если наряду с продольным $E_{\parallel}$ - полем в канале создать поперечное $E_{\perp}$-поле, подобрать его таким образом, чтобы уравновесить силу Лоренца:

$$E_{\perp} = \frac{V_i}{c} H \qquad (11)$$

Тем самым достигаются две цели. Во-первых, "основные ионы", т.е. ионы, составляющие основную часть потока по массе и имеющие требуемую соотношением (11) начальную скорость, идут вдоль канала, не отклоняясь к электродам. Во-вторых, вдоль системы создается продольный электронный поток со скоростью v_e, равной продольной скорости ионов. Это обстоятельство избавляет ускоритель от необходимости иметь специальные компенсаторы.

В ускорителе с поперечным E-полем также проявляются эффекты электромагнитной сепарации. Если ион примеси тяжелее основного иона, то его продольная скорость будет меньше продольной скорости основного потока, и он будет отклоняться к катоду ($E_\perp > vH/c$).

К катоду же будут отклоняться, так или иначе, заторможенные ионы основного потока. Наоборот, более легкие и более быстрые ионы будут отклоняться к аноду ($E_\perp < vH/c$).

В приближении узкого канала процесс, происходящий в СПУ с поперечным E-полем, описывается следующей системой уравнений:

$$M v_{i\parallel}^2 + e\phi_\parallel = e\phi_0 ; \quad v_{i\parallel} = v_{e\parallel} = c\frac{E_\perp}{H} ; \quad v_{e\perp} = c\frac{E_\parallel}{H} ;$$

$$n f v_{i\parallel} = \text{const} ; \quad \frac{\partial H}{\partial z} = -4\pi e n v_{e\perp} ; \quad v_{i\perp} = 0 \qquad (12)$$

Если предположить, что поперечная разность потенциалов постоянна, т.е.

$$E_\perp f = \text{const} \qquad (13)$$

то система уравнений (12) может быть приведена к следующей системе уравнений, имеющей последовательно магнитогидродинамический вид:

$$\rho v f = \text{const} ; \quad \frac{H}{\rho} = \text{const} ; \quad \frac{v^2}{2} + \frac{H^2}{4\pi\rho} = \text{const} ; \qquad (14)$$

$$\rho \equiv Mn$$

Течения, удовлетворяющие условию $H/\rho = \text{const}$, далее будут называться изомагнитными.

Из системы (14) следует, что канал имеет вид сопла, причем в минимальном сечении скорость ионов равна альфвеновской скорости.

Если на входе $v_0 \to 0$, а на выходе $\rho \to 0$, то скорость плазмы на выходе $v_{max} \to H_0/\sqrt{2\pi\rho_0}$, где нулем отмечены величины, взятые на входе.

Системы уравнений (10) и (11) справедливы для узких каналов. Однако реальные течения, как правило, двухмерны. Не входя в общий анализ двухмерных течений[4], отметим два простых следствия системы уравнений (1) и (2), справедливых для аксиально-симметричных течений с $H_r = H_z = 0$ при $\sigma \to \infty$.

Для этого введем функции ионного и электронного потоков ψ_i и ψ_e, определяемые соотношениями:

$$v_z = -\frac{1}{2\pi n}\frac{\partial \psi}{\partial z} ; \quad v_z = \frac{1}{2\pi n}\frac{\partial \psi}{\partial z} \qquad (15)$$

Тогда законы сохранения энергии, вытекающие из (1) и (2), можно записать в виде:

$$\eta_e - e\phi = v_e(\psi_e) ; \quad \frac{Mv_i^2}{2} + \eta_i + e\phi = v_i(\psi_i) \qquad (16)$$

---

[4] Подробнее смотри [6,7].

где $\eta \equiv \int dp/n$, а v_e и v_i – постоянные вдоль линий потока соответствующих компонент. Кроме того, из уравнения для электронной компоненты следует уравнение вмороженности

$$\frac{H}{n r} = \frac{c}{e}\frac{dV_e}{d\psi_e} \qquad (17)$$

Если $\eta_e \to 0$, то получаем из (16) и (17), что электронная траектория лежит на эквипотенциали и, кроме того, вдоль электронной, а не ионной траектории сохраняется величина H/nr.

Чтобы лучше осознать важность этих двух фактов, нарисуем эпюру ускорителя [7]. Под эпюрой будем понимать прямоугольник, на котором прямыми линиями нанесены схематически траектории ионов $\psi_i = \text{const}$ и электронов $\psi_e = \text{const}$. Если величина ξ, определяемая соотношением

$$\xi \equiv \frac{|\psi_{e\max}| - |\psi_{i\max}|}{|\psi_{i\max}|} \qquad (18)$$

и названная нами параметром обмена, много меньше единицы, электронные и ионные траектории практически совпадают (рис.3а). Если же $\xi \geq 1$, траектории ионов и электронов сильно отличаются (рис.3б).

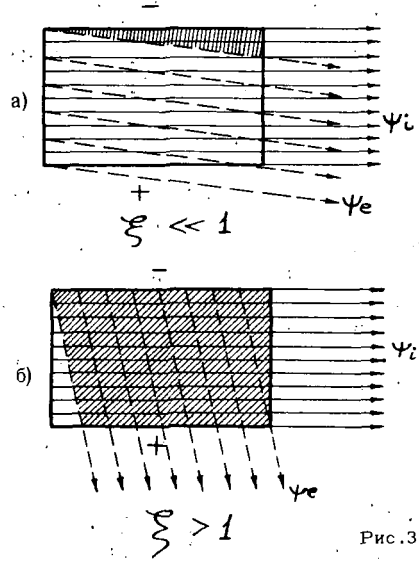


Рис.3. Эпюры коаксиального ускорителя.

В первом случае перепад потенциала вдоль электрода составляет малую величину от поперечной разности потенциала, а во втором – наоборот.

Поэтому, если при $\xi \sim 1$ сделать не рассеченные, а сплошные электроды, то при хорошей проводимости плазмы электроны, выходя из эквипотенциального катода, должны "на себе" нести потенциал катода и подтягивать его к аноду, создавая большой прианодный скачок [18]. Опыт подтверждает это.

При $\xi \ll 1$ возмущение ускорительного процесса приэлектродными процессами должно быть малым. Заметим, что параметр обмена

$\xi = I_p / I_m$, где I_p – разрядный ток, а I_m – массовый расход в токовых единицах.

Д. Ускорение электронным ветром обычно не учитывается при анализе процессов в термоядерных инжекторах, хотя оно играет важнейшую роль в большом числе ускорителей, в том числе и в пушках Кварцхавы-Маршалла при работе в режиме вынесенных токов.

Действительно, в этих режимах плотность вынесенных токов может достигать величин $\sim 10^5$ а/см^2. Если примем, что $T_e = 5$ эв, то получим эффективную напряженность $E_* \sim 1$ кв/см.

Ускорение электронным ветром проявляется также в гомополярах и сильноточных электронных источниках типа Плютто. В последних системах электроны вытягиваются из достаточно плотной плазмы, причем, когда ток электронов достигает сотен ампер, начинается крутой рост тока, сопровождающийся сжатием потока и увеличением ионов. В последующем происходит резкий срыв тока. Безусловно, в режиме больших параметров обмена, как это имеет место, например, в опытах Плютто, под ξ следует понимать "турбулентную проводимость".

В системах с Е-разгоном энергия ионов определяется продольной разностью потенциалов и по порядку сравнима с разностью потенциалов, приложенной к системе.

В системе с ветром средняя энергия ионов может достигать величин

$$W_i \sim \xi U_p \qquad (19)$$

где ξ – параметр обмена, а U_p – разрядное напряжение.

В экспериментах Плютто энергия иона на порядок превосходила приложенную разность потенциалов.

Е. Нашими сотрудниками (П.Е.Ковровым, Л.Г.Токаревым, Ю.П.Донцовым, А.К.Виноградовой, Ю.А.Завенягиным и др.) детально изучались процессы ускорения в коаксиальном квазистационарном ускорителе со сплошными электродами, работавшем на азоте. Длительность разрядного импульса была 1 – 5 мсек, а ток достигал 20 – 50 ка, $\dot{m} \sim 1 \div 10$ г/сек.

Эти работы изложены в [8 – 12]. Основными качественными результатами проведенных исследований были следующие:

1. В ускорителе существует фронт ионизации, пройдя который вещество ионизуется практически полностью.
2. Вблизи анода наблюдается большой скачок потенциала, достигающий половины величины приложенной разности потенциала [12], тогда как вблизи катода скачок был порядка 10-20 в.
3. Наличие прианодного скачка потенциала приводит к "скольжению" тока вдоль анода, выносу тока за срез ускорителя [8] и прижатию плазмы к катоду.
4. Различие условий вблизи анода и катода четко проявляется в характере эрозии электродов. Если на катоде наблюдается медленная равномерная эрозия, объяснимая процессами, связанными с автоэлектронной эмиссией и катодным распылением, то на аноде наблюдаются грубые проплавленные борозды, а неповрежденные участки анода постепенно полируются, причем микроскопическое исследование указывает на появление фигур травления.

5. Напряжение на разряде растет линейно с током ($U_p \sim 200-400$ в при $I_p \sim 20-50$ ка), и только при $I_p \sim 60-70$ ка начинается крутой рост вольтамперной характеристики.
6. Разряд сравнительно устойчив и, не считая привязок к аноду, остальные неустойчивости можно связывать с фронтом ионизации.
7. Электронная температура потока, по оптическим данным, оказывается замороженной во всем объеме на уровне 2 эв.
8. Ионная температура в несколько раз превосходит электронную.
9. Эпизодические эксперименты на водороде показали возможность получения ионных потоков с расходом $\sim 10^{21}$ частиц/мсек с энергией $\sim 100-200$ эв.

Характерной особенностью системы на водороде была очень большая длина токов выноса. У нас она равнялась длине камеры – 6 м.
10. В ускорителях со сплошными электродами ускорение ионов обязано всем механизмам $\nabla p_i, \vec{E}, \vec{j}/\sigma$.
11. В водородной системе очень четко было показано прижатие тяжелых примесей к катоду.

Ж. Параллельно с теоретическим анализом процессов в СПУ, а также экспериментальным исследованием коаксиального ускорителя со сплошными электродами, К.В.Брушлинским, Н.И.Герлах, Н.М.Зуевой и автором проводились численные расчеты нестационарных одномерных и двухмерных течений плазмы в коаксиальном ускорителе с азимутальным магнитным полем.

Первые расчеты были выполнены для одномерной модели [13], последующие – для двухмерной модели, сначала для идеально проводящей плазмы, а затем для плазмы с конечной проводимостью при учете эффекта Холла [14,15].

Эти исследования показали, что при достаточно малых параметрах обмена $\xi < 0{,}1$ течение устанавливается за пролетное время и оно устойчиво[5].

Однако, если ξ становится достаточно большим при данных R_m и $\beta = 8\pi p/H^2$, то возникают "прианодные взрывы"[15]. С увеличением R_m и уменьшением β величина критического ξ, при котором появляются "взрывы", уменьшается.

Характерными значениями критического ξ являются величины $\sim 0{,}1-1$.

Наличие прианодных взрывов можно связать с экспериментально наблюдаемыми локальными привязками тока к аноду, приводящими к его сильной эрозии.

По своей природе обнаруженная неустойчивость, как показали К.В.Брушлинский и автор [16], относится к дрейфовым неустойчивостям.

2. МАГНИТНО-ПЛАЗМЕННЫЙ КОМПРЕССОР

А. Одним из важных результатов упомянутых выше машинных расчетов было обнаружение К.В.Брушлинским, Н.И.Герлах и автором эффекта немонотонного изменения плотности при ускорении плазмы в коаксиальных системах с собственным магнитным полем. Такой аномальный ход

[5] Процессы ионизации не учитывались.

плотности имел место, когда диаметр одного из электродов резко уменьшался [14] .

Достаточно подробный анализ этого эффекта, изложенный в [17], показал, что возможно существование качественно нового класса стационарных течений, получивших название компрессионных течений. Кроме того, стало ясно, что эти течения тесно связаны со сверхсжатыми образованиями (Филиппов и Майзер) и представляют непосредственный интерес для термоядерных исследований.

Рассмотрим вкратце особенности компрессии на примере изомагнитных течений в узком коаксиальном канале (рис.4). Если предположить, что средний радиус канала r является не постоянной величиной, как в (14), а функцией z, и учесть газокинетическое давление плазмы, то система (14) принимает вид:

$$\rho v r f = \text{const}\,;\quad \frac{H}{\rho r} = \text{const}\,;\quad \frac{v^2}{2} + i(\rho) + \frac{H^2}{4\pi\rho} = \text{const} \equiv V \qquad (20)$$

Здесь $i(\rho) = \int dp/\rho$ – энтальпия плазмы. На входе в коаксиальные системы основным членом в v является магнитная энтальпия[6], так что

$$V \approx \frac{H_0^2}{4\pi\rho} \qquad (21)$$

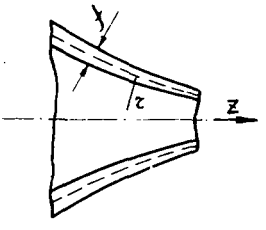


Рис.4. Коаксиальная трубка плазменного потока.

В системах с r= const, в силу пропорциональности H и ρ, за счет магнитной энтальпии может происходить только ускорение плазмы

$$\frac{H^2}{4\pi\rho} \rightarrow \frac{v^2}{2} \qquad (22)$$

так как $i(\rho)$ падает с уменьшением ρ .

Однако в коаксиальных каналах с переменным r, благодаря тому что процесс теперь описывается системой трех уравнений для 5 переменных r, f, H, v, ρ, наряду с ускорительным режимом (22), может реализовываться компрессионный режим, при котором

$$\frac{H^2}{4\pi\rho} \rightarrow i(\rho) \qquad (23)$$

---

[6] Имеются в виду системы термоядерных параметров.

Системы, в которых осуществляются компрессионные течения, будем называть магнитно-плазменными компрессорами (МПК).

Если плазменная струя после сжатия попадает в свободное пространство, где $\rho \to 0$, то, как следует из (20), скорость плазмы нарастает и $i(\rho) \to v^2/2$. Таким образом, МПК является также стационарным плазменным ускорителем.

Оценим параметры, достижимые в МПК. Будем считать, что на входе в МПК справедливо (21):

$$i(\rho_0) \ll \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0}, \qquad \frac{v_0^2}{2} \ll \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} \tag{24}$$

Тогда максимально достижимое значение плотности определяется соотношением:

$$i(\rho_{max}) \simeq \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} \tag{25}$$

Если течение политропическое, то ($T = T_i + T_e$)

$$p = p_0\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma}; \quad i = \gamma\frac{p}{\rho}\frac{1}{\gamma-1} = \frac{kT}{M}\cdot\frac{\gamma}{\gamma-1} \tag{26}$$

и, следовательно, максимальная степень сжатия ν будет равна

$$\nu \equiv \frac{\rho_{max}}{\rho_0} = \left[(\gamma-1)\frac{C_{A0}^2}{C_{T0}^2}\right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \tag{27}$$

Здесь $C_{A0}^2 \equiv H_0^2/4\pi\rho_0 \qquad C_{T0}^2 \equiv \gamma p_0/\rho_0$

Учитывая (26), находим температуру в сжатом состоянии:

$$T_{max} = \frac{M}{k}\frac{C_{A0}^2}{\gamma}\cdot(\gamma-1) \tag{28}$$

В формулах (26) показатель политропы γ может быть весьма произвольной величиной. Если происходит сжатие тяжелых газов, то благодаря излучению $\gamma \to 1$, и наоборот, если в зоне сжатия локальное значение параметра обмена ξ велико, то возникает аномальная проводимость и происходит сильный джоулев разогрев плазмы. В результате γ возрастает, становясь больше 5/3.

Простой числовой пример показывает, что в принципе достижимы большие степени сжатия. Так, положив $\gamma = 5/3$, $C_{A0} = 10^8$ см/сек, $C_{T0} = 3\cdot10^6$ см/сек, получим $\nu \simeq 3\cdot10^4$. В работах [17,19] было установлено, что максимальные сжатия получаются в том случае, когда поток сходится к оси системы; таким образом, картина стационарного компрессионного течения очень напоминает СФР-развертку процесса сжатия обычного цилиндрического пинча.

Б. Проведенное выше рассмотрение основывалось на анализе процессов в узкой коаксиальной трубке.

В работах [17,19] были исследованы компрессионные течения в целом. В первой из них рассматривались аналитические модели в рамках одножидкостной бездиссипативной магнитной гидродинамики. Во второй – методом установления рассчитывались двухмерные (r,z) течения при учете конечной проводимости и эффекта Холла. Полученные при этом картины процесса согласуются с приведенными выше оценками. Роль эффекта Холла сравнима с его ролью в обычных коаксиальных системах. При $\xi \sim 1$ наблюдались "взрывы" и счет быстро останавливался.

Однако при $\xi \sim 0{,}1$ счет шел нормально и течение устанавливалось за время порядка пролетного.

Любопытно, что никаких аксиально-симметричных неустойчивостей в широком диапазоне параметров не наблюдалось.

В. Остановимся на методах, обеспечивающих чистоту плазмы. Начнем с очистки плазмы от продуктов эрозии центрального электрода – катода (рис.5). Эта эрозия возникает как за счет процессов, связанных с автоэлектронной эмиссией и катодным распылением, так и за счет взаимодействия центрального электрода с зоной сильного сжатия. Простейшим методом решения проблемы очистки от катодных загрязнений является использование катода со сквозным отверстием посередине. Надежда на целесообразность такого "отсасывающего катода" связана с упомянутым выше эффектом прижатия примесей к катоду коаксиальных ускорителей.

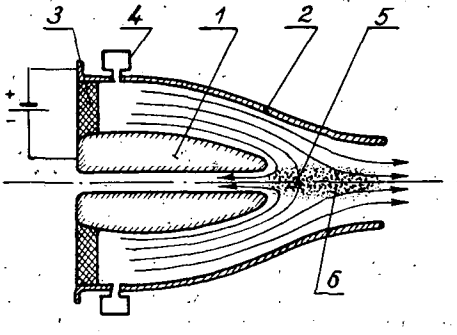


Рис.5. Схема магнито-плазменного компрессора:
1 – катод с отсасывающим отверстием, 2 – анод, 3 – изолятор, 4 – система подачи газа, 5 – "нулевая" точка, 6 – зона сжатия.

Картина линий течения плазмы в МПК с отсасывающим катодом содержит "нулевую" точку, где скорость $v = 0$.

Методы борьбы с вредным влиянием эрозии анода представляются пока менее ясными, поскольку продукты эрозии также должны "притягиваться" к катоду и тем самым идти через весь поток.

Однако эксперимент показывает, что эрозия анода резко ослабляется при увеличении подачи рабочего вещества, особенно если оно подается вблизи анода.

Г. Перейдем теперь к оценкам параметров МПК, способного в принципе обеспечить положительный выход. Для этого необходимо положить в основу некоторую модель течения. Учитывая состояние теории, будем

предполагать плазму идеальной, изомагнитной и изэнтропической. Кроме того, постоянную Бернулли будем считать постоянной во всем потоке. Очевидно, другие случаи течения идеальной плазмы дадут цифры, по порядку согласующиеся с рассматриваемым примером.

Если обозначить скорость плазмы после прохождения фронта ионизации через v_0, внутренний радиус через b_1, а внешний через b_2, то при сделанных предположениях расход массы равен

$$\dot{m} = \pi v_0 \rho_0 b_1^2 \ln \frac{b_2}{b_1} \quad ; \qquad \rho_0 \equiv M n_0 \tag{29}$$

где n_0 – плотность на входе вблизи катода. Постоянную Бернулли можно выразить через H_0 и n_0, а также через температуру в состоянии наибольшего сжатия $T_{max} = T_i + T_e = 2T_{iM}$

$$V = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{2kT_{iM}}{M} = \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} = \frac{J_p^2}{c^2 \pi \rho_0 b_1^2} \tag{30}$$

Введя параметр обмена $\xi = I_p / \frac{e}{M}\dot{m}$, выразим I_p через T_M и ξ и

$$J_p = \frac{1}{\xi} \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{2kT_{iM} \cdot c^2}{v_0 e \ln b_2/b_1} \tag{31}$$

Если взять $T_{iM} = 15$ кэв, что оптимально для равно компонентной смеси дейтерия с тритием, скорость v_0 положить равной $3 \cdot 10^6$ см/сек, то получим

$$J_p = \frac{1}{\xi}\left(\frac{\gamma}{\gamma - 1}\right) \cdot \frac{1}{\ln b_2/b_1} \cdot 10^7 \text{ а} \tag{32}$$

Полагая далее $\xi = 1$, $\gamma = 2$, $\ln b_2/b_1 = 1$, $b_1 = 10$ см, найдем $I_p = 2 \cdot 10^7$ а, $\nu = 3 \cdot 10^3$, $n_0 = 1{,}4 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $C_{TO} = 3 \cdot 10^6$ см/сек, $n_{max} = 4 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$. Если принять скорость плазмы в зоне сжатия равной $5 \cdot 10^7$ см/сек, то для обеспечения положительного выхода на смеси тритий-дейтерий необходима длина этой зоны в 6 см, а диаметр зоны в 1,5 мм.

Следует отметить, что в этих условиях можно ожидать сильного подогрева плазмы джоулевым теплом.

Д. После того как были выполнены работы [17,19] и стала ясна важность компрессионных течений, П.Е.Ковровым, А.К.Виноградовой и автором были предприняты попытки экспериментально подтвердить сам факт существования стационарных компрессионных течений. Эксперименты проводились на азоте со сплошным катодом при разрядных токах 200 - 400 ка. Было показано [20], что при токах ≥ 300 ка удается получить компрессионный режим с $\nu \sim 100$ и $n_{max} \geq 5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $T_e \sim 4 - 6$ эв, существующий практически в течение всего разряда (~ 70 мксек). Наблюдения проводились с помощью СФР, магнитных и электрических зондов, спектрографа. Течение оказалось весьма устойчивым.

Любопытно отметить, что при положительной номерности центрального электрода компрессия исчезает. Это обстоятельство, естественно, следует из факта существования продольного тока и прижатия плазмы к катоду, хорошо изученного на коаксиальных ускорителях. Однако в импульсных компрессионных системах Филиппова-Майзера, значительно лучшие характеристики получаются при положительной полярности "центрального" электрода. Наиболее вероятной причиной этого является прианодное скольжение тока, которое, в случае положительной полярности центрального электрода в описанном выше коаксиальном ускорителе, приводило к образованию оплавленного кратера [8].

3. ПРОЛЕТНЫЕ ТЕРМОЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ С ВНЕШНИМ ПОЛЕМ

Описанный выше МПК можно рассматривать как пролетный термоядерный реактор с собственным магнитным полем. Однако для обеспечения положительного выхода необходимо получить горячую плазму с плотностью $\sim 10^{21}$ см$^{-3}$. Поэтому имеет смысл представить себе пути осуществления термоядерных устройств с положительным выходом, не требующих таких больших плотностей. Одними из простейших термоядерных систем, использующих мощные СПУ типа МПК, являются предлагаемые нами пролетные термоядерные реакторы – "пролетотроны".

Суть пролетотрона до предела проста. В простейшем (линейном) случае пролетотрон представляет собой прямую трубу с однородным магнитным полем, в которую инжектируется плазменный поток. Режим инжекции подбирается таким образом, чтобы при входе в "магнитную" трубу существенная часть направленной энергии перешла в поперечную энергию. В результате получим течение в трубе плотной нагретой плазмы.

Если использовать достаточно длинную трубу, то за время протекания успеет пройти то количество реакций, которое необходимо для положительного выхода.

В принципе магнитное поле трубы может быть так или иначе модулировано по длине, что обеспечит динамическую стабилизацию протекающего плазменного потока.

Минимальный радиус a плазменного шнура (следовательно, и минимальный энерговклад) определяется из уравнения диффузии

$$a^2 = D\tau \qquad (33)$$

Здесь D – коэффициент диффузии. По совокупности фактов его можно считать равным

$$D = \alpha \cdot 10^{-2} D_Б \qquad (34)$$

где $\alpha \sim 1$, а $D_Б = kTc/16eH$ – бомовский коэффициент диффузии.

Если принять, что $T = T_e = T_i = 15$ кэв, $H = 5 \cdot 10^5$ э, $\alpha = 1$; $H^2\tau = 6 \cdot 10^7 \frac{1}{3}$, а сечение камеры в два раза больше сечения плазменного шнура, то можно определить численные значения энергии в плазменном шнуре $W_п$ и в поле W_H.

При этом предполагается, что скорость плазмы равна 10^8 см/сек. Длина и радиус плазменного шнура будут соответственно равны: $l = 80$ м,

$a \sim 0{,}3$ см. Следует подчеркнуть, что даже при $H^2 \tau / 6 \cdot 10^7 = 1/3$ система может обеспечить положительный выход, если произведение к.п.д. инжектора и рекуператора $> 0{,}7$.

Существенный выигрыш в длине и общем энерговкладе может иметь место в тороидальном пролетотроне. Однако неясности с динамической стабилизацией плазмы $\beta \sim 1$ делают этот вариант менее актуальным.

В заключение следует отметить, что возможности создания новых схем термоядерных реакторов, использующих мощные СПУ, далеко не исчерпываются МПК и пролетотроном.

ЛИТЕРАТУРА

[1] МОРОЗОВ, А.И., ЖЭТФ 32 (1957) 305; МОРОЗОВ, А.И., АРТЮШКОВ, Е.В., СОЛОВЬЕВ, Л.С., ШУБИН, А.П., Сб. "Низкотемпературная плазма", изд. "Мир", М., 1967.
[2] МЕЙЕРАНД, Р.Г., Сб. "Электростатические ракетные двигатели", изд. "Мир", М., 1964; СУПРУНЕНКО, В.А., СУХОМИЛИН, Е.А., КРУПНИК, Л.И., "Укр. физ. журн." 12 (1967) 507.
[3] МОРОЗОВ, А.И., ДАН СССР 163 (1965) 1363.
[4] МОРОЗОВ, А.И., КИСЛОВ, А.Я., ЗУБКОВ, И.П., Письма ЖЭТФ 7 (1968) 224.
[5] МОРОЗОВ, А.И., ПМТФ, вып.2 (1968).
[6] МОРОЗОВ, А.И., СОЛОВЬЕВ, Л.С., ЖТФ 34 (1964) 429.
[7] МОРОЗОВ, А.И., СОЛОВЬЕВ, Л.С., ЖТФ 34 (1964) 1141.
[8] КОВРОВ, П.Е., МОРОЗОВ, А.И., ТОКАРЕВ, Л.Г., ЩЕПКИН, Г.Я., ДАН СССР 172 (1967) 1305.
[9] МОРОЗОВ, А.И., БРУШЛИНСКИЙ, К.В., ГЕРЛАХ, Н.И., ШУБИН, А.П., Доклад № 3.1.11.7 на 8-й Междунар. конф. по ионизационным явлениям в газах, 1967, Вена.
[10] КИСЛОВ, А.Я., КОВРОВ, П.Е., МОРОЗОВ, А.И., ТИЛИНИН, Г.Н., ТОКАРЕВ, Л.Г., ЩЕПКИН, Г.Я., ВИНОГРАДОВА, А.К., ДОНЦОВ, Ю.П., Доклад № 3.1.11.9 на 8-й Междунар. конф. по ионизационным явлениям в газах, 1967, Вена.
[11] АБРАМОВ, В.А., ВИНОГРАДОВА, А.К., ДОНЦОВ, Ю.П., ЗАВЕНЯГИН, Ю.А., КОВРОВ, Н.Е., КОГАН, В.И., МОРОЗОВ, А.И., Доклад № 3.1.11.8 на 8-й Междунар. конф. по ионизационным явлениям в газах, 1967, Вена.
[12] КИСЛОВ, А.Я., МОРОЗОВ, А.И., ТИЛИНИН, Г.Н., ЖТФ 38.6 (1968).
[13] БРУШЛИНСКИЙ, К.В., ЗУЕВА, Н.М., МОРОЗОВ, А.И., Изв. АН СССР, сер. "Механика" 5 (1965) 3.
[14] БРУШЛИНСКИЙ, К.В., ГЕРЛАХ, Н.И., МОРОЗОВ, А.И., Изв. АН СССР, сер. "Механика жидкости и газа" 1 (1966) 189.
[15] БРУШЛИНСКИЙ, К.В., ГЕРЛАХ, Н.И., МОРОЗОВ, А.И., Магн. гидродинамика 1 (1967) 3.
[16] БРУШЛИНСКИЙ, К.В., МОРОЗОВ, А.И., ПММ 32 5 (1968).
[17] МОРОЗОВ, А.И., ЖТФ 37 (1967) 2147.
[18] МОРОЗОВ, А.И., ШУБИН, А.П., Теплофизика высоких температур 3 (1965) 827; МОРОЗОВ, А.И., ШУБИН, А.П., ПМТФ вып.5 (1967) 14.
[19] БРУШЛИНСКИЙ, К.В., ГЕРЛАХ, Н.И., МОРОЗОВ, А.И., ДАН СССР 180 (1968).
[20] МОРОЗОВ, А.И., КОВРОВ, П.Е., ВИНОГРАДОВА, А.К., Письма ЖЭТФ 7 8 (1968).

DISCUSSION

J.L. TUCK: First, I should like to congratulate you on the very interesting idea of the continuous pinch with compression. Clearly the adiabatic relation at different radii imparts stability against the worst interchange instability mode of the Z pinch - the $m = 0$ mode. For some

years now, I have felt that the Z pinch was not finished yet; after all it is unique in a number of ways - especially with regard to the enormous plasma pressure it is capable of containing. Your idea may provide the impulse which brings the Z pinch back into circulation. Furthermore, your mechanism looks as if it might well explain (at least in part) that puzzling phenomenon - the dense plasma focus.

As often happens with good ideas, my colleagues Marshall and Newton recently came up with the same one as yours. While preparing their paper for publication and in searching the literature, they found your work in Soviet Phys. tech. Phys., 12 (June 1968). However, some of their ideas regarding magnetic field annihilation on the axis may be new (I have not familiarized myself with all your work yet). They also have maintained a Z pinch in hydrogen for the unheard-of time of several tens of microseconds. It was very dense but not yet at thermonuclear temperatures.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЦИЛИНДРИЧЕСКОГО Z-ПИНЧА ПРИ ТОКАХ СВЫШЕ 1 Ма

В.И.АГАФОНОВ, Г.В.ГОЛУБ, Л.Г.ГОЛУБЧИКОВ, В.Ф.ДЬЯЧЕНКО, В.Д.ИВАНОВ, В.С.ИМШЕННИК, Ю.А.КОЛЕСНИКОВ, Э.Б.СВИРСКИЙ, Н.В.ФИЛИППОВ и Т.И.ФИЛИППОВА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

STUDY OF A NON-CYLINDRICAL Z-PINCH WITH CURRENTS EXCEEDING 1 MA. Further investigation of non-cylindrical compression in a z-pinch was carried out in a device having a greater capacitor bank energy (130 kJ). Several ideas have been put forward regarding the nature of the processes occurring in a plasma focus and explaining the abnormal duration of the compressed state. The authors investigated the dynamics of the pinch by studying the characteristics of the soft X-radiation. The plasma focus was photographed by means of streak photography in light derived from the soft X-radiation. At the same time scintillation methods were used to determine (and compare the duration of) the total radiation over time and the radiation from a given part of the focus. Changes in electron temperature with time were followed by means of a two-channel X-ray monochromator. Further theoretical pinch effect calculations were carried out. Although the calculations of the one-dimensional (cylindrical) system were in satisfactory agreement with the observed picture, they revealed a substantial t\ -dimensional effect, particularly in the determination of the focus lifetime and characteristic transverse dimensions. The authors therefore performed initial calculations allowing for the two-dimensional effect (the z axis being taken into account), again in a non-stationary formulation of the problem. The plasma conductivity was assumed to be infinitely large, so that the magnetic field enters only the boundary condition for the plasma gas pressure. The two-dimensional nature of the compression near the axis due to the loss of "mass per unit length" leads to a substantial increase in the parameters of the plasma in the compressed state. If one takes the position and shape of the current sheath as experimentally determined well before the moment of compression as initial conditions, then the calculations show considerable plasma motion in the axial direction (towards the cathode) with a powerful impact on the upper wall of the chamber causing deformation of the current sheath. At the moment when the plasma focus is formed a burst of intense hard X-radiation is observed near the anode of the discharge chamber. The authors find that the distribution of luminance over the anode surface repeats the peculiarities of the shape of the central part of the anode. They investigate the total energy of the X-ray pulse, the spectral composition of the radiation, the intensity over time, the spatial distribution of the gamma flux, and the dependence of the latter on the anode material. Analysis of the results shows that the amount and nature of the radiation can be attributed to bombardment of the anode by an electron flux corresponding to 10-100% of the total current in the chamber. Apart from the quantitative dependence of the maximum yield on the capacitor bank discharge conditions and the plasma focus parameters, the authors attempted to link the space and time characteristics of the soft X-radiation with the same characteristics of the neutron source. A multi-slit neutron collimator with suitable time resolution was used to detect motion along the axis. The position and radial displacement of the centre of gravity of the source were recorded by means of indium and phosphorus detectors.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЦИЛИНДРИЧЕСКОГО Z-ПИНЧА ПРИ ТОКАХ СВЫШЕ 1 Ма. Исследование нецилиндрического сжатия Z-пинча проводилось на установке с увеличенным запасом энергии в конденсаторной батарее (до 130 кдж). Динамика пинча исследовалась по характеристикам мягкого рентгеновского излучения. Плазменный фокус фотографировался в свете мягкого рентгеновского излучения с временной разверткой изображения. Проводились теоретические расчеты по пинч-эффекту. Расчет одномерной (цилиндрической) задачи обнаружил существенное значение двумерного эффекта, в частности, в определении времени существования фокуса и его характерных поперечных размеров. Проведены первые расчеты, учитывающие двумерность, при нестационарной постановке задачи. Проводимость плазмы была принята бесконечно большой, так что магнитное поле входило только в граничное условие для газового давления плазмы. Двумерный характер сжатия вблизи оси из-за потери "погонной массы" приводит к тому, что параметры плазмы в сжатом состоянии повышаются. Если в качестве начальных условий взять экспериментально определенное

положение и форму токовой оболочки еще задолго до момента кумуляции, то расчеты показывают образование перетяжки на высоте ~1 см над анодом с радиусом ~1 мм, которая отождествляется с плазменным фокусом. Получено возникновение осевой кумулятивной струи со скоростью $\sim 10^8$ см/сек. В момент образования плазменного фокуса вблизи анода разрядной камеры наблюдается вспышка интенсивного жесткого рентгеновского излучения. Установлено, что распределение светимости по поверхности анода повторяет особенности формы центральной части анода. Проведены исследования полной энергии рентгеновского импульса, спектрального состава излучения интенсивности во времени, пространственного распределения потока квантов и зависимости последних от материала анода. Анализ результатов показывает, что количество и характер излучения объясняются бомбардировкой анода электронным потоком, соответствующим 10÷100% полного тока в камере. Сделана попытка связать пространственные и временные характеристики мягкого рентгеновского излучения с теми же характеристиками нейтронного источника. Положение центра тяжести источника регистрировалось урановыми детекторами. Одновременно сцинтилляционными детекторами определялась интенсивность нейтронного излучения во времени по различным направлениям по отношению к оси камеры. Экспериментально изучено распределение тока около оси камеры вблизи момента кумуляции. На основании расчетов сформулирована гипотеза о двойном источнике нейтронного излучения.

Развитие в последние годы работ по исследованию самосжатых разрядов типа "плазменного фокуса" связано с рядом факторов, стимулирующих изучение сверхплотной высокотемпературной плазмы. При достаточной простоте конструкций установок, не требующих сложного вакуумного оборудования и уникальных по частотным и энергетическим характеристикам конденсаторных батарей, такие системы обеспечивают получение плазмы с рекордным энергосодержанием в единице объема. Благодаря этому появилась возможность проводить различные физические исследования, связанные с использованием плазменного фокуса как резко локализованного источника нейтронного и рентгеновского излучений, больших импульсных давлений и др. [1 – 6]. В докладе приведены результаты исследования динамики плазменного фокуса и сопровождающих его излучений на установке описанного ранее типа [2], но с увеличенными до 66 см диаметром анода и до 576 мкф емкостью конденсаторной батареи. Формулируется также постановка двумерной магнитогидродинамической задачи, призванной объяснить характерные параметры плазменного фокуса, наблюдаемые на эксперименте. Интерпретация основных экспериментальных результатов проводится в предположении существования в фокусе плазмы большой плотности, нагретой до термоядерных температур.

Расчеты одномерной магнитогидродинамической задачи, с одной стороны, выяснили роль и значение различных диссипативных процессов в движущейся плазме, а с другой стороны, путем сравнения с экспериментом, позволили оценить эффект потери "погонной массы" [7]. Максимальная плотность плазмы и максимум температур достигаются в результате взаимодействия (столкновения) отраженной от оси ударной волны с ускоряемой к оси плазменной оболочкой (поршнем). Максимальное сжатие плазмы оказывается порядка 100, а абсолютные значения температур составляют 1÷2 кэв, если за начальный радиус принять величину, по крайней мере, в три раза меньше радиуса анода. Последнее естественно истолковать как потерю больше чем 90% "погонной массы". Наиболее разительное расхождение теоретических расчетов, в рамках одномерной задачи, с экспериментальными данными выявилось при сравнении характерных времен и размеров области наивысших параметров плазмы. Время из расчетов приблизительно на порядок меньше измеренного на эксперименте, а размеры находятся в обратном отношении.

Расчеты показали практическое постоянство скорости плазмы за фронтом сходящейся ударной волны и перед фронтом отраженной волны, а также существенную роль отрыва электронной и ионной температур. Эффект же конечной проводимости плазмы, взятой в разумных пределах, оказался невелик, в особенности для описания параметров плазмы в приосевой области. Расчеты обнаружили важную роль ионной теплопроводности и вязкости плазмы. Электронная теплопроводность также существенна, но это было ясно еще до начала описываемых расчетов. Роль же ионной теплопроводности велика на стадии отраженной ударной волны, и ее учет привел к снижению максимальной ионной температуры в несколько раз.

В настоящее время предпринята попытка произвести двумерные магнитогидродинамические расчеты, сохраняющие аксиальную симметрию задачи. На основе одномерных расчетов целесообразно упростить задачу в отношении учета диссипативных процессов. Необходимость учета ионной вязкости совершенно ясна, так как большое значение играет структура фронта ударной волны и его характерная толщина. Кроме того, без учета вязкости невозможен сквозной счет через ударный разрыв. В сделанном цикле расчетов вязкость плазмы фигурировала в форме второй вязкости с введением известной длины пробега заряженных частиц в плазме. Учет первой (сдвиговой) вязкости был очень сложен, а необходимым требованиям, вероятно, достаточно хорошо удовлетворяет вторая вязкость. Проводимость плазмы считалась бесконечной и остальные диссипативные процессы во внимание не принимались, а также пренебрегалось разницей в электронной и ионной температурах.

Качественным образом поправку на роль тех или иных процессов можно пытаться вводить на основе результатов одномерных расчетов. Начальный момент времени для двумерного расчета задавался на основе экспериментально определенной конфигурации токовой оболочки в некоторый промежуточный момент времени, пока она еще достаточно далека от оси, но все же целиком находится между торцевыми электродами. В этот момент времени можно пренебречь кинетической и тепловой энергией плазмы перед оболочкой, так как впоследствии они сильно возрастают. Магнитное давление, выраженное через экспериментально измеренный полный ток, приравнивается газодинамическому потоку импульса плазмы и служит основным граничным условием задачи. На обоих электродах и оси макроскопическая нормальная составляющая скорости плазмы все время равна нулю, что исчерпывает все остальные граничные условия в принятом приближении.

Задача считалась по методу крупных частиц, предложенному В.Ф.Дьяченко. Для электрического тока с максимумом, равным 1 Ма, кумуляция на оси наступает через 1,54 мксек после достижения максимума тока. На рис.1 изображены сплошными линиями положения токовой оболочки вблизи оси, непосредственно перед моментом кумуляции. Минимальный радиус токовой оболочки в последний момент времени ($t = 0{,}748$) в размерных единицах равен 2,5 мм. При этом перетяжка образуется на высоте 8 мм от анода ($Z = 0$).

На рис.1 видно также расположение расчетных точек, что свидетельствует о выдавливании плазмы вверх по оси Z. В сечении $Z = 8$ мм физические величины достигают максимальных значений: давление – $1{,}5 \cdot 10^4$ атм, среднее по радиусу сжатие – 200, температура – 0,75 кэв. Характерный размер перетяжки в осевом направлении около 10^{-1} мм. Важ-

ным результатом расчетов является установление последующего, более мощного сжатия плазмы. Описанное выше образование перетяжки соответствует приостановке радиального движения плазмы к оси, но не превращается впоследствии в расширение (пульсации пинча), как это имеет место в одномерном случае [7]. Продолжающееся вытекание плазмы из-за градиента осевой скорости ($\partial V_z / \partial z > 0$) приводит к тому, что давление плазмы на оси вскоре опять становится меньше граничного давления. Тогда снова возобновляется сжатие, которое без учета диссипации оказывается безостановочным. Здесь счет в конце концов теряет физический смысл.

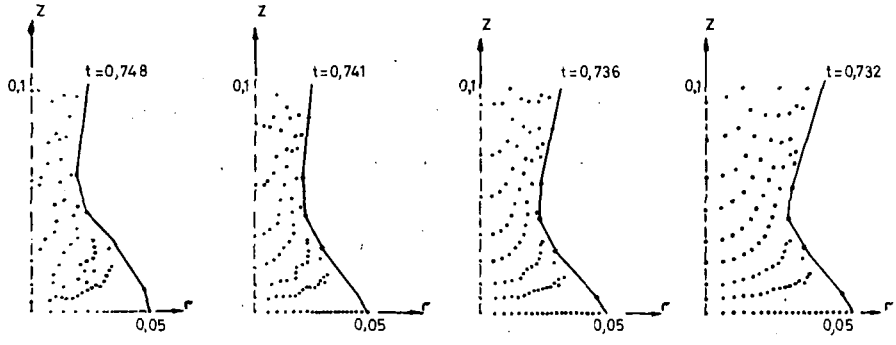


Рис.1. Расположение расчетных точек и токовой оболочки в прианодной области.

На рис.2 в сечении Z = 8 мм изображены графики величин давления плазмы на оси и на границе (p_0, p_T), радиальной скорости границы (u_T), радиуса токовой оболочки (r_T) – все в виде функций времени. Графики демонстрируют указанное выше возобновление сжатия. Можно предположить, что параметры наблюдаемого в опытах плазменного опыта в основном обязаны вторичному сжатию перетяжки. Из расчета следует, что давление в нем больше 10^5 атм, а радиус меньше 1мм. Интересно заметить также, что вторичное сжатие развивается ($u_T \simeq -1$) после первого сжатия через 20 нсек (единица времени на рис.2 – 2,1 мксек). Это, по-видимому, соответствует наблюдавшемуся ранее [2] двукратному свечению на фоторазвертках (рис.5 из [2]).

Оценки показывают, что дальнейшее расчетное изучение плазменного фокуса требует учета других диссипативных процессов: в первую очередь, конечной проводимости плазмы, приводящей к джоулеву нагреву тонкого пограничного слоя плазменного фокуса.

При работе на установке с увеличенным энергосодержанием, одновременно с разработкой и использованием различных методов исследования динамики сжатого состояния и сопровождающих его излучений, проводились обычные электротехнические измерения. Осциллографировались I, dI/dt и U, а также ток, текущий через приосевую область разрядной камеры.

Поскольку сжатие плазменной оболочки происходит за счет электродинамических сил собственного тока, должна существовать сильная зависимость между величиной этого тока вблизи коллапса $I_к$ и интенсивностью нейтронного выхода, характеризующего параметры сжатой плазмы. По

мере повышения I_k на различных Z-пинчевых установках интенсивность нейтронного выхода быстро возрастала. Обычно коллапс происходит при падающем токе за счет сильно возрастающего динамического индуктивного сопротивления, когда конденсаторная батарея перестает служить основным источником энергии, обеспечивающим протекание тока. В это время на сжатие плазменной оболочки расходуется энергия, запасенная в

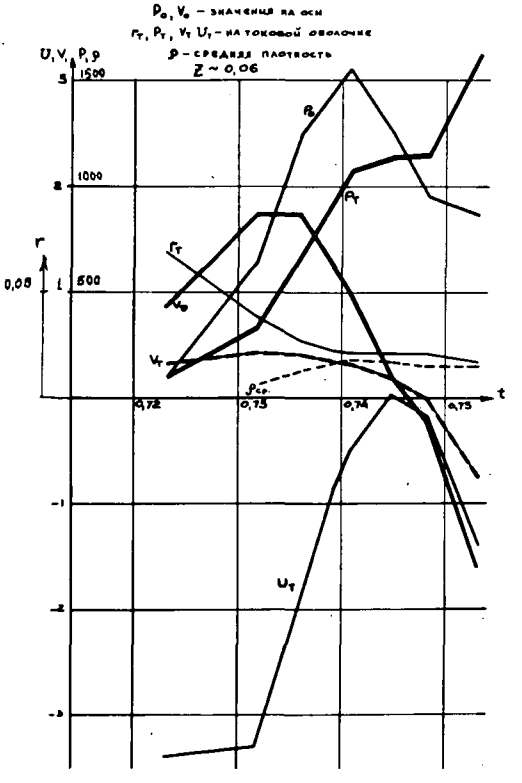


Рис.2. Графики скоростей давлений плотности на радиусе оболочки на высоте 8 мм над анодом.

индуктивности разрядного контура. Любопытным оказался тот факт, что в принятой схеме разрядной камеры I_k мало зависит от начальной индуктивности разрядного контура при постоянных начальных условиях (давлении газа в камере p_0 и напряжении на батарее U_0). На рис.3 приведен ряд осциллограмм I, U для различных начальных индуктивностей L_0, при $p_0 = 1$ торр ($D_2 + 1\% N_2$) и $U_0 = 18$ кв. Протекание большого тока, порядка мегаампера, необходимо для достижения больших скоростей сжатия с целью получения высокотемпературной зоны кумуляции. Признаком эффективного использования этого тока является глубина его спада при коллапсе, характеризующая радиальную скорость и величину степени сжатия (т.е. плотности тока) в момент кумуляции (аналогично с[8]).

На рис.4 видна падающая зависимость нейтронного выхода от I_k для серии разрядов при одинаковых начальных условиях. При равных значениях I_k нейтронный выход больше для разрядов с меньшим давлением.

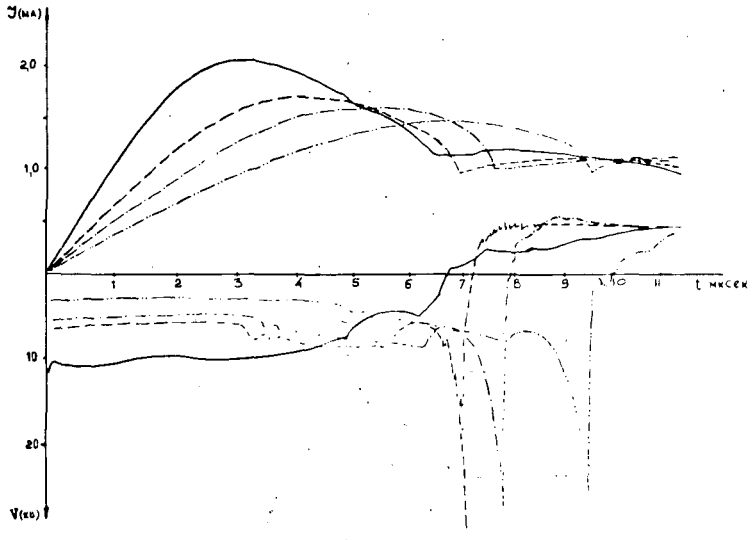


Рис.3. Осциллограммы I, U при различных начальных индуктивностях L_0 для $p_0 = 1$ торр, D_2 и $U_0 = 18$ кв.

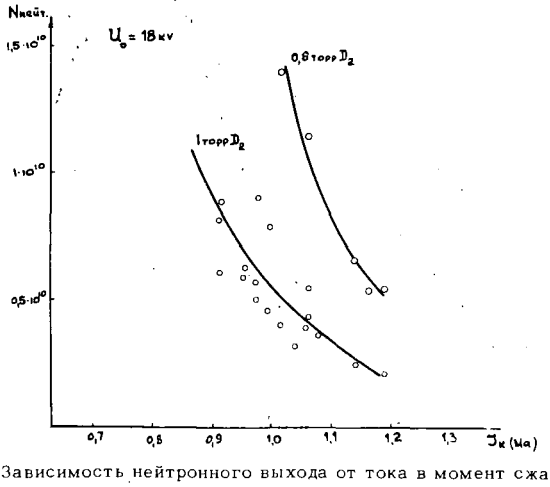


Рис.4. Зависимость нейтронного выхода от тока в момент сжатия ($I_к$).

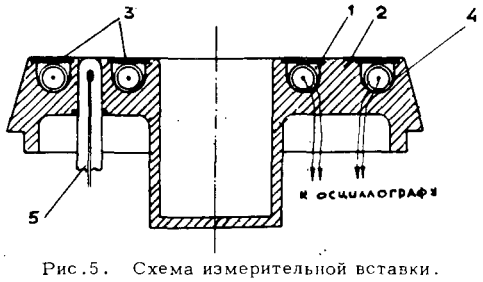


Рис.5. Схема измерительной вставки.

Проведен ряд экспериментов по определению величины тока, протекающего через центральную зону разряда. Для этого использовалась измерительная вставка в положительный электрод, показанная на рис.5. В кольцевые пазы (1) медного токопровода (2), защищенные тонкими экранами из нержавеющей стали (3) помещались дифференцирующие пояса Роговского (4), сигналы с которых подавались на пластины осциллографа. Магнитное поле токовой оболочки, вошедшей внутрь зоны, охватываемой измерительным кольцом, проникает в кольцевой паз со временем, зависящим от толщины и проводимости стального экрана, а также от объема полости, в которой находится измерительный пояс. Теоретические оценки чувствительности и частотных характеристик поясов проверялись с помощью калибровочных опытов как на специальном контуре с частотой 2 Мгц и максимальным током ~100 ка, так и с помощью магнитного зонда (5) при работе на разрядной камере.

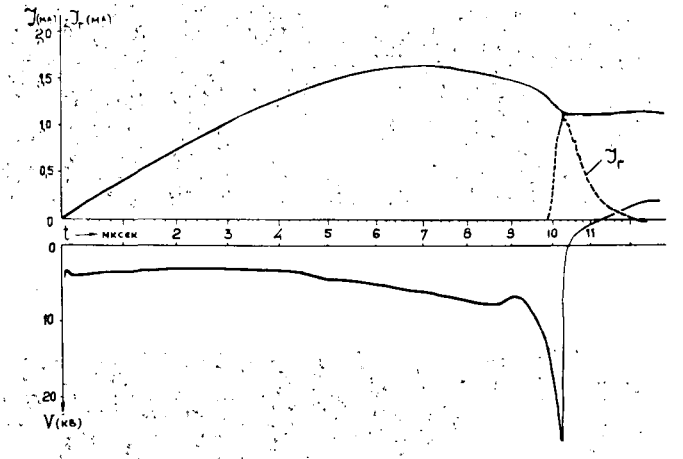


Рис.6. Ток через центральную зону электрода диаметром 4 см, совмещенный с полным током и напряжением.

Рис.6 – ток I_r, проходящий через центральную зону электрода диаметром 4 см, совмещенный с полным током I и напряжением на камере.

Рис.7(а,б) – типичные осциллограммы токов I_r через зоны диаметром 4 см и 8 см для разрядов с различным нейтронным выходом. Хорошо заметен начальный сдвиг сигналов, возникающий из-за движения токового фронта. Проведенные эксперименты позволяют сделать вывод о том, что через область размером не более 4 см проходит ток, совпадающий с величиной полного тока в этот момент времени ($\sim I_k$). Время нахождения тока в этой зоне ограничено несколькими десятыми долями микросекунды. Нейтронное излучение попадает внутрь этого интервала. Увеличение длительности сигналов I_r на осциллограммах, соответствующих меньшему нейтронному выходу, вызвано, по-видимому, более энергичным испарением поверхности экранов при меньшей скорости сжатия. Нейтронный выход не зависит от амплитуды тока в этой зоне, но хорошо коррелирует со скоростью оболочки, определенной по сдвигу сигналов I_r (рис.8). При построении графиков (рис.8 и 10) обрабатывались осциллограммы только тех разрядов, симметричность сжатия которых была установлена по фотографиям в жестком рентгене. Следует обратить внимание на то, что точ-

ки, относящиеся к разным начальным U_0 для $p_0 = \text{const}$, укладываются в общую зависимость. Начальное давление является самостоятельным параметром, иллюстрирующим пропорциональность выхода нейтронов квадрату плотности. Предварительные опыты, проведенные со вставкой, ограничивающей область измерения тока I_r диаметром 1 см (рис.9), наоборот, обнаруживают четкую связь амплитуды тока в этой зоне с величиной нейтронного выхода (рис.10).

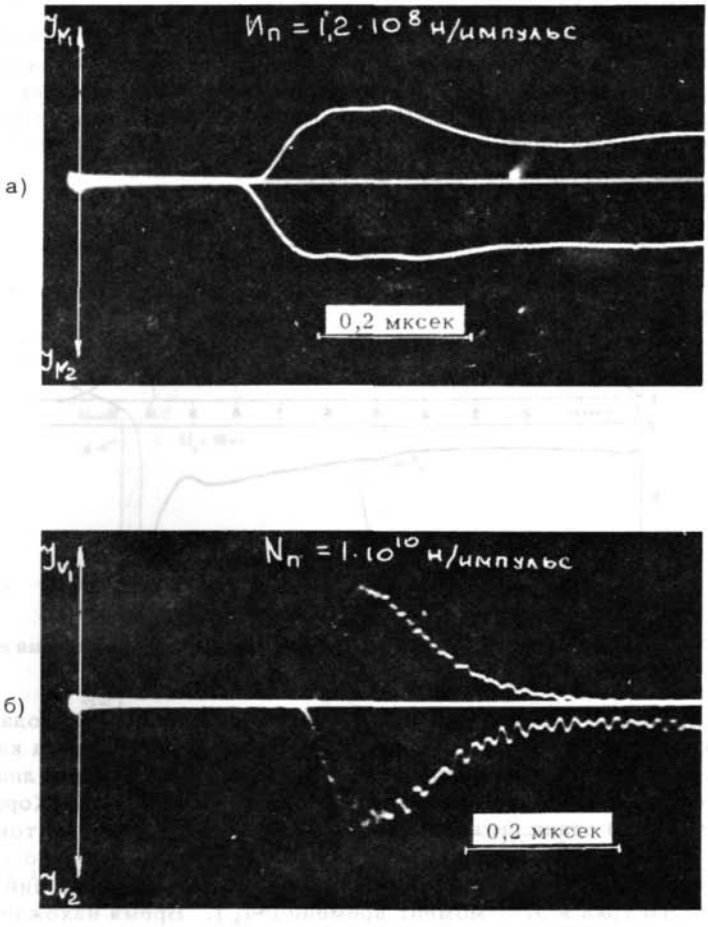


Рис.7. Типичные осциллограммы токов через зоны диаметром 4 см (I_{r_1}) и 8 см (I_{r_2}) для разрядов с различным нейтронным выходом: а) $N_n = 1{,}2 \cdot 10^8$ н/имп, б) $N_n = 1\,10^{10}$ н/имп.

Возросшая плотность тока через эту область приводит к энергичному испарению стального экрана и образованию металлической плазмы, шунтирующей сопротивление экрана. Это сильно затягивает сигнал измерительного пояса (см. также рис.7а) и ставит естественный предел применению такой методики.

При исследовании проникающих излучений на установках с плазменным фокусом было обнаружено своеобразное противоречие: с одной сто-

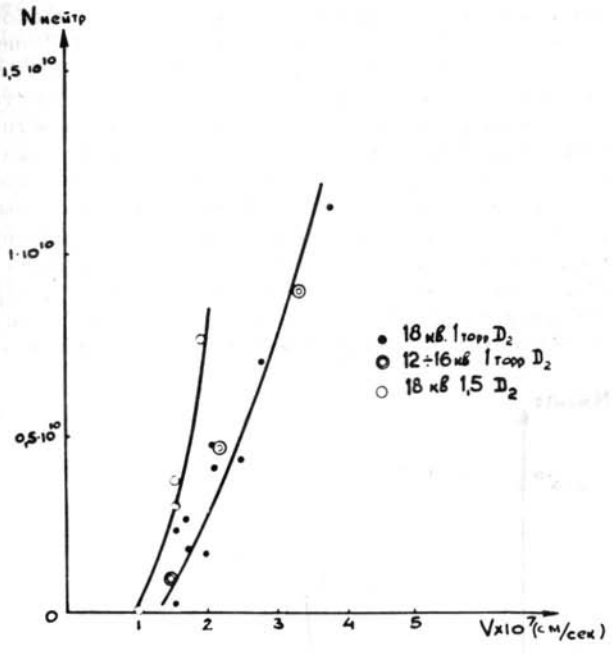


Рис.8. Зависимость нейтронного выхода от скорости токового фронта.

Рис.9. Ток через центральную зону диаметром 1 см.

роны, наблюдаемое количество ядерных реакций за разряд и параметры плазменного фокуса свидетельствуют о преимущественно тепловом механизме взаимодействия дейтонов [2,3], с другой стороны, энергия и мощность жесткого рентгеновского излучения с поверхности электрода заставляет считать, что существенная доля тока переносится электронами, ускоренными до ~100 кэв. Электрическое поле, в котором ускоряются электроны, должно ускорять и дейтоны, объясняя тем самым наблюдаемое количество ядерных реакций. Аналогичная ситуация, только с еще

большей неопределенностью в механизмах происхождения обоих видов излучения, имела место при исследовании цилиндрических Z-пинчей. Повышение интегрального выхода нейтронов до уровня более 10^{10}, при одновременном увеличении стабильности и локализации в пространстве, дало системам с плазменным фокусом дополнительные возможности в выяснении природы наблюдаемых излучений. Первые шаги в этом направлении были сделаны еще в работах [2,9]. В данной работе предполагалось, параллельно с проведением машинного счета двумерной задачи, выяснить экспериментально связь пространственных и временных характеристик области, излучающей мягкий рентген (как внешнего проявления плазмы с с высоким nT), и зоны, в которой интенсивно протекают (d-d)-реакции. Анализ этих результатов необходимо согласовать с данными, полученными при комплексном исследовании жесткого рентгеновского излучения.

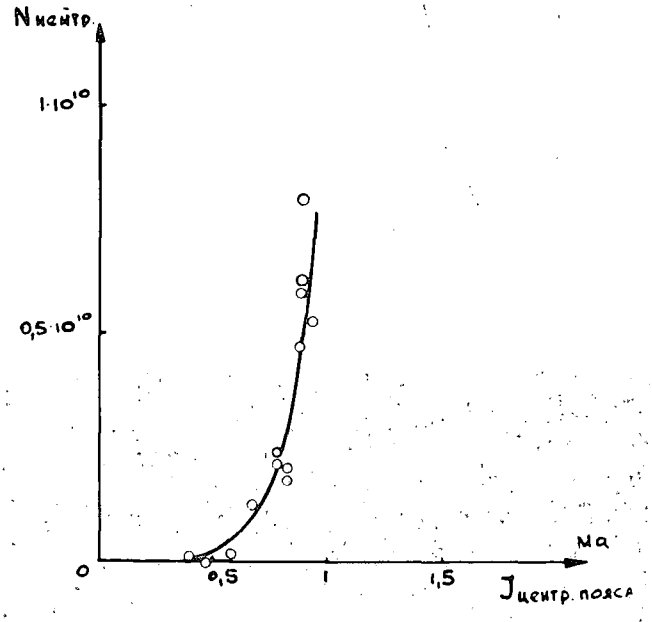


Рис.10. Зависимость нейтронного выхода от амплитуды тока в центральной зоне диаметром 1 см.

В программу экспериментальных работ были включены следующие измерения:

1. Плазменный фокус фотографировался камерой-обскурой в свете мягкого рентгеновского излучения. Одновременно такое же изображение пинча разворачивалось во времени с помощью вращающегося пленочного диска [1].

2. Положение на оси разряда "центра тяжести" зоны, излучающей нейтроны, и ее протяженность вдоль оси находились из показаний точечных детекторов с активным элементом в виде пластинки металлического естественного урана. 4 таких индикатора с торцевыми β-счетчиками располагались по оси камеры на известных расстояниях. Уверенное превышение активности детекторов над фоном при выходе нейтронов $> 5\cdot10^{9}$ за импульс позволяет проводить данные измерения для каждого разряда.

При относительной простоте аппаратуры этот метод дает надежные количественные результаты. Недостатком же является невозможность однозначной интерпретации результатов, ибо одинаковые эффекты могут быть получены как от неподвижного протяженного, так и от движущегося вдоль оси точечного источника.

3. Перемещение нейтронного источника в пространстве влияет на форму сигналов сцинтилляционных детекторов, помещенных под различными углами к направлению движения (анализ скоростей по пролетному времени). Коллимированные детекторы в свинцовых экранах располагались на расстоянии 6,7 м под углами 0°, 90° и 180° относительно оси разряда (0° – направление в сторону катода). Этого расстояния достаточно, чтобы надежно разделить во времени импульс жесткого рентгеновского излучения и нейтронов. Первый импульс использовался для контроля синхронизации лучей осциллографа, а также для установления характера связи между интенсивностями обоих видов излучения.

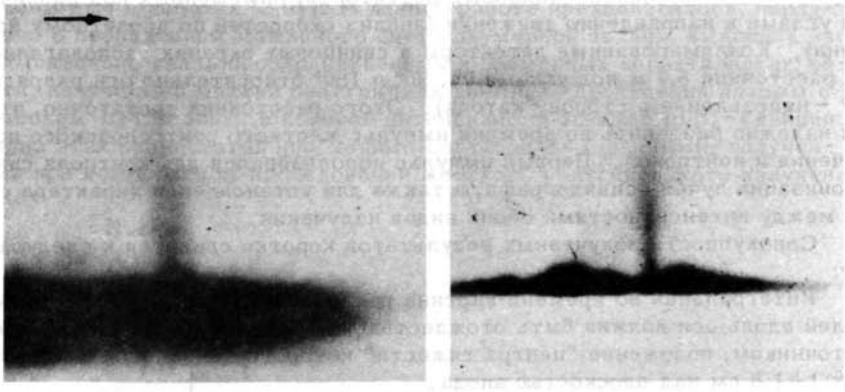
Совокупность полученных результатов коротко сводится к следующему:

Интегральная во времени картина распределения нейтронных излучателей вдоль оси должна быть отождествлена с протяженным на $5 \div 7$ см источником, положение "центра тяжести" которого колеблется в пределах $1 \div 1{,}5$ см над плоскостью анода.

Уточненные расчеты распределения интенсивности нейтронных излучателей по оси, удовлетворяющие показаниям сразу всех счетчиков, указывают на веретенообразную форму источника, близкую к грубо оцененной ранее в работе [9]. Сравнение этих результатов с фотографиями пинча в свете мягкого рентгеновского излучения показывает, что положение максимума нейтронного источника удовлетворительно совпадает с соответствующими пространственными характеристиками области сжатой высокотемпературной плазмы. Увеличение чувствительности метода при регистрации мягкого рентгеновского излучения достигалось введением малых добавок азота, ~1% по числу частиц, к дейтерию. Фотографирование уменьшенного в 130 раз изображения пинча на вращающейся пленке дало возможность установить, что в некоторых случаях область, излучающая мягкий рентген, движется по оси камеры от анода к катоду. На рис.11 а,б) приведены фотографии пинча через отверстие 20 мк (рис.11а) на вращающейся пленке и через отверстие 240 мк (рис.11б) – на неподвижной. Фотографии снимались в рентгеновских лучах с диаметрально противоположных направлений. Горизонтальная полоса вызвана приэлектродным свечением, направление временной развертки указано стрелкой. Приведенные фотографии получены при $p_0 = 1{,}5$ торр ($D_2 + 1\% N_2$), $U_0 = 20$ кв и нейтронном выходе $1{,}3 \cdot 10^{10}$ н/разряд. Измеряя угол наклона изображения пинча, вызванного вращением пленки, можно оценить скорость распространения плазмы в осевом направлении. Величина скорости для этого случая оказывается $(0{,}5 \div 1) \cdot 10^8$ см/сек. Этот результат находится в согласии со скоростью движения зоны, испускающей нейтроны, полученной вычислением из сдвига сигналов со сцинтилляционных детекторов, расположенных под 0° и 90°. Расчет проводился для того же разряда в представлении о модели "движущегося котла".

На рис.12 приведены осциллограммы сигналов сцинтилляционных детекторов (0° и 90°) при экспериментах с плоской анодной вставкой. В этих разрядах наблюдался тыльный откол материала вставки и мощный импульс жесткого рентгеновского излучения при умеренной величине

нейтронного выхода. Примечательным является то, что на этих осциллограммах практически нет сдвига и различия в форме сигналов нейтронных импульсов. Последнее несовместимо с представлением об ускорении значительного количества дейтонов в той же области разряда, где происходит разгон электронов до энергии ~100 кэв.



а) б)

Рис.11. Фотографии пинча в мягком рентгене на вращающейся (а) и неподвижной пленке (б). М 1 : 1.

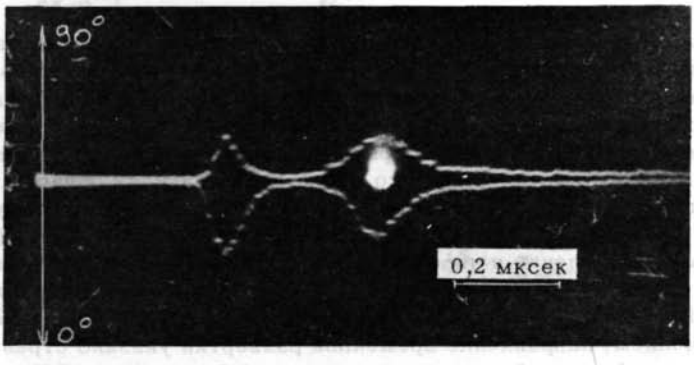


Рис.12. Осциллограммы сигналов со сцинтилляционных детекторов при плоской анодной вставке.

На рис.13 а,б) приведены аналогичные осциллограммы для разрядов, сопровождающихся слабым рентгеновским излучением (центральная часть анода имеет углубление) при относительно больших нейтронных выходах. В этих случаях, при отсутствии сдвига в начале нейтронного импульса, иногда наблюдается смещение максимумов, сопровождающееся искажением формы сигналов. Скорость нейтронного источника, отвечающая этим сдвигам, не превышает 10^8 см/сек. Эта скорость, по-видимому, зависит от формы сходящейся оболочки непосредственно перед кумуляцией.

Отсутствие прямой количественной связи жесткого рентгеновского и нейтронного излучений, в сочетании с рассмотренными результатами,

позволяет разделить эти эффекты в пространстве, считая, что основная доля ускоренных электронов образуется в прианодном слое паров металла, а нейтронное излучение – в приосевой области разряда.

Исследования жесткого рентгеновского излучения проводились в основном на установке типа, описанного в [2], и затем были продолжены на установке с увеличенным энергосодержанием батареи конденсаторов. Качественного различия в характеристиках излучения не установлено, но на большой установке энергия рентгеновского импульса возросла в несколько раз и в отдельных разрядах превысила 10 дж. Следует отметить, что максимальные количества рентгеновского излучения, а также тыльные отколы материала анода наблюдаются при специально подобранных режимах, когда пинч мал по высоте и прижат к поверхности анода. В обычных режимах работы эффект гораздо слабее.

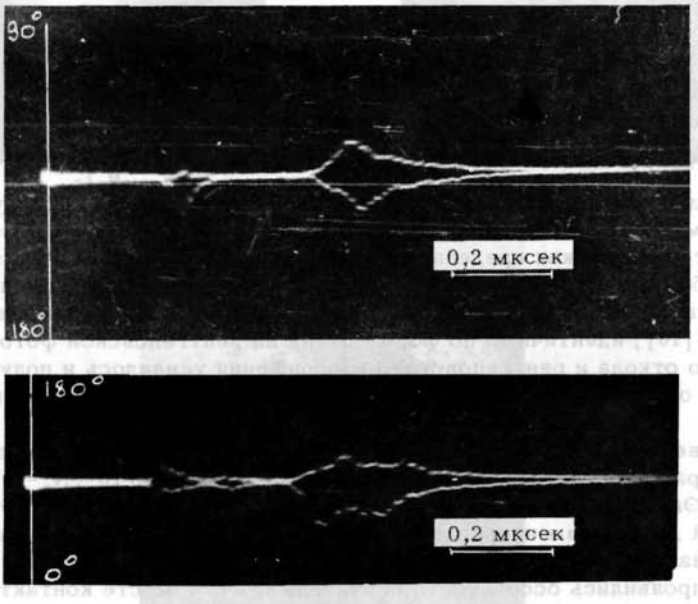


Рис.13. Осциллограммы со сцинтилляционных детекторов для режимов со слабым рентгеновским излучением.

Для исследования излучения использовались наперстковые ионизационные камеры, калориметр, сцинтилляционные детекторы, дозиметрические фотопленки, камера-обскура и ртутный термометр. Калориметр, экранированный 3 мм алюминия, состоял из 25 свинцовых пластинок толщиной по 2 мм и 25 термопар медь-констант. Чувствительность термостолбика – 10^{-4} С°. Энергетический спектр квантов оценивался методом фильтров с помощью ионизационных дозиметров и фотопленок. Диаграмма направленности излучения находилась по показаниям дозиметров, расположенных под углами 0°, 30°, 60°, 82° и 180° по направлению к оси камеры. Форма и длительность рентгеновских импульсов определялась с помощью сцинтилляционных детекторов с временным разрешением лучше 20 нсек. Энергия излучения при разрядах с большим выходом определялась ртутным термометром Бекмана. В этих случаях нагрев ртути до-

ходил до 0,1 °С. Камерой-обскурой с отверстием ≤ 1 мм поверхность анода фотографировалась сверху (со стороны катода) в жестких рентгеновских лучах, прошедших 3 мм Al.

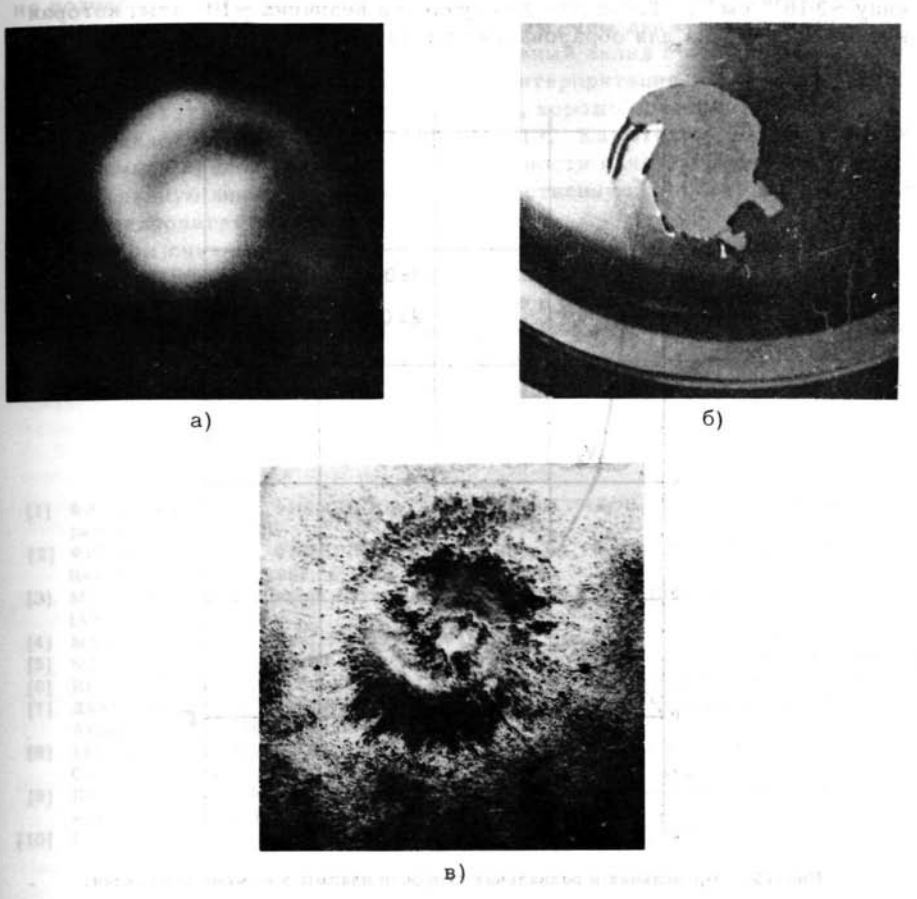
В результате опытов было установлено, что жесткое рентгеновское излучение длительностью 0,1 ÷ 0,2 мксек и полной энергией до 10 дж образуется на аноде и в слое паров материала анода. Энергия квантов лежит в широких пределах, максимум же спектра приходится на энергию 40 ÷ 60 кэв. Пространственное распределение излучения отличается от диаграммы направленности рентгеновских трубок с массивным анодом: отсутствует сферическая симметрия излучения "назад". Наиболее слабо поглощается излучение в направлении 90°, т.е. вдоль поверхности анода. При обычных разрядах средняя доза излучения в направлении 0° – 0,04р и 90° – 0,1р на расстоянии 50 см от центра анода. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в момент максимального сжатия пинча в непосредственной близости от центра анода происходит ускорение электронов до энергии ~100 кэв.

При длительности излучения $\Delta t \sim 10^{-7}$ сек и квантовой эффективности медного анода $\eta \sim 10^{-3}$ (для средней энергии $W_\gamma \approx 60$ кэв) наблюдаемая величина энергии излучения Q должна обеспечиваться током I порядка полного тока в момент сжатия I_k. Действительно, $Q = \frac{I\Delta t}{e} \eta W_\gamma$ и для $Q \simeq 5 \div 6$ дж оказывается $I \sim 10^6$ а, что достаточно хорошо согласуется с I_k. Размер области интенсивного свечения анода в рентгеновских лучах колеблется в широких пределах от 0,1 до 1 $см^2$. Под действием электронной бомбардировки на аноде образуется кратер с отдельными углублениями или канавкой. С внешней стороны анодной вставки откалывается слой металла [10], идентичный по форме пятну на рентгеновской фотографии. Сходство откола и рентгеновского изображения усилилось и получило большую определенность в форме при работе на новой установке (рис. 14а, б, в).

Приведенные фотографии получены на установке при следующих параметрах разряда: $p_0 = 1$ торр D_2, $W = 73$ кдж, $I_k = 0{,}9 \cdot 10^6$, $N_n = 5 \cdot 10^9$ н/импульс. Энергия жесткого рентгеновского излучения ≃ 8 дж. С учетом реальной диаграммы направленности эта величина энергии должна быть увеличена в 1,3 ÷ 1,5 раза. На этих фотографиях более наглядно, чем раньше, проявились особенности поведения пинча в месте контакта с поверхностью анода.

Свечение анода (рис. 14а), форма откола (14б), а также след пинча на поверхности анода (14в), имеют вид раскручивающейся спирали правого вращения, если смотреть со стороны катода. Можно предположить, что торец пинча, имея мгновенную площадь контакта с анодом в несколько квадратных миллиметров, совершает движение по спирали, приводя к наблюдаемым эффектам. Смещение торца пинча вызывается интенсивным испарением материала анода, в результате чего образуется "подушка" металлического пара с низкой проводимостью. Увеличение сопротивления вызывает появление продольного электрического поля, в котором ускоряются электроны, усиливающие дальнейшее испарение материала анода. Смещение пинча в область с пониженной плотностью паров, хотя и восстанавливает проводимость, вызывает испарение в новом месте контакта. При больших плотностях тока, характерных для энергичного сжатия, процесс испарения при движении торца пинча оказывается непрерывным. В противном случае можно наблюдать дискретность пятен (хаотичность "от-

кола"), что и имело место на установке с меньшим энергосодержанием, вуалируя отмеченное вращение. Поскольку длительность регистрируемого сцинтилляционным детектором жесткого рентгеновского излучения составляет $\sim 10^{-7}$ сек, средняя скорость торца пинча, в рассматриваемой модели, оказывается близкой к характерной гидродинамической скорости



а) б)

в)

Рис.14. а) Свечение поверхности в жестких рентгеновских лучах (камера-обскура с отверстием = 1 мм).
б) Форма откола на внешней стороне анода.
в) Результат воздействия пинча на внутреннюю поверхность анода.
Фотографии соответствуют разряду с $p = 1{,}0$ торр D_2, $W = 73$ кдж, $I_к = 0{,}9 \cdot 10^6$ а и нейтронным выходом $N_n^2 = 5 \cdot 10$.

и составляет $(1 \div 5)\, 10^7$ см/сек. Изгиб пинча вблизи контакта с электродом, деформируя силовые линии магнитного поля, может приводить к появлению новых составляющих как поля, так и тока ($H_z H_r j_r$), которые вызывают азимутальную и осевую компоненты пондермоторной силы. Можно показать, что импульсное давление, возникающее при бомбардировке анода ускоренными электронами, способно вызвать появление "тыльного откола". Для этого приравняем плотность потока энергии паров, отходящих от анода, плотности потока энергии быстрых электронов:

$p v_n = n_e v_e W_e$, где p – давление в месте контакта, $v_n = 5 \cdot 10^6$ см/сек – скорость паров, оцененная из фоторазверток свечения пинча; n_e, $v_e \approx 2 \cdot 10^{10}$ см/сек, $W_e \sim 100$ кэв – плотность, скорость и средняя энергия электронов, соответственно. Приняв ток быстрых электронов равным полному току I_k при площади контакта $\sim 10^{-1}$ см^2, получим для n_e величину $\sim 3 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$. Тогда для p получается величина $\sim 10^6$ атм, которая вполне достаточна для образования откола.

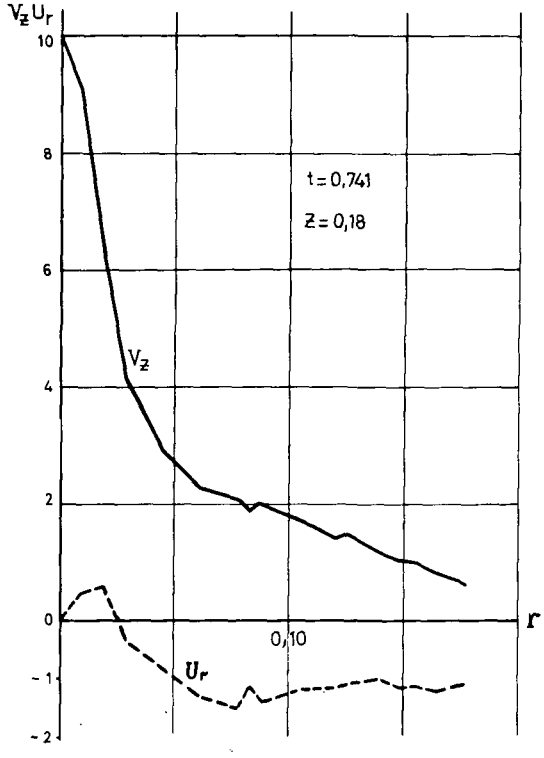


Рис.15. Продольная и радиальная скорости плазмы в момент кумуляции.

В заключение возвратимся к теоретическим расчетам с целью их сопоставления с имеющимися экспериментальными результатами, касающимися нейтронного излучения. На рис.15 дан мгновенный график осевой скорости плазмы v_z в виде функции радиуса r (единица скорости $0{,}6 \cdot 10^7$ см/сек) для сечения Z = 23,4 мм. Данное сечение близко к положению фронта ударной волны в этот момент времени. Приведенный график характеризует параметры кумулятивной струи, качественные соображения о которой приводились ранее [9]. Радиус струи равен 2,5 мм, максимальная скорость $v_z = 7{,}0 \cdot 10^7$ см/сек. Оценки показывают, что если такое течение осуществляется примерно 10^{-7} сек, что соответствует времени распространения ударного фронта до катода, то из-за высоких температур ($T \simeq 5$ кэв) может наблюдаться эффект движущегося источника нейтронного излучения [2].

Это излучение происходит из плазмы, в которой время установления максвелловского распределения дейтонов сравнимо с временем нейтронного излучения, поскольку толщина ударного фронта сравнима с размером излучающего слоя вдоль оси z. В этой ситуации трудно четко различать мишенный и термоядерный механизмы нейтронного излучения. Важно подчеркнуть, что практически неподвижный плазменный фокус, имеющий значительно бóльшую плотность плазмы, чем движущийся в струе источник, может, тем не менее, давать главный вклад в нейтронное излучение при больших токах разряда. Такая интерпретация, следующая из анализа результатов расчетов, по-видимому, хорошо соответствует характеру осциллограмм, приведенных на рис.13. Кажется, что смещающийся пик в начале кривой нейтронной интенсивности накладывается на симметричную плавную линию. Детальную количественную проверку этих соображений предполагается произвести позднее.

Авторы считают своим приятным долгом принести благодарность академику Л.А.Арцимовичу за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения, В.П.Виноградову за участие в некоторых экспериментах, а также С.П.Соловьевой, И.Н.Квитко, В.В.Комиссарову, Г.В.Коршунову, И.М.Малютину за повседневную помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ФИЛИППОВ, Н.В., ФИЛИППОВА, Т.И., ВИНОГРАДОВ, В.П., Nucl. Fusion, part 2, Suppl. (1962).
[2] ФИЛИППОВ, Н.В., ФИЛИППОВА, Т.И., Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, IAEA 2 1966, p. 405.
[3] MATHER, J.W., Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, IAEA 2 1966, p. 389.
[4] MATHER, J.W., Phys. Fluids 8 (1965) 366.
[5] MATHER, J.W., Seminar on Intense Neutron Sources, Santa Fe, New Mexico, 1966, p. 623.
[6] BECKNER, E.H., J. Appl. Phys. 37 (1966) 4944; Rev. Sci. Instr. 38 (1967) 507.
[7] ДЬЯЧЕНКО, В.Ф., ИМШЕННИК, В.С., Вопросы теории плазмы, выпуск 5, Атомиздат, М. 1967, стр. 394.
[8] LONG, J.W., PEACOCK, N.J., WILCOCK, P.D., SPEAR, R.J., Culham Laboratory Progress Report 10 (1967) 71 - 78.
[9] ПЕТРОВ, Д.П., ФИЛИППОВ, Н.В., и др. Физика плазмы и проблема У.Т.Р., изд. АН СССР 4 (1958) 170.
[10] ГОДУНОВ, С.К., ФИЛИППОВ, Н.В., ФИЛИППОВА, Т.И., ЖЭТФ 52 5 (1967) 1138.

DISCUSSION

T. CONSOLI: What is the relationship between the energy stored in the capacitor bank and the number of neutrons?

N.V. FILIPPOV: The neutron yield increases approximately as the square of the energy stored in the capacitor bank.

J.W. MATHER: In connection with Mr. Consoli's question I would mention that an industrial concern in the United States has achieved a neutron yield of 1.5×10^{11}. The power law is $E^{1.4}$, where E is the bank energy.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА КОАКСИАЛЬНОГО ИНЖЕКТОРА

Р.П.ВАСИЛЬЕВА, М.И.ПЕРГАМЕНТ и
А.И.ЯРОСЛАВСКИЙ
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

STUDY OF THE PLASMA FOCUS OF A COAXIAL INJECTOR. The compressed plasma state that occurs towards the end of a coaxial accelerator under external current conditions was studied. The author employed: 1) A multipass interferometer with a laser illuminator and electron-optical recording, by means of which it is possible to determine the variation over time of the density distribution in the system; 2) A Thomson mass spectrograph with an ion-electron converter and an electron-optical multiframe camera, by means of which it is possible to record over time the plasma ion mass and energy distributions. The collimator of the spectrograph enables one to determine the region in which the particles undergoing analysis are formed; 3) A camera obscura with film absorbers for determining the spatial localization of the soft X-radiation; 4) Spectrum measurement instruments with short time resolution; 5) Magnetic probes. Analysis of the results showed that the "plasma focus" formed towards the end of the injector remains stable for 1.5-2 μs, which is many times greater than the time of flight of individual particles through this region. The temperature of the electrons in this region is substantially higher than in the interelectrode gap, while the density is 2-3 orders of magnitude greater than inside the coaxial system – reaching 10^{18} cm^{-3} under some conditions. From the density distribution pictures obtained during a single discharge it can be seen that, at moments of maximum compression, the half-width of the radial distribution is several millimetres. Judging by the topography of the magnetic fields, plasma energy leaks from this region along the lines of the zero field. From a comparison of the plasma parameters in the "focus" region with the energy distribution of the particles the authors arrive at conclusions concerning the possible mechanism of plasma acceleration under conditions involving plasma compression. They present experimental data relating to the ultrahigh-speed particles produced in the interelectrode gap, the nature of which is not clear.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА КОАКСИАЛЬНОГО ИНЖЕКТОРА. Изучалось сжатое состояние плазмы, возникающее перед торцом коаксиального ускорителя в режимах с вынесенными токами. Исследование проводилось с помощью: 1) многоходового интерферометра с лазерным осветителем и электронно-оптической регистрацией, позволяющего получать изменение во времени распределения плотности в пространстве, 2) масс-спектрографа Томсона с ион-электронным конвертором и электронно-оптической многокадровой камерой, обеспечивающего регистрацию во времени распределения ионов плазмы по массам и энергиям. Коллиматор спектрографа позволял определять область пространства, в которой образовались анализируемые частицы, 3) камеры-обскуры с пленочными поглотителями для определения пространственной локализации мягкого рентгеновского излучения, 4) спектральных приборов с высоким временным разрешением, 5) магнитных зондов. Анализ результатов показал, что образующийся перед торцом инжектора "плазменный фокус" устойчиво существует на протяжении 1,5÷2 мксек, что во много раз превышает время пролета этой области отдельными частицами. Температура электронов в данной области существенно выше, чем в межэлектродном зазоре, а плотность, по сравнению с ее значением внутри коаксиала, возрастает на два-три порядка и достигает в некоторых режимах 10^{18} $см^{-3}$. Из картин распределения плотности, полученных в течение одного разряда, видно, что в моменты наибольшего сжатия полуширина радиального распределения составляет несколько миллиметров. Из этой области, судя по топографии магнитных полей, вдоль линий нулевого поля происходит энергичное истечение плазмы. На основании сопоставления параметров плазмы в районе "фокуса" и энергетического распределения частиц делаются выводы о возможном механизме ускорения плазмы в режимах, сопровождающихся ее кумуляцией. Приводятся экспериментальные данные о сверхбыстрых частицах, рождающихся в межэлектродном зазоре, природа которых неясна.

1.ВВЕДЕНИЕ

Целый ряд экспериментов последних лет [1 - 2] пробудил острый интерес к явлениям, происходящим на торце коаксиального инжектора. На сегодняшний день почти не осталось сомнения в том, что именно они в значительной мере определяют развитие процессов ускорения и нагрева плазмы. Безусловно, это явилось стимулирующей причиной для расширения заглохших было исследований. Помимо чисто прикладных применений, таких, как инжекторы быстрой и горячей плазмы, источники мощных импульсных потоков нейтронного и рентгеновского излучений и т.п., эти исследования сулят возможность не только реально познакомиться с очень плотной и горячей плазмой,но и рассмотреть широкий класс ее течений [3] . Конечно, авторы, с их давними привязанностями к коаксиальным инжекторам [4 - 5], не смогли остаться в стороне, и область их интересов перекочевала из межэлектродного зазора к торцу. Интерес к исследованиям был подогрет также и тем, что тривиальное объяснение предторцевого сжатия за счет давления магнитных полей, казавшееся авторам столь простым и логичным, не выдержало испытания реальностью. Поэтому эксперименты продолжаются и, хотя пока недостаточно данных для детального анализа механизма сжатия и нагрева, подробные характеристики параметров области кумуляции могут оказаться полезными при решении этих вопросов. Именно обсуждению изученных параметров плазменного фокуса коаксиального инжектора посвящена эта работа.

2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на установке, подробно описанной в работе [5] . Это типичный коаксиальный инжектор с импульсным напуском газа. Его медные электроды смонтированы на токораспределяющих шинах, обеспечивающих радиальный подвод тока. Наружный электрод (анод) имеет длину 32 см и внутренний диаметр 7 см, а центральный электрод – диаметр 3,2 см и длину 30 см. В наружном электроде сделаны продольные вырезы шириной 0,4 см и длиной 3,7 см, позволяющие просветить инжектор вдоль хорд поперечного сечения зазора; диаметрально расположенные вырезы шириной 1,0 см и длиной 3,0 см на переднем торце инжектора и отверстия диаметром 1,0 см для ввода магнитных зондов. Взаимное расположение отверстий подобрано так, чтобы по возможности сохранить азимутальную однородность начального газового распределения. Передний торец центрального электрода слегка закруглен и имеет отверстие, диаметр - 1,6 см, сообщающееся с его внутренней полостью. Дейтерий в межэлектродный зазор впускается радиально из подклапанного объема в 1 $см^3$ при давлении от 1 до 3 ата через 12 отверстий в центральном электроде, расположенных на расстоянии 15 см от его переднего торца. Начальные газовые условия подбираются вариацией давления в подклапанном объеме и задержки между моментами открытия клапана и подачей напряжения на электроды.

Большинство описанных ниже экспериментов выполнено при таком газовом распределении, когда пробой осуществляется в районе напускных отверстий [5] . При этом стартовая индуктивность, включающая индуктивность конденсаторной батареи, разрядника и соединительных кабелей, со-

ставляет $4{,}2 \cdot 10^{-8}$ гн. Конденсаторная батарея емкостью 32 мкф обеспечивает при напряжении 7,5 кв амплитуду тока порядка 140 ка. В зависимости от начальных газовых условий нарастание тока до его максимального значения и последующий спад до нуля происходит соответственно за времена от 1,3 до 1,5 мсек и от 1,7 до 2,2 мсек. В нуле тока конденсаторная батарея замыкается накоротко специальным разрядником. Плазмоиды инжектируются в пролетную стеклянную камеру диаметром 40 см и длиной до 200 см, откачиваемую сорбционными насосами. Давление в вакуумном объеме перед разрядом не превышает $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.

Применялись следующие методы исследования:

1. Общая картина развития разряда фотографировалась в свете отдельных спектральных линий серийной электронно-оптической кадровой камерой типа ЛВ-01 с эквивалентным относительным отверстием 1:0,005 [6]. Ее коррелирующие импульсы, отмечающие время экспонирования отдельных кадров, осциллографировались совместно с другими сигналами.

2. Исследование распределения плотности в пространстве проводилось с помощью интерферометра Фабри-Перо с неон-гелиевым лазером (λ = 6328Å) в качестве осветителя. Использовались схемы с расходящимся лучом и локализацией интерференционной картины в бесконечности [7], с параллельным лучом и клиновым интерферометром с локализцией интерференции на одном из зеркал и с параллельным лучом и интерферометром в режимах четвертьволнового или полуволнового отрезков. В этих случаях участки интерференционной картины с одинаковым почернением соответствуют равным фазовым набегам. Для улучшения пространственного разрешения лазер вводился в режим двухчастотной генерации. Так как при этом в нашем случае расстояние между зеркалами интерферометра составляло половину длины резонатора лазера, образовывалось две системы чередующихся интерференционных полос, расположенных так, что их результирующая частота была вдвое больше. Интерференционная картина фотографировалась кадровой электронно-оптической камерой, что обеспечивало регистрацию изменения распределения плотности в пространстве каждые $3 \cdot 10^{-7}$ сек. Время экспонирования интерферограмм составляло $1 \cdot 10^{-7}$ и $2 \cdot 10^{-7}$ сек.

3. Мягкое рентгеновское излучение плазмы использовалось для оценок ее температуры, причем пространственная локализация источников рентгеновского излучения определялась путем фотографирования электронно-оптической камерой пластмассового сцинтиллятора, расположенного за камерой-обскурой с пленочными поглотителями [8], а изменение интенсивности излучения во времени – с помощью ФЭУ, регистрирующего интенсивность свечения того же сцинтиллятора. В качестве поглотителей использовались: Al – толщиной 1,5 мк, 5 мк и 20 мк, Be – толщиной 6 мк, алюминиевый фильтр толщиной 0,2 мк на подложке из нитроцеллюлозы толщиной 1 мк. Излучение выводилось как вдоль оси ускорителя, так и перпендикулярно к ней. В этом последнем случае через прорези в наружном электроде просматривался участок длиной 4 см перед центральным электродом.

4. Спектр плазмы в видимой области регистрировался спектрографом ИСП-51, сочлененным с электронно-оптической камерой [9]. Результаты обработки контуров спектральных линий использовались для независимого контроля температуры и плотности плазмы в районе фокуса.

5. Изучение потока частиц, вылетающих как из фокуса, так и из межэлектродного зазора, проводилось с помощью масс-спектрографа Томсона, в котором поток ионов, развернутый анализирующими полями в параболы, попадал на приемную мелкоструктурную сетку ион-электронного конвертора. Выбитые из сетки вторичные электроны доускорялись в электрическом поле и переносились на быстровысвечивающийся пластмассовый сцинтиллятор с тонкослойным алюминиевым покрытием. Световой аналог ионных парабол регистрировался электронно-оптической кадровой камерой, что обеспечивало возможность анализа изменений во времени распределения ионов по массам и энергиям. Коллиматор спектрографа позволял определить область пространства, в которой образовались анализируемые частицы, с ошибкой $\pm 0{,}5$ см.

6. Структура магнитных полей измерялась магнитными зондами с внешними интегрирующими цепочками. Осциллограммы тока и напряжения на электродах использовались для независимого контроля положения "центра тяжести" токового распределения [5].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Сводный график типичных осциллограмм приведен на рис.1. Следует заметить, что все наиболее существенные события разыгрываются после выхода ускоряемой плазмы за торец инжектора. Особенно показателен в этом отношении приемник мягкого рентгеновского излучения, установленный на оси пролетной камеры так, чтобы он мог "просматривать" как область перед инжектором, так и полностью все межэлектродное пространство. Характерно, что мягкое рентгеновское излучение никак не связано с током через инжектор – оно вспыхивает после его максимума и продолжается даже тогда, когда ток во внешней цепи падает до нуля. В то же время момент вспышки мягкого рентгеновского излучения кардинально зависит от начальных газовых условий, поскольку при неизменном напряжении на конденсаторной батарее только они определяют момент выхода плазмы на торец. Сразу же за вспышкой рентгена следует резкое нарастание магнитного поля и стремительный рост плотности в небольшом объеме пространства перед торцом инжектора. Вся совокупность этих факторов явилась причиной пристального внимания к происходящим там явлениям.

Картина движения рассматривалась, начиная с участка межэлектродного пространства, расположенного в 4 см от выходного торца инжектора и непосредственно примыкающего к зоне течения, в которой наблюдается сжатие плазмы. В зависимости от начальных газовых условий плазма достигает этого района через промежутки времени от $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ до $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ сек от начала разряда. При этом ее скорость изменяется от $1 \cdot 10^{7}$ до $3 \cdot 10^{7}$ см/сек, а плотность от 10^{15} до $5 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. Меньшие плотности и задержки прихода плазмы и большая ее скорость соответствуют меньшей начальной массе газа.

Дальнейшее течение плазмы и все сопутствующие этому явления будут рассмотрены на примере таких начальных газовых условий, при которых плазма приходит в указанный район через $1{,}7 \cdot 10^{-6}$ сек после начала разряда со скоростью $1{,}5 \cdot 10^{7}$ см/сек. В этот момент времени ее плотность меньше $1{,}5 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$. За следующие $5 \cdot 10^{-7}$ сек плотность в этом

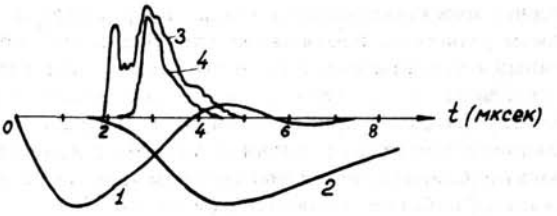


Рис.1. Основные осциллограммы:
1 – ток инжектора; 2 – магнитное поле H_φ перед торцом инжектора; 3 – рентгеновское излучение, регистрируемое по оси инжектора; 4 – рентгеновское излучение, регистрируемое сбоку торца инжектора через прорези внешнего электрода.

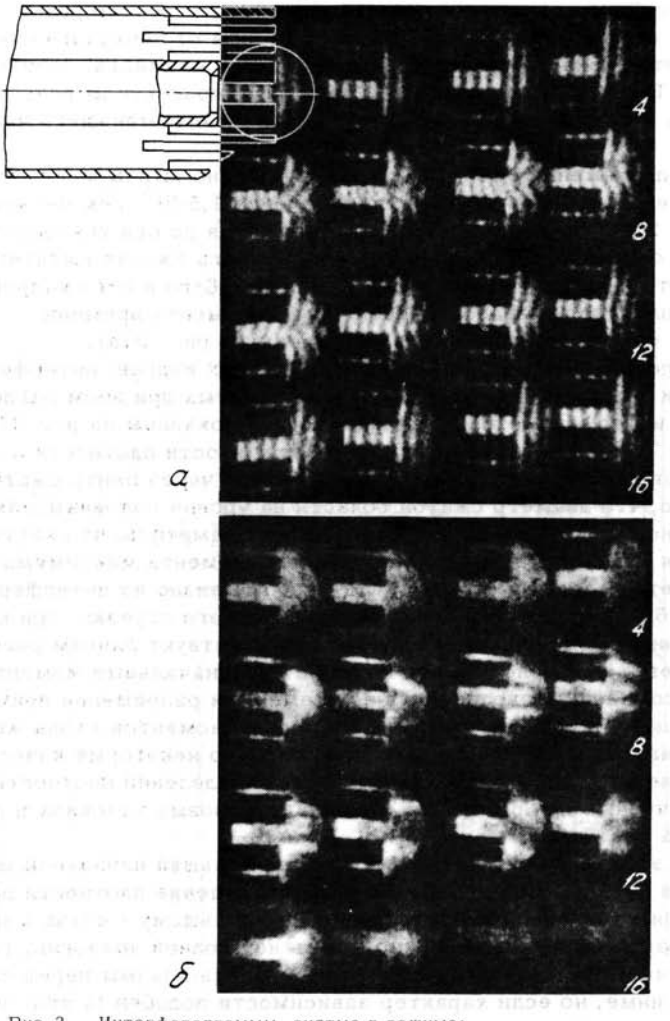


Рис.2. Интерферограммы, снятые в режиме:
а) клинового интерферометра Фабри-Перо; б) четвертьволнового отрезка.

сечении в середине межэлектродного зазора возрастает до $7 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ и остается на таком уровне на протяжении следующих 10^{-6} сек. Затем следует медленный спад, при котором плотность падает вдвое также за 10^{-6} сек. От середины зазора плотность плазмы монотонно возрастает по радиусу к катоду на 20% и приблизительно в два раза к аноду. Течение такой предварительно приготовленной плазмы в зоне ее максимального сжатия можно проследить по интерферограммам рис.2 и топограммам плотности и фазовых набегов, приведенным на рис.3 а.

Интерферограммы рис.2 сняты через $3 \cdot 10^{-7}$ сек. Время экспонирования каждого кадра $2 \cdot 10^{-7}$ сек, а начало экспонирования первого кадра приходится на $1{,}3 \cdot 10^{-6}$ сек после начала тока. Интерферограммы (а) сняты в режиме клинового интерферометра и (б) – в режиме четвертьволнового отрезка. Расположение зеркал интерферометра показано на рисунке. Из рис.2 видно, что уже на четвертом кадре, т.е. через $(2{,}1 - 2{,}3) \cdot 10^{-6}$ сек после пробоя на расстоянии 1 см от центрального электрода образуется область сжатия или, как принято называть, "плазменный фокус". Плотность плазмы в нем за доли микросекунды возрастает до максимума и только к 12 кадру падает до значения, меньшего чем 10^{16} см$^{-3}$.

Итак, на протяжении $3 \cdot 10^{-6}$ сек существует явно выраженная сжатая область, причем плотность в ее центре в течение $1{,}5 \cdot 10^{-6}$ сек меняется меньше чем в 2 раза. Центр сжатия перемещается по оси ускорителя от инжектора со скоростью 10^6 см/сек, а сама область сжатия вытягивается вдоль оси. Это четко наблюдается при сравнении 6-го и 8-го кадров. Топограммы плотности и фазовых набегов для момента времени $(2{,}7 - 2{,}9) \cdot 10^{-6}$ сек после начала тока приведены на рис. 3(а).

Они построены на основании обработки шестых кадров интерферограмм рис.2 и аналогичных интерферограмм, снятых при ином расположении зеркал интерферометра. Позиции зеркал показаны на рис.3(а) окружностями. Там же приведены графики зависимости плотности и фазовых набегов от радиуса для сечения, проходящего через центр сжатия, из которых видно, что диаметр сжатой области на уровне половины максимальной плотности составляет 0,6 см. Следует заметить, что картина распределения плотности в пространстве после момента максимума плотности изменяется весьма медленно. Это хорошо видно из интерферограмм рис.2(б), снятых в режиме четвертьволнового отрезка, при котором линии одинаковых почернений просто соответствуют линиям равного фазового набега. Безусловно, это не так в первоначальные моменты времени. К сожалению, ограничения во временном разрешении примененной аппаратуры не позволили построить для этих моментов столь же подробные картины распределения плотности. Однако некоторые качественные представления о них можно извлечь из распределений плотности по радиусу, полученных при различных начальных газовых условиях и представленных на рис.3(б).

Кривая 1 этого рисунка соответствует наименьшей начальной массе газа, а кривая 3 – наибольшей. Видно, что уменьшение плотности предварительно приготовленной плазмы приводит к большому сжатию и росту плотности в районе фокуса. Конечно, здесь нет полной аналогии, так как магнитные поля, начальная температура и скорость плазмы перед сжатием несколько иные, но если характер зависимости подобен (а это, по-видимому, так), следует ожидать в начальные моменты времени большей плотности и меньшего диаметра сжатой области. Но даже для этой фазы

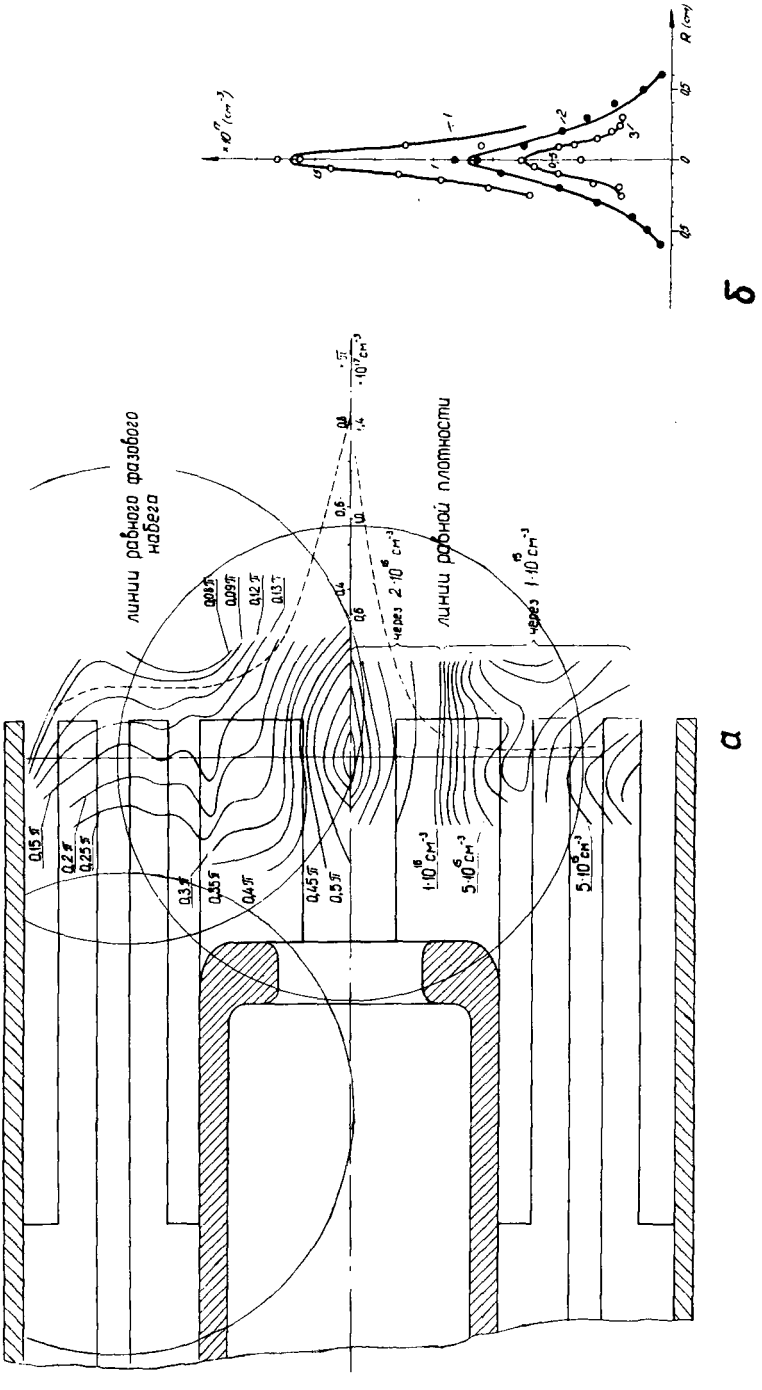


Рис.3. а) Топограммы фазовых набегов и плотности плазмы. б) Распределение плотности по радиусу плазменного фокуса в зависимости от газовых условий (кривая 1 – наименьшая начальная масса газа, кривая 3 – наибольшая).

развития процесса, за исключением, может быть, самого момента образования плазменного фокуса, время сколь-либо существенных изменений параметров сжатой области больше, чем время ее пролета отдельными частицами. Для более поздних стадий существования плазменного фокуса это соотношение непрерывно увеличивается.

По существу, мы имеем дело с таким нестационарным процессом, в котором каждый отдельный момент времени квазистационарен в указанном выше смысле, так как характерные времена изменения параметров в зоне сжатия существенно больше времени обновления плазмы в ней. Если принять достаточно грубое допущение о постоянстве осевой составляющей скорости отдельных частиц, можно, исходя из указанных выше позиций, попытаться установить по топограмме плотности рис.3, как перераспределяется исходный поток в зоне сжатия. К такому допущению есть некоторые основания, поскольку $\int_0^{r=R} 2\pi r n(r)\, v dr$, вычисленный по той же топограмме, отличается от исходного потока меньше чем на 10%. Расчеты показывают, что через приосевую область с радиусом в 1 см протекает около 20% всего потока. Причем при уменьшении начальной плотности и, следовательно, при увеличении сжатия, доля потока, прошедшая через приосевую область, увеличивается. Так, при распределении плотности в соответствии с кривой 1 рис. 3(б) через сечение с указанными размерами проходит уже большая его часть. Таким образом, при определенных режимах почти вся плазма прогоняется через зону фокуса.

Область сжатия является источником мягкого рентгеновского излучения. Как уже сообщалось [8], по фотоснимкам камеры-обскуры удалось установить, что, в основном, излучение эмитируется плазменным фокусом и только незначительная его часть – приэлектродными областями. Оценки температур, сделанные в различных режимах по соотношениям интенсивности за разными фильтрами в предположении максвелловского распределения , дали значения порядка 100 - 800 эв (меньшие температуры соответствуют большим начальным плотностям). В обсуждаемом режиме сигнал ФЭУ, регистрирующего рентгеновское излучение, выведенное перпендикулярно оси инжектора, возникал приблизительно через $2 \cdot 10^{-6}$ сек после начала тока, т.е. в момент выхода плазмы на торец. Он существенно короче времени существования сжатого состояния, а его максимум примерно приходится на тот момент времени, для которого на рис.3(а) приведено распределение плотности. Следует заметить, что при отсутствии выреза в наружном электроде рентгеновское излучение не регистрируется, что подтверждает указанное на рис.3 местоположение плазменного фокуса. Температура для момента времени, соответствующего максимуму сигнала, лежит в пределах 100 - 300 эв.

Результаты магнитных измерений суммированы на рис.4. Ценность их весьма относительна, поскольку введение зонда в область, сколь-либо близкую к фокусу, существенно меняет всю картину сжатия. Это хорошо видно при сопоставлении рисунков 5(а) и 5(б), снятых в свете линии D_β с торца инжектора. В обоих случаях кадры следуют через $3 \cdot 10^{-7}$ сек, время экспонирования первых четырех $2 \cdot 10^{-7}$ сек, всех остальных – $1 \cdot 10^{-7}$ сек. Первый кадр экспонируется одновременно с началом тока. В случае (б) на расстоянии 1,5 см от оси и 1 см от торца центрального электрода помещен магнитный зонд с внешним диаметром 0,5 см. Искажения картины сжатия не требуют комментариев, тем не менее, характер растекания токов и значения магнитных полей, по крайней мере вдали от

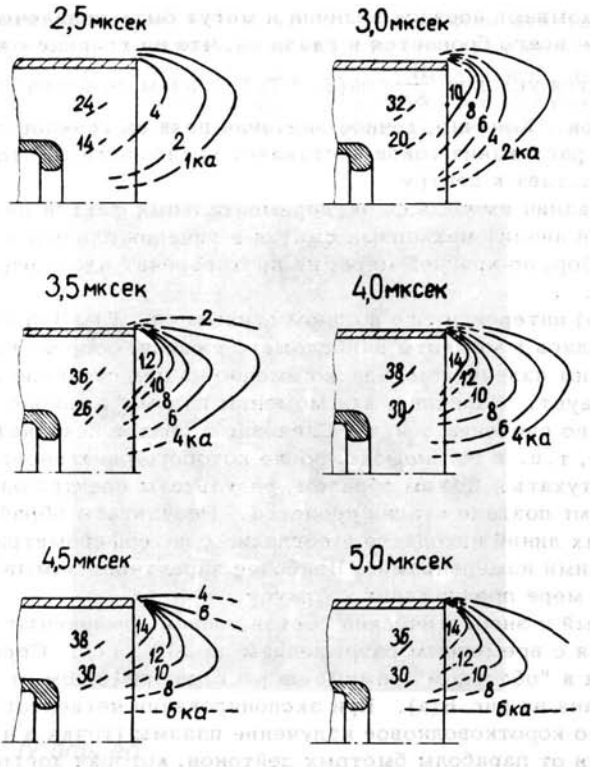


Рис.4. Распределение токов у торца инжектора.

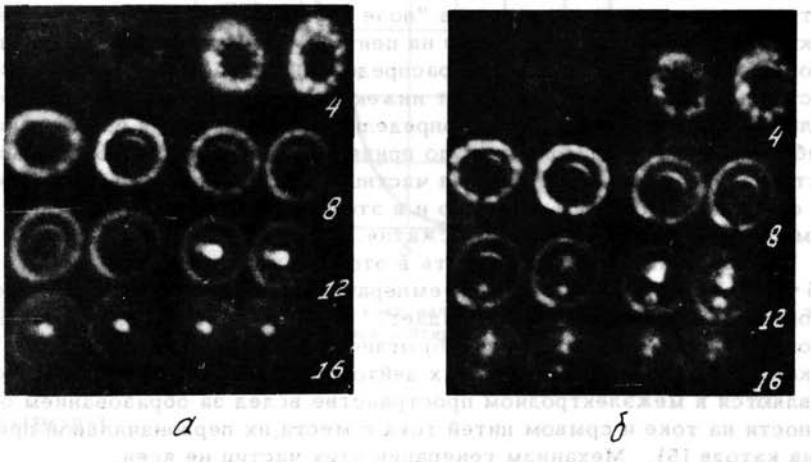


Рис.5. Снимки торца инжектора в свете линии D_β:
а) без зонда; б) зонд введен на глубину 1,5 см от оси на расстоянии 1 см от торца внутреннего электрода.

фокуса, показывают порядок величин и могут быть привлечены для оценок. Прежде всего бросается в глаза то, что на границе сжатой области не выполняется условие $\frac{H^2}{8\pi} = nk(T_e + T_i)$, причем до равенства не хватает двух порядков. Конечно, точное значение поля на границе не известно, но характер растекания токов заставляет предположить, что оно вряд ли сильно возрастает к центру.

На основании имеющихся экспериментальных фактов невозможно провести точный анализ механизма сжатия и течения плазмы в районе фокуса, но их набор, по крайней мере, не противоречит идеологии, изложенной в работе [3].

Рис.5(а) интересен еще в одном отношении. Его 9-й и 10-й кадры экспонировались в моменты наибольшего сжатия, сопровождающегося рентгеновским излучением, однако именно на них свечение в центре сжатия отсутствует. Наличие в эти моменты плазмы в районе фокуса видно на рис.5(б) по свечению зонда. Свечение в центре появляется только на 11-ом кадре, т.е. в тот момент, после которого рентгеновское излучение начинает затухать. Таким образом, результаты спектральных измерений характеризуют поздние стадии процесса. Результаты обработки контуров спектральных линий находятся в согласии с интерферометрическими и рентгеновскими измерениями. Наиболее характерно замывание провала линии D_β по мере продвижения к фокусу.

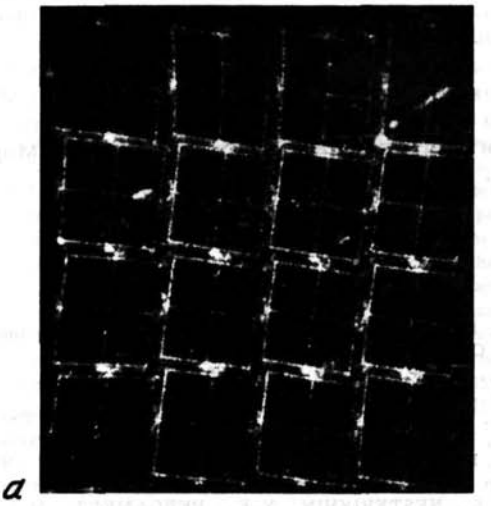
Массовый и энергетический состав ионной компоненты плазмы контролировался с временным разрешением до $2 \cdot 10^{-7}$ сек. Серия масс-спектров, снятая в "обзорном" режиме на расстоянии 150 см от торца инжектора, показана на рис.6(а). При экспонировании четвертого кадра зарегистрировано коротковолновое излучение плазмы (точка в нижнем левом углу) и части от параболы быстрых дейтонов, которая достраивается за счет более медленных на пятом кадре. Далее фиксируются лишь ионы D_2^+, C^+, O^+, Ti^+ и др. Интегральное за разряд распределение ионов дейтерия по энергиям показано на рис.6(б).

Обособленная группа сверхбыстрых частиц с энергией до 80 кэв регистрируется лишь тогда, когда в "поле зрения" прибора попадает межэлектродный зазор. При наводке на центр торца инжектора эта группа ионов отсутствует, в остальном распределение остается прежним. Зная расстояние масс-спектрографа от инжектора и время прихода ионов с различными скоростями, можно определить место и время их рождения. Наиболее быстрые дейтоны хорошо привязываются к начальной стадии существования "фокуса". Хотя для частиц меньшей энергии время рождения определяется менее четко, но и в этом случае оно соответствует времени существования области сжатия.

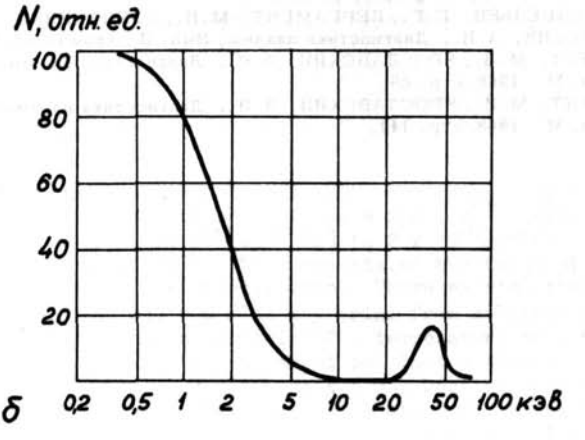
Несмотря на то, что плотность в этой области меняется за $(1{,}5 - 2) \cdot 10^{-6}$ сек незначительно, температура здесь, если судить по рентгеновскому излучению, быстро падает. Видимо, поэтому распределение основной группы ионов на рис.6(б) отличается от максвелловского. Что же касается группы сверхбыстрых дейтонов с энергией 30 - 80 кэв, то они появляются в межэлектродном пространстве вслед за образованием особенности на токе и срывом нитей тока с места их первоначальной привязки на катоде [5]. Механизм генерации этих частиц не ясен.

Суммируя изложенное, хотелось бы обратить внимание на возможность объяснения механизма генерации плазменных сгустков коаксиального инжектора таким самостягивающимся течением. Если при более

детальном исследовании окажется, что этот механизм действительно отражает реальность, то появится возможность сознательного конструирования инжекторов вместо бесчисленных их оптимизаций по методу "отрезать и примерить". Разумеется, что все изложенное никоим образом не относится к той оторванной группе сверхбыстрых ионов, которая показана на рис.6(б).



а



б

Рис.6. а) Масс-спектрограммы плазмы коаксиального инжектора. б) Интегральное за разряд энергетическое распределение ионов дейтерия.

4. ВЫВОДЫ

1. Существует широкий ряд режимов работы коаксиального инжектора, в котором перед его торцом образуется сжатая область горячей плазмы.

2. Время существования этой области во много раз превышает время ее пролета отдельными частицами, а температура и плотность в ней на порядки величин выше, чем в межэлектродном зазоре.

3. По мере уменьшения начальной массы плотность и температура в сжатой области резко растут; при этом через приосевую область с диаметром, меньшим 1 см, протекает большая часть исходного потока плазмы.

4. Детальный анализ механизма сжатия и течения плазмы в этой области должен показать, является ли такой процесс основным в механизме генерации плазменных сгустков.

В заключение авторы с удовольствием выражают свою признательность участникам всех экспериментов – И.Н.Бурдонскому, Ю.М.Жевлакову и П.Т.Шевцову, без самоотверженного труда которых эта работа не могла бы увидеть свет, и благодарят Ю.В.Скворцова и А.И.Морозова за дружеские дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

[1] MARSHALL, J., HENINS, I., Conference on plasma physics and controlled nuclear fusion research, CN - 21/86 2 1965, p. 449.
[2] MATHER, J.W., Phys. Fluids 8 (1965) 366.
[3] МОРОЗОВ, А.И., ЖТФ 7 12 (1967) 2147.
[4] ARETOV, G.N., KOMELKOV, V.S., PERGAMENT, M.I., TSEREVITINOV, S.S., VASILEV, V.I., VI Conf. Intern. sur les Gas IV (SEPMA, Paris, 1963) 265.
[5] АРЕТОВ, Г.Н., ПЕРГАМЕНТ, М.И., СТЕПАНЕНКО, М.М., ЯРОСЛАВСКИЙ, А.И., Proc. 7-th Intern. Conf. on Phenomena in ionized gases, Belgrade 3 1965, p. 289.
[6] KOMELKOV, V.S., NESTERIKHIN, Y.E., PERGAMENT, M.I., Proc. 5-th Intern. Cong. on high-speed photography, p. 118.
[7] ДОЛГОВ-САВЕЛЬЕВ, Г.Г., ПЕРГАМЕНТ, М.И., СТЕПАНЕНКО, М.М., ЯРОСЛАВСКИЙ, А.И., Диагностика плазмы, Вып. II, Атомиздат, М., 1968, стр. 13.
[8] ПЕРГАМЕНТ, М.И., ЯРОСЛАВСКИЙ, А.И., Диагностика плазмы, Вып. II, Атомиздат, М., 1968, стр. 89.
[9] ПЕРГАМЕНТ, М.И., ЯРОСЛАВСКИЙ, А.И., Диагностика плазмы, Вып. II, Атомиздат, М., 1968, стр. 142.

PROPERTIES OF THE DENSE PLASMA PRODUCED IN PLASMA FOCUS

N.J. PEACOCK, P.D. WILCOCK, R.J. SPEER* AND P.D. MORGAN**
UKAEA, CULHAM LABORATORY, ABINGDON, BERKS,
UNITED KINGDOM

Abstract

PROPERTIES OF THE DENSE PLASMA PRODUCED IN PLASMA FOCUS. The plasma produced by the focus or quasi-cylindrical magnetic compression which occurs at the open end of a metal-walled, coaxial plasma gun has been studied, using the electrical waveforms and the electromagnetic and reaction particle emission. The electromagnetic radiation in the XUV region of the spectrum has previously been briefly reported, and the present paper describes further more detailed analyses of the line emission at wavelengths shorter than 10 Å when impurities are added to the gas filling. The emission is characteristic of a plasma with a temperature of a few keV and a density greater than 10^{19} cm^{-3}, while the appearance of optical transitions in highly stripped ions, e.g. A XVIII, gives a measure of the thermalization in the plasma.

The stored electrical energy has been doubled and the scaling of the neutron emission with the applied voltage and the initial particle density is presented. The duration of the neutron and X-ray emission is considerably longer than the observed instability growth time in the plasma filament. Calculations of the mode of heating and the confinement of the plasma are compared with experimental observations.

1. INTRODUCTION

Filippov et al[2] and Mather[3] have described different versions of a metal-walled coaxial plasma gun which produces a dense pinch when operated in deuterium gas at about 1 torr pressure or higher. The pinch is accompanied by the emission of a high flux (about 10^{17} sec^{-1}) of neutrons from D-D reactions and by an intense burst of X-rays both for a duration of 10^{-7} sec.

The electron temperature obtained from measurements of the hardness of the X-ray spectrum is thought to be a few keV[2] while density estimates are of the order of 10^{19} cm^{-3} [4] to 2 x 10^{20} cm^{-3} [5] in a plasma volume of about 10^{-2} cm^{-3}. Measurements of the total plasma energy [5] indicate equally energetic ions. There exists, therefore, the possibility that the neutron flux may arise from collisions between ions at thermal energies characteristic of a temperature of a few keV, and indeed Filippov and Filipova [5] point out that a thermal blob of plasma moving with a velocity 2 x 10^7 cm/sec may best account for the observed energy spectrum and intensity distribution of the neutrons. In similar devices however, the neutron emission has been attributed to non-thermal acceleration of ions in the plasma (e.g. Meskan et al. [6] and it has been suggested that the ion and electron energy distributions are uncoupled (Beckner [7]).

The present paper discusses thermalisation between ions and electrons from the appearance of optical transitions in highly-stripped ion stages and from the total flux of energy in the X-ray region of the spectrum. Macroscopic confinement of the plasma has been studied

---

* Imperial College, London.

** Royal Holloway College, London.

with an image converter framing camera, while the dynamic state of the focus and scale of the density gradients have been investigated using pulsed-laser shadowgrams.

2. APPARATUS

The dimensions of the discharge chamber and the coaxial electrodes are shown in Fig.1. The 5 cm diameter inner electrode (the anode) is shrouded by an outer current return 10 cm diameter with a perforated section for viewing the discharge. The energy source is a 94 μF capacitor bank which with a source inductance of 26 nH and operated at 30 kV will deliver 1.5 mA peak current into a short circuit with a rise time of 2.45 μsec. Previous results [1] have been reported with half this bank capacitance (48 μF). A radial implosion or 'focus' at the open end of the gun can be produced with a static pressure filling in the range 0.25 to greater than 30 torr D_2 and over the operating voltage range of the bank from 23 kV to 40 kV.

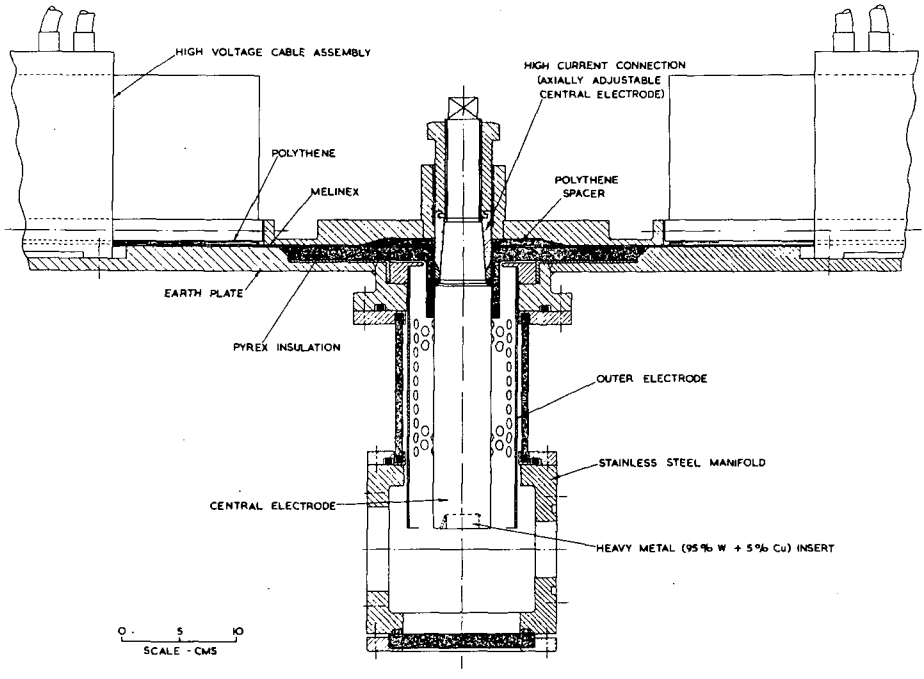


FIG.1. Schematic diagram of plasma focus.

3. FOCUS CHARACTERISTICS

The circuit waveforms are shown for the 48 μF bank in Fig.2(a,b) and in Fig.2(c,d) for the 94 μF bank. During the time τ_o to τ_c the current sheath is driven by the $j_r \times B_\theta$ force between the electrodes and reaches an axial speed, v_z, which varied from 2.1×10^7 cm sec^{-1} to 7×10^6 cm sec^{-1}. The axial speed varies with applied voltage and gas pressure as predicted by a snowplough compression. At time τ_c the current sheath collapses radially introducing a high voltage

$\sim I_c\, dL/dt$ into the circuit, where I_c is the current at 'collapse'. The electric fields generated internally by the radially imploding sheath, $E_s = \frac{2v_r}{c} \cdot \frac{I}{r}$, show as spikes at $t \gtrsim \tau_c$ in Fig.2 and are responsible for the intense fluxes of hard X-rays with mean energy equal to the characteristic K-shell radiation of tungsten from the W/Cu alloy anode.

The neutron pulse, Fig.2, depends on the operating conditions and capacitor source. Typically a sharp spike is produced in pure D_2 with the 48 μF bank Fig.2(a), while multiple bursts were more normal with added impurity Fig.2(b), and in all conditions of purity with the 94 μF bank Fig.2(c,d). The single sharp spike is associated with recovery of the current after collapse; when multiple spikes occurred the current after collapse tended to remain near half its peak value. No visible light could be seen on the image-converter pictures during these later spikes which suggests that the neutrons were emitted from lower density plasma than at the first collapse.

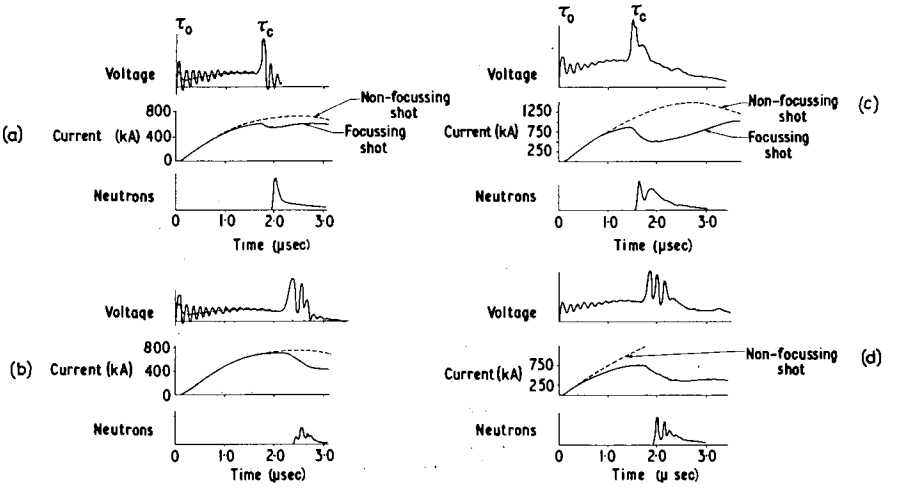


FIG.2. Plasma focus waveforms and neutron emission for different values of C (capacitance), V (applied voltage) and p_0, (initial gas pressure): (a) C = 48 μF; V = 30 kV; p_0 = 0.8 torr D_2; (b) C = 48 μF; V = 30 kV; p_0 = 1.1 torr D_2 + 2% A; (c) C = 96 μF; V = 30 kV; p_0 = 0.5 torr D_2; (d) C = 96 μF; V = 25 kV; p_0 = 0.8 torr D_2 + 3% A.

The scale length of the change in the electron gradient ($\simeq$ 0.01 cm) was measured from shadowgrams using a Q-spoiled (35 to 25 nsec pulse) ruby laser which was modulated by mode-locking to give a resolution $< 10^{-9}$ sec. The presence of a dense jet of electrode material visible on these shadowgrams at a time 0.2 μsec later than τ_c is thought to be the cause of the non-recovery of the current, Fig.2(b,c,d).

A mode of operation which occurred irregularly before the electrodes became conditioned by repeated discharges is also shown in Fig.2 and is termed 'non-focus'. The current in such a discharge approximates to that for a short-circuit, so a major fraction must continue to flow across the insulator, Fig.1. In this 'inactive mode' image converter pictures show a delayed and slowly (5×10^5 cm/sec) imploding current sheath but no neutrons or soft X-rays from the plasma volume, or hard X-rays from the anode, are emitted.

4.1 RADIATION MEASUREMENTS - EXPERIMENTAL TECHNIQUES

A further characteristic of the compressed plasma after collapse is the flux of radiation in the XUV region i.e. from 1 Å to about 20 Å. Surface barrier detectors with a known electrical conversion efficiency, placed in the image planes of 2 pinhole cameras, and viewing the same volume of plasma, were used to measure the relative transmission through thin foils and also the absolute intensity of the emission. The X-rays from the anode were screened from the image plane by a 5 mm thick lead sheet. Fig.3 shows the time of the emission across a 2 cm diameter field of view relative to the voltage spike. The D_2 plasma in these experiments was doped with a few percent argon by volume in order to enhance the emission and to render the plasma volume and position more reproduceable from shot to shot.

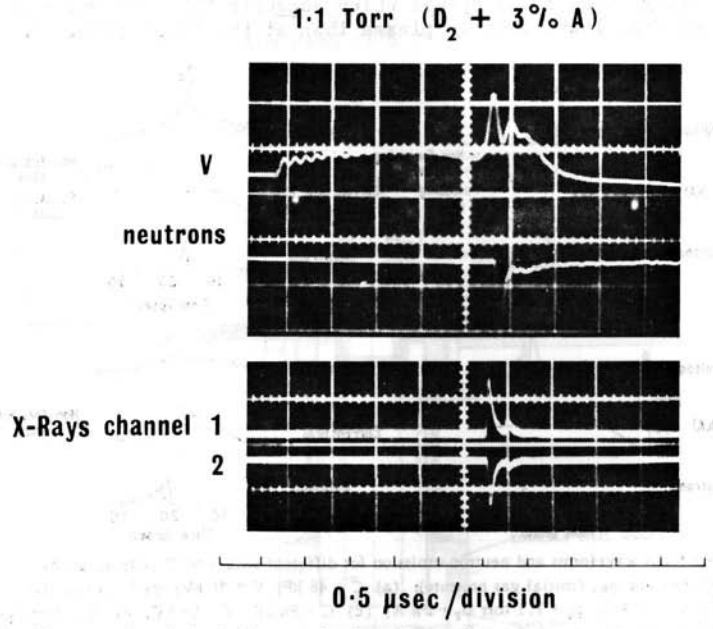


FIG.3. Neutron and emission in X-ray region from plasma focus

C = 48 μF; V = 30 kV; p_0 = 1.1 torr D_2 + 3% A

Both X-ray image channels screened with 2.68 mg/cm² Al. p-n junction (S_iO_2-Si) surface barrier detectors with 80 μ depletion layer.

Pinhole images of the plasma in its own XUV light are shown in Fig.4. Although in Fig.4 the D_2 is doped with heavier gases and the spatial resolution is limited by the finite (1 mm) size of the pinhole, the images clearly show the radial ejection of plasma from the column due to localised compression and instabilities (referred to in section 6.1). With much improved spatial resolution and in pure D_2 the minimum diameter of the plasma column was 0.5 mm with a minimum volume of 10^{-3} cm^{-3}. Since the filament retains an axial velocity of $\gtrsim 10^7$ cm sec^{-1} across the field of view the pinhole images have an inherent time-resolution of 50 nsec, about the half-width of the emission in Fig.3.

4.2 THE OBSERVED EMISSION SPECTRUM

Fig.5 shows the emission spectrum from an argon-doped D_2 plasma at wavelengths shorter than 10 Å. The top spectrum is recorded using a plane-grating with a high efficiency in the X-ray region [8]. The resolution is limited by the entrance collimation to 0.2 Å. The intense feature at 3.9 ± 0.1 Å is due mainly to the first resonance optical transition to the ground level of He-like argon. The weaker feature at 3.3 ± 1 Å includes the higher members of this series and free-bound continuum into the He-like ion.

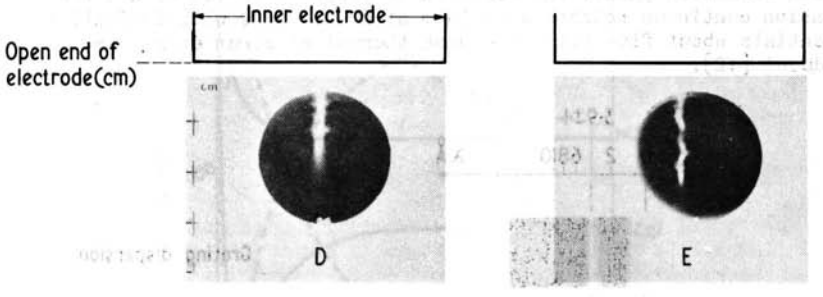


FIG.4. Pin-hole images in X-ray light from plasma focus: (D) C = 48 μF; V = 30 kV; p_0 = 1.1 torr D_2 + 40% HE; (E) C = 48 μF; V = 30 kV; p_0 = 1.2 torr D_2 + 10% Xe. (visible light screened by 268 mg/cm^2 Al)

The same spectrum was obtained in higher resolution, Fig.5 (below), by diffraction from a mica crystal bent into the de Broglie configuration [9] convex to the source. The resolution, 0.01 Å, is now determined by the lateral motion of the source and the 'window function' of the mica. Lyman-α of H-like argon and the series $1s^2\ {}^1S_0$ - $1snp\ {}^1P_1$ in He-like argon have been observed with n up to 5 (i.e. with an excitation of 3.95 keV). The wavelength scale of the crystal instrument was calibrated by superimposing Ne X optical resonance lines from a neon-doped plasma on the third order argon lines so that these optical transitions cannot be confused with inner shell and X-ray transitions, Peacock et al [10]. The presence of a weak background continuum from free-bound recombination into Li-like argon showed as an intensity step at 7.9 Å due to the Aℓ filter. Moreover although the emitting plasma volume was free of optical Cu lines, X-ray Cu lines were observed at and within about a mm from the anode. These energetic optical transitions establish that the electron temperature is of the order of 1 keV. Further, the transient stripping time to reach charge Z, τ_z (Z = 17 for a hydrogenic ion with an ionization potential equal to AXVII) must not be longer than the confinement time of the plasma τ_p; i.e.

$$\sum_{z=1}^{z=17} (\sigma v)^{-1}_{\text{ionization}} < n_e \tau_z < n_e \tau_p, \quad \text{for } Z = 17,$$

this gives a lower limit of $n_e\tau_z = 10^{11}\ \text{cm}^{-3}\,\text{sec}$. If now τ_z is equated to the duration of the X-ray emission pulse (~ 50 nsec) we find $n_e > 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$. The results of more detailed calculations of the transient ion populations, including radiative recombination, in Fig.6, show that for the He-like and H-like ions to dominate the spectrum within 50 nsec, $n_e > 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$. The coronal balance used here between electron impact ionization and radiative recombination is justified [11]

for ionization potentials of 4 keV at this density. It is deduced (section 4.5) from an analysis of the total X-ray flux that n_e cannot exceed 10^{20} cm^{-3}.

4.3 COMPARISON WITH LASER-PRODUCED PLASMAS

Supporting evidence for the above plasma parameters is obtained by comparing the spectrum of Plasma Focus with that from laser irradiation of a solid target [12]. In the laser-produced plasma the density is high enough for a steady state ion population to be approached in the plasma formation phase. The electron temperature is 100 eV and the emission continuum reaches a maximum at 80 Å. Ions with ionization potentials about five times the mean thermal electron energy are produced [12].

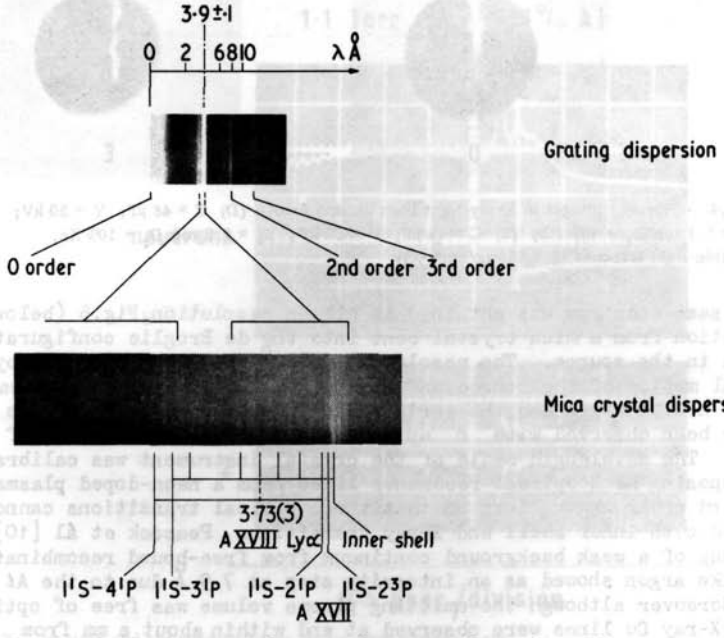


FIG.5. Crystal and grating dispersion of spectrum from plasma focus with initial gas pressure 1.3 torr D_2 + 8% A.
Above Etched grating 300 lines/mm, at 10 arc minutes grazing angle and 2 arc minutes collimation of source.
Below Mica crystal bent convex to plasma with radius of 3.8 cm.

In the Plasma Focus on the other hand, the continuum intensity increases monotonically to energies above the K-edge of Aℓ, as expected for an electron temperature of 1 keV. The observed ionization potentials (~ 4 keV) are correspondingly more energetic.

4.4 MEASUREMENT OF ELECTRON TEMPERATURE

From the observed spectral features described in section 4.2 and using the steady state approximation, the transmission through thin foils can be computed, to give for example, the spectra plotted in Fig.7.

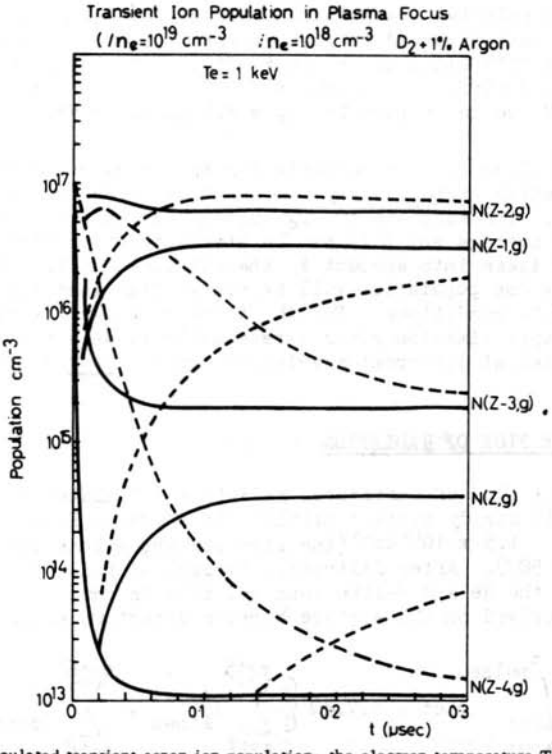


FIG.6. Calculated transient argon ion population; the electron temperature T_e is 1 keV; electron density (full line), $n_e = 10^{19}$ cm^{-3}; (dotted line) $n_e = 10^{18}$ cm^{-3}.

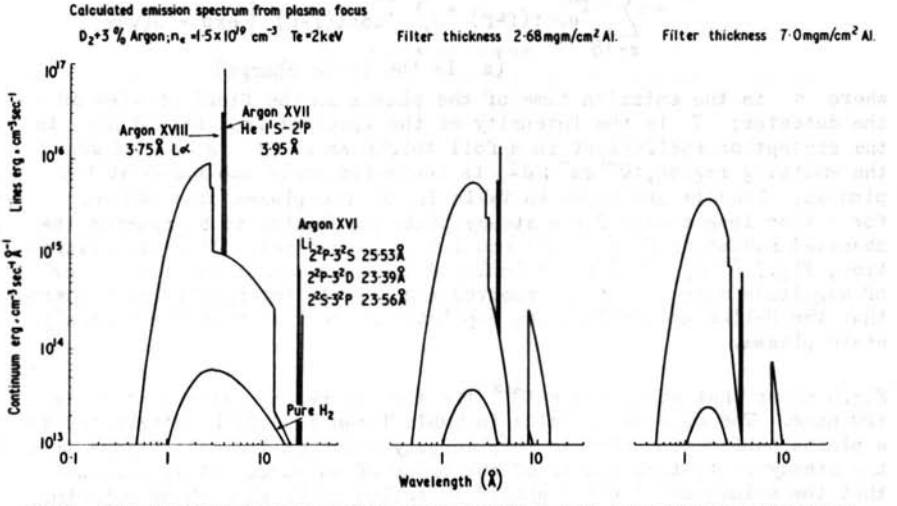


FIG.7. Calculated emission spectrum from plasma focus in D_2 + 3% A through various thickness of aluminium filters
electron density, $n_e = 1.5 \times 10^{19}$ cm^{-3}
electron temperature, T_e = 2 keV.

The calculated relative transmission through Aℓ, Be and Ni foils is compared with that observed to give an estimate of T_e [13]. Typical results for Aℓ filtration are shown in Fig.8. The mean temperature over a number of different absorbers in D_2 + 3% argon at 1.1 torr is 1.8 (± 0.6 keV) while in pure D_2, T_e = 2.5 (± 0.8 keV).

The technique is most reliable for transmission of that part of the spectrum which includes only the shortest wavelength free-bound recombination. The estimate of T_e using the thinnest foils (Fig.8) is lower than average and this can be attributed to continuum and line radiation not taken into account in the calculations from Li- and Be-like ions whose population will be higher than that calculated for steady state conditions. For the thickest foils, (Fig.7) the steady state approximation gives a reasonable value since only the relative intensities at different wavelengths on the same continuum are involved.

4.5 ABSOLUTE FLUX OF RADIATION

The total flux of unfiltered radiation calculated for an argon-doped plasma in steady state conditions is shown in Fig.9 as a function of T_e, for $n_e = 1.5 \times 10^{19}$ cm^{-3} (the stripped argon ions increase the initial n_e by 50%). After filtration through Aℓ foils the flux is mainly due to the He and H-like ions and this is compared to the total charge, ϕ, received on the surface barrier detectors as follows:

$$5.76 \times 10^{-12} \int_0^{\tau_{pulse}} \phi.dt = \tau.V.d\Omega \left\{ \sum_{z=17}^{z=15} I^A_{lines} + \sum_{z=18}^{z=16} I^A_{cont(f-b)} + \sum_{z=18}^{z=16} I^A_{cont(f-f)} + \sum^{z=1} I^D_{cont(f-f)} \right\} \exp - \mu(\nu)x$$

(z is the ionic charge)

where τ is the emission time of the plasma in the field of view of the detector; I is the intensity of the spectral feature and $\mu(\nu)$ is the absorption coefficient in a foil thickness x. V is the volume of the emitting region, 10^{-3} cm^{-3}; $d\Omega$ is the solid angle subtended at the pinhole. Results are shown in Table I. If the plasma is confined for a time long enough for a steady state population to be reached the observed radiation flux should equal that calculated. At heavy filtration, Fig.7 (7 mg cm^{-2}) the calculated transmission is about an order of magnitude more than that observed and this is interpreted as evidence that the H-like and He-like ion populations are less than for a steady-state plasma.

Fig.6 shows that at $n_e = 1 \times 10^{19}$ the time to reach a steady state is 120 nsec. The observed results in Table I can readily be attributed to a plasma confinement time at this density which is limited to less than the steady-state time and is of the order of 40 nsec. It is possible that the volume and density should be scaled up by as much as a factor of 10; however, both these factors would increase the discrepancy between the calculated and observed fluxes, implying that the ion population is even further from a steady-state. The emission time in these circumstances would be much shorter than observed.

TABLE I

Comparison of observed and calculated transmission from a D_2 + 3% argon plasma with $n_e \simeq 1.5 \times 10^{19}$ cm^{-3}

Al filter	I_o(observed intensity Ergs cm^{-3} sec^{-1}	I_c(calculated intensity Ergs cm^{-1} sec^{-1}		
		1.0 keV	1.5 keV	2.0 keV
0 mg/cm^2	9.85×10^{15}	7×10^{16}	1.2×10^{17}	1.5×10^{17}
4.36 "	5.4×10^{14}	3.2×10^{15}	8.5×10^{15}	1.4×10^{16}
7.0 "	2.7×10^{14}	8.9×10^{14}	3.2×10^{15}	6.8×10^{15}

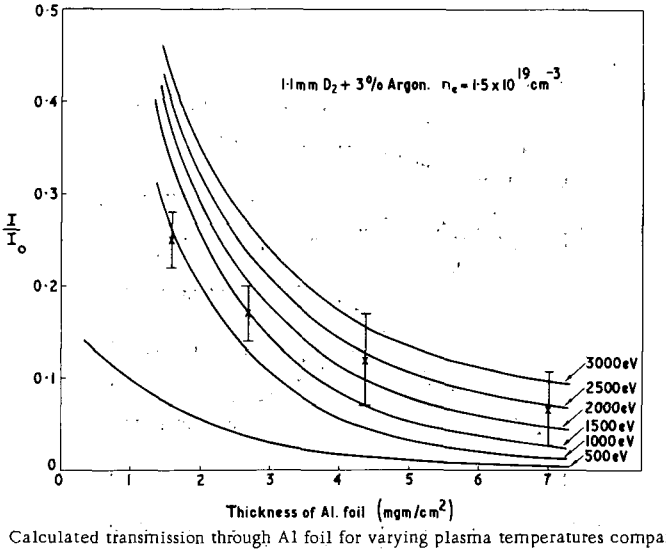


FIG.8. Calculated transmission through Al foil for varying plasma temperatures compared with experimental values (initial gas pressure, p_0 = 1.1 torr + 3% A).

Thus it is concluded from the observed spectrum, and from the duration and intensity of the E.M. radiation that a steady-state is approached, but not achieved, probably because the plasma is in a compressed state (at a density $\sim 10^{19}$ cm^{-3}) for only a limited period $\lesssim$ 40 nsec.

5. EQUIPARTITION BETWEEN IONS AND ELECTRONS

The relaxation times for the charged particles in the plasma focus are sufficiently short at densities of about 10^{19} cm^{-2} to ensure a thermal distribution of both ions and electrons. Equipartition between the energy distributions of the deuterium ions and electrons is given by

$$n_e \tau_{ie} \simeq 1.1 \times 10^{12}, \text{ for a 1 keV temperature.}$$

In addition, the time necessary to reach a steady-state ion population (McWhirter [11]) is

$$n_e \tau \text{ (steady-state)} \sim 1 \times 10^{12}$$

and this criterion applies over a wide range of T_e. Since it has been shown (section 4.5) that a steady-state ion population is approached, the containment time cannot be much shorter than the equipartition time.

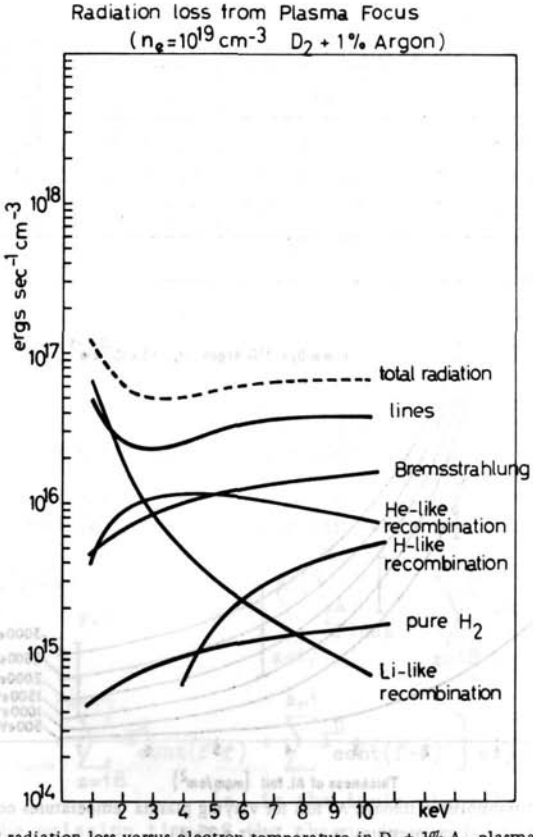


FIG.9. Calculated radiation loss versus electron temperature in D_2 + 1% A, plasma electron density, $n_e = 1.5 \times 10^{19}$.

6.1 STABILITY

Interchange instabilities are to be expected in the highly-pinched filament such as exists in Plasma Focus. In particular, the m = 0 instability having the shortest wavelength $(k)^{-1}$ should grow at a rate $\omega = (v_r^2\, k/r)^{\frac{1}{2}}$; with a plasma diameter of 0.5 mm and equal ion and electron temperatures the growth time $\tau_g \sim 10^{-9}$ seconds.

Image converter photographs as illustrated in Fig.10, show that the quasi-cylindrical compression produces a 'fountain' of plasma which travels axially away from the electrodes with a velocity $\sim 10^7$ cm sec^{-1}. Both sausage- and kink-type instabilities grow in the plasma column with $\tau_g << 5 \times 10^{-8}$ sec. They occur preferentially at the most compressed part of the column or filament, which at any time is nearest the centre electrode.[1] The radial ejection of plasma due to these instabilities is also

[1] Schlieren pictures taken in Q-spoiled ruby laser light and for the same plasma conditions as in Fig. 10 confirm the radial fluting.

discernible on the X-ray images, Fig.4. The instabilities do not disrupt the circuit current however, since further compressed regions appear as the filament travels axially away from the electrode. The pulsed laser shadowgrams reveal that during the collapse phase and afterwards the plasma boundary undergoes rapid ($<< 10^{-8}$ sec) radial oscillations.

A less likely interpretation of Figs 10 and 4 is that the dense blobs of plasma remain integral as they travel downstream with the plasma column. To sustain this argument a mechanism, possibly due to finite larmor radius [4], must be invoked for stabilising the blobs. At the surface of the plasma this criterion [14] for stabilisation is not satisfied. Alternatively some form of stabilisation either due to the bouncing of the plasma boundary or to the high-velocity axial flow of the ions may be effective.

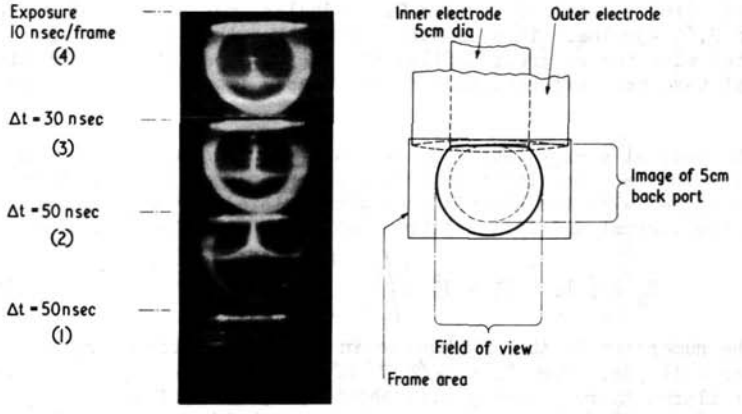


FIG.10. Image converter sequence of plasma focus during collapse phase. 10 ns exposure/frame: C = 48 μF; V = 28 kV; p_0 = 1.1 torr D_2 + 1.5% A.

6.2 ENERGY LOSS PROCESSES

Radiation in the XUV region, see Table I, can be seen to cool the plasma (with 3% added argon) with a time constant $nkT/I_0 \approx 0.2$ μsec. In a pure D_2 plasma this cooling time is at least two orders of magnitude longer and can be neglected.

A more serious loss is that of particles whose axial flow is unrestricted. For a plasma in equilibrium the time constant for ion loss out of the ends is $\ell_p/(2v_i) = 50$ nsec, where ℓ_p is the length of the plasma column. However, the ion loss to the anode will be suppressed, because the axial velocity of the filament is of the order of the thermal velocity, and in the laboratory frame of reference the ions smear out only "downstream".

Again, assuming the plasma and the confining field to be in equilibrium after the radial compression the time constant for heat loss given by $\ell_p^2/v_e \lambda_{ee}$ is so short (3 nsec) that the plasma cannot remain in thermal contact with the electrode.

7. ENERGY CONVERSION IN PLASMA FOCUS

A solution of the circuit equations [15] with

$$\dot{L} = 2v_z \log_e R_1/R_2 = 1.8 \times 10^{-2} \ \Omega$$

where R_1, R_2 are the radii of the electrodes, shows that 40% of the electrostatic bank energy is stored as magnetic energy behind the current sheath at $\tau = \tau_c$. The part of this energy used to do mechanical work on the current sheath during collapse is

$$\int_{\tau_c}^{\tau > \tau_c} I^2 \left[(\log R_1/r)\, \dot{\ell}_p - \ell_p\, \dot{r}/r \right] dt$$

and this amounts to 2.5 kjoules at peak current. Ohmic heating is estimated [16] to contribute also 0.15 kjoules, making a total energy input of 2.65 kjoules. This is much higher than the total energy associated with the compressed filament, so that most of the mechanical work must have been expended in removing plasma from the compression region.

The thermal energy, $2VnkT$ is 10 joules in the lower limit and 100 joules in the upper limit depending on the plasma volume. This can be compared with the kinetic energy calculated for a pinch carrying all the current and in equilibrium with its self-field, viz.,

$$E_k = \tfrac{1}{2} L_1 \left(I_1^2 - I_2^2 \right) \Big/ \left(1 + 2 \log_e R_1/r \right) \qquad (1)$$

where the numerator is the difference in stored magnetic energy before and after collapse. For $I_2 = I_1/2$, 7% of the stored energy is available for plasma thermal energy i.e. about 850 joules. More usually E_k amounted to 500 joules indicating that over half the energy in the pinch is associated with non-thermal effects such as shocks and mass motion in axial flow and radial oscillations. Again equating the thermal energy to E_k, T should scale as I_1^2 and the neutron yield as I_1^8 (for constant pinch radius and particle density). Fig.11 shows a plot of the neutron yield as a function of constant pressure, Fig.11(a), and constant voltage, Fig.11(b). The interpretation is complicated as it is not known how the kinetic energy in the compressed plasma is shared between the density of the particle and their thermal energy as I_1 is varied. It is apparent however that as the stored magnetic energy and I_1, is increased the neutron output increases and scales approximately as I_1^5 from the curves in Fig.11.

8. CONCLUSIONS

Energetic (4 keV) optical transitions in highly-stripped ions are produced in Plasma Focus. From the total flux of energy in these transitions and their time of emission it is concluded that there is considerable coupling between the electron and ion distributions; the confinement time of the plasma is only a factor of about 3 too short for complete equipartition. At 1.1 torr in D_2 the electron temperature from absorber foil techniques is 2.5 ± 0.8 keV; the plasma volume varies from 10^{-3} cm^{-3} upwards to almost 10^{-2} cm^{-3} and the electron density is from 1 to 2 x 10^{-19} cm^{-3}.

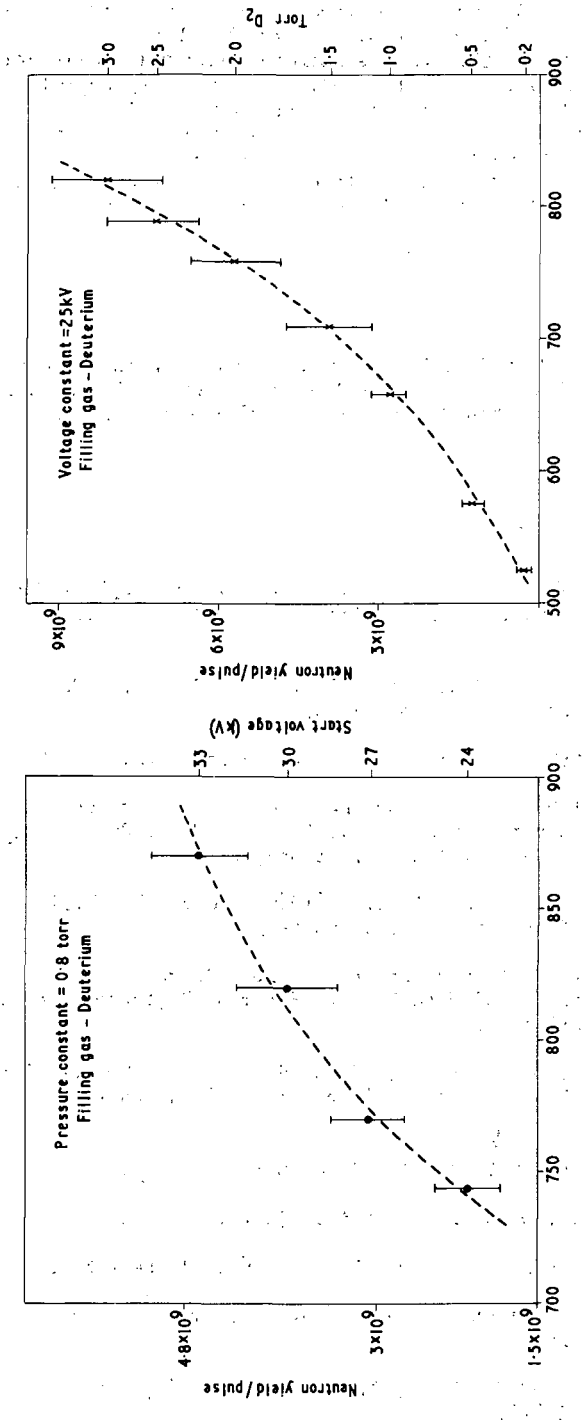


FIG. 11. Neutron yield versus current at collapse onset (A) with ambient pressure constant, p_0 = 0.8 torr D_2 and applied voltage, V, in range, 24 kV to 33 kV. (B) V constant, = 25 kV and p_0 in range 0.2 torr to 3 torr.

The quasi-cylindrical compression produces a filament of plasma which travels away from the electrode with an axial velocity $\sim 10^7$ cm sec. Short wavelength MHD instabilities in the plasma column, and some radial loss of plasma are observed. The foregoing experimental results indicate that during the radial compression and while the filament elongates, the plasma undergoes radial oscillations and that regions of local high compression are sustained in the moving filament. The conversion from inductively stored energy to plasma thermal energy is relatively small, about 7% in theory and 1% maximum in practice.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are indebted to M. Hobby for his work with the crystal spectrograph and to J.W. Long for his initial computation of the radiation losses. The paper has benefited from the helpful comments of H.A.B. Bodin.

REFERENCES

[1] LONG, J.W., et al., Paper C5, Proceedings of APS Topical Conf. on Pulsed High Density Plasmas (September 1967), Los Alamos Report 3770.

[2] FILIPPOV, N.V., FILIPPOVA, T.I. and VINOGRADOV, V.P. (1962) Nucl. Fusion Suppl. Pt.2, pp.577-587.

[3] MATHER, J.W. (1965) Physics of Fluids, vol.8, no.2, pp.366-377.

[4] MATHER, J.W. (1965) Culham Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (1965). Paper Cn-21/80. 2, 389 Proceedings published by I.A E.A. Vienna, (1966).

[5] FILIPPOV, N.V. and FILIPPOVA, T.I. (1965) Report I.A.E.913, I.V. Kurchatov Institute, Moscow, pp.1-15.

[6] MESKAN, D.A.. et al. (1967) Paper C6, Proceedings of APS Topical Conf. on Pulsed High Density Plasmas (September 1967), Los Alamos Report 3770.

[7] BECKNER, E.H. (1967) Paper C4, Proceedings of APS Topical Conf. on Pulsed High Density Plasmas (September 1967), Los Alamos Report 3770.

[8] FRANKS, A. and LINDSEY, K. (1968) J. Sci. Instr. 1, 144.

[9] VAN ROHMANN, H. (1914) Physik Zeit. 15, pp.510-512.

[10] PEACOCK, N.J., SPEER, R.J., HOBBY, M. (1968). To be published.

[11] McWHIRTER, R.W.P. (1965) 'Plasma Diagnostic Techniques', Ch.5, Academic Press.

[12] BURGESS, D.D., FAWCETT, B.C., PEACOCK, N.J. (1967), Proc. Phys. Soc. 92, pp.805-816.

[13] STRATTON, T.F. (1965) 'Plasma Diagnostic Techniques', Ch.8, Academic Press.

[14] ROSENBLUTH, M.N., KRALL, N.A., ROSTOKER, N. (1962), Nuclear Fusion Supplement, Part I, pp.143-150.

[15] BAKER, D. Los Alamos (1968) Private communication.

[16] MATHER, J.W. and BOTTOMS P.J. (1968) Phys. Fluids, 11, pp.611-618.

ON THE MECHANISM OF NEUTRON PRODUCTION FROM THE DENSE PLASMA FOCUS*

P. J. BOTTOMS, J. P. CARPENTER, J. W. MATHER, K. D. WARE AND A. H. WILLIAMS
UNIVERSITY OF CALIFORNIA, LOS ALAMOS SCIENTIFIC LABORATORY, LOS ALAMOS, NEW MEXICO, UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

ON THE MECHANISM OF NEUTRON PRODUCTION FROM THE DENSE PLASMA FOCUS . It is now established that the dense plasma focus (DPF), a self constricted plasma current discharge (z-pinch), is an intense source of neutrons (10^{10}/burst). The lifetime of the plasma, measured in terms of neutron production, is ~ 80-150 ns. The DPF device consists of a 20 kV - 360 μf capacitor bank, coaxial electrodes of 15 cm outer and 10 cm inner diameter operating with deuterium gas pressures of 5-10 torr. An electron plasma temperature and density of 5-8 keV and ~ 2×10^{19}/cm^3 respectively are typical values. The initial heating of the plasma ions is accomplished during the rapid 2-dimensional r, z compression; the fountain shape of the converging current sheath produces plasma streaming and precludes any real confinement. A study of the pulsed neutron energy spectrum by the time-of-flight technique made at angles of 0, $\pi/2$ and π radians shows that the average neutron energy is 2.77, 2.59 and 2.22 MeV, respectively. The centre-of-mass velocity of the plasma source is 1.24×10^8 cm/s. The centre-of-mass motion may be explained in terms of a high-energy stream of ions striking a dense stationary plasma (target model) or by a thermal plasma which is moving along the axis (moving isotropic model). Use is made of the intense neutron production as a diagnostic tool to investigate the angular distribution of neutron production. A comparison of the experimental results with theory is inconsistent for the target model, but is consistent with the moving thermal plasma model. If one assumes that the entire hot plasma is moving at velocity v_{cm}, then a paradox exists. For example, the time duration of neutron production and the observed streaming velocity would give an apparent plasma length of some tens of centimetres; this is not observed. It is suggested that only the plasma in the early stages of compression may exhibit the observed streaming velocity and neutron production during the pulse may not be characterized by the observed c. m. velocity.

Introduction

The spectral and intensity distributions of D-D neutrons from high temperature plasmas have been treated theoretically by several authors[1,2]. Even in the event that the distributions are anisotropic, it can be shown that one can use the anisotropy diagnostically to learn something about the velocity distribution of the ions in the plasma. Neutron production from the dense plasma focus (DPF) device has been observed previously to be isotropic to within 5% in a double-ended device [3], however, present results from a single open-ended device show a definite anisotropy both in neutron energy and intensity. It is the purpose of this paper to compare the experimental angular distribution of neutron intensity and neutron energy with proposed theoretical models of the plasma ion distribution. The neutron energy spectrum referred to in this paper is that corresponding to the fastest neutrons as obtained from the rapid rise of the neutron pulse and thus the word spectra when used should not be construed to mean that all neutron energies during a single pulse are resolved. To measure the neutron energy spectrum during a single pulse would require intensities > 10^{11} neutrons per pulse.

* Work performed under the auspices of the US Atomic Energy Commission and Defense Atomic Support Agency.

Apparatus and Operation

The dense plasma focus experimental apparatus and the angular arrangement of the measurements are shown in Fig. 1. This device, although described elsewhere [3,4] consists of two coaxial copper electrodes 10 and 15 centimeters relative diameters with a center electrode (CE) length of ~ 25 c.m. Deuterium pressures of ~ 9-14 torr are typical. These parameters refer to a DPF device utilizing a 20 kV - 67 kJ capacitor bank. A brief description of the discharge follows. A pyrex glass insulator surrounds the center electrode at the breech end, which together with the inverse or unpinch current buildup stage leads to the formation of a uniform current sheath [5] in a few tenths of microseconds. In the ensuing moments until the time of current maximum (3-4 μsec) the axisymmetric parabolically shaped current sheath is driven along the tube toward the open end by the $\vec{j}\times\vec{B}$ electrodynamic force. The encountered gas is ionized and partially trapped by the sheath whereas the remaining gas is driven as in a "snowplow" fashion outward through the perforated copper outer electrode (OE) and is lost. Without the perforated OE, the gas density at the inner surface of the OE would increase with position along the tube and limit the full development of the plasma focus. By optimizing the CE length, voltage and gas pressure, the current sheath is made to reach the end of the CE at the time of peak current. A measurement of the sheath resistance at this time corresponds to an electrical conductivity [6] equivalent to $T_e \sim 50$-70 eV. In the subsequent few tenths of microseconds, the current sheath implodes toward the axis to form the dense plasma focus in a 2-dimensional manner. A 2-D hydrodynamic calculation, briefly reported earlier [7], shows that the sheath collapse velocity is a function of r and z. In a later section, reference will be made to an axial velocity mechanism which in principle can cause an apparent velocity shift of the emitted neutrons. The failure of the collapsing sheath in trapping all the gas is implicit from the shape of the current sheath. In the plasma focus, electron densities [8] $> 2\times10^{19}$/cc and electron temperatures [3] ~ 2-5 keV and neutron yields $> 10^{10}$ neutrons per 100 ns duration have been reported. A typical current trace (upper) is shown in Fig. 2. The rapid depression at peak current characterizes the fast collapse and the development of the plasma focus.

Experimental Results

a. Neutron Intensity Distribution

Measurements of the neutron intensity distribution were obtained at angles of 0°, 45°, 90°, and 180°, see Fig. 1. In order to make a first order correction to the data due to neutron scattering, a steady source of neutrons was placed at the plasma focus position. Most of the scattering material was high Z, a very small portion of the experimental area contained hydrogenous material. Nevertheless, small thicknesses of metal were shown to produce noticeable intensity corrections. The use of steady state neutron sources rather than pulsed sources for calibration is certainly undesirable because of equilibrium build-up problems associated with the scattering material. This problem confronts many investigators and is not easily solved unless a pulsed neutron source is available. The 180° direction contained rather large thicknesses of metal associated with the discharge apparatus as well as the condenser bank arrays which were located in the backward direction -- these obstructions block direct transmission and effectively degrade the neutron intensity. The angular distribution of the neutron intensity at 0° to the intensity at angle φ is shown in Fig. 3 for the 67 kJ device. The intensity ratio increases smoothly and slowly from 0° to 180°. The anisotropy of the neutron intensity ratio is ~ 12% at 90°, ~ 5% at 45° and ~ 27% at 180°. The experimental accuracy

for $I(0)/I(\varphi)$ is $\approx 2.5\%$. The remaining curves in these figures pertain to theoretical models and will be discussed later.

b. Neutron Velocity Measurements

A time of flight telescope was constructed using plastic scintillators and fast Amperex photomultipliers.[9] The speed of response of the scintillator is in the region 1-2 ns. The Amperex 56 TVP photomultiplier circuit was designed for linear output up to 1 ampere into a 50 ohm load for pulse widths up to 2 μsec duration. The rise time of the photomultiplier was ~ 2 ns. Each multiplier was housed in a double electrostatic shield

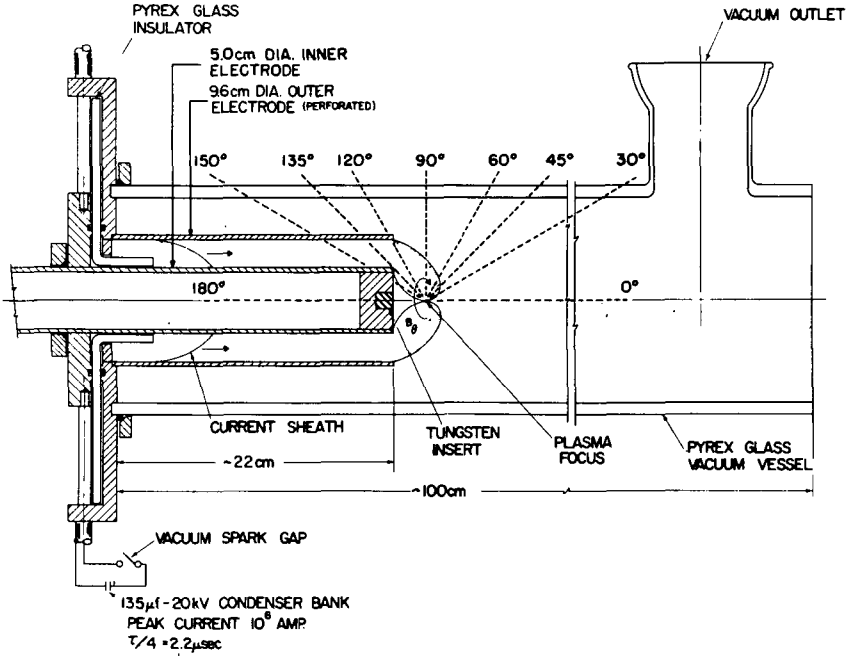


FIG.1. Schematic representation of discharge apparatus and the angular orientation of the measurements.

to eliminate noise pickup and an xray shield of 2.5 cm of lead. The pulse data was displayed directly on the plates of a Tektronics 517-100 mc oscilloscope. An artifical delay line was inserted in the circuit of the farthest detector (flight path 3m) in order to achieve good pulse separation. A typical set of pulses from the time of flight telescope is shown in Fig. 2, (lower trace) - sweep speed 100 ns/div., vertical sensitivity 16 volts/div. Also shown is a 100 mc sine wave for sweep calibration. A comparison of the time widths of the two neutron pulses in Fig. 2 shows that the second pulse is broader than the first. This is explained as due to the spread in neutron velocity from the plasma focus, ie, the neutron spectrum N(E) produces a pulse broadening due to time of flight in addition to the finite time width of neutron production.

Since the actual neutron pulse contains many thousands of neutrons, it is difficult to derive any useful velocity information from the main body of the pulse beyond that of the initial rise. An attempt is being made to determine the broadening of the neutron pulse due to the c.m. motion of the colliding deuterons. These results will hopefully remove some of the

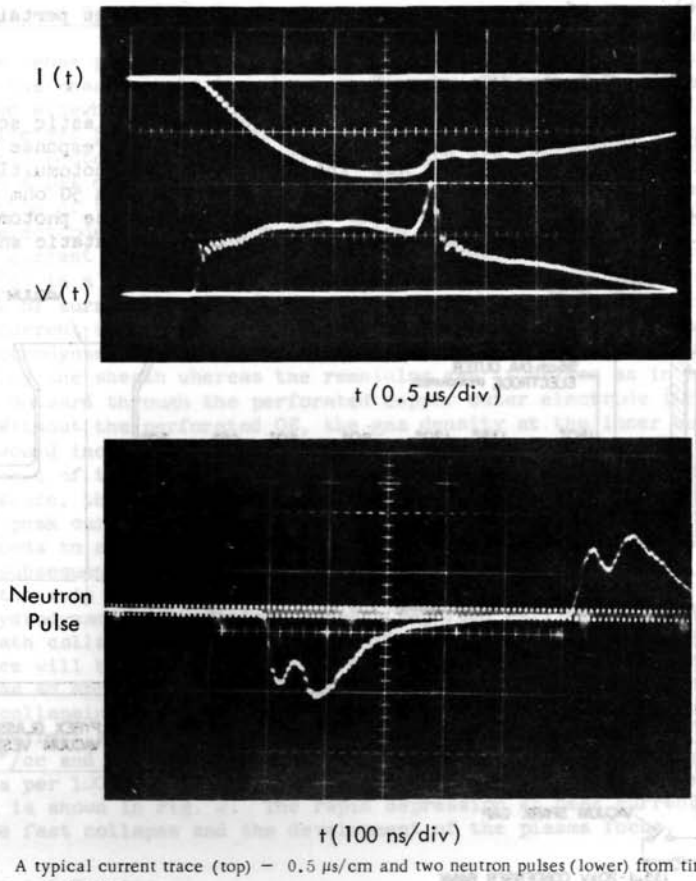


FIG.2. A typical current trace (top) – 0.5 μs/cm and two neutron pulses (lower) from time of flight detectors – 0.1 μs/cm.

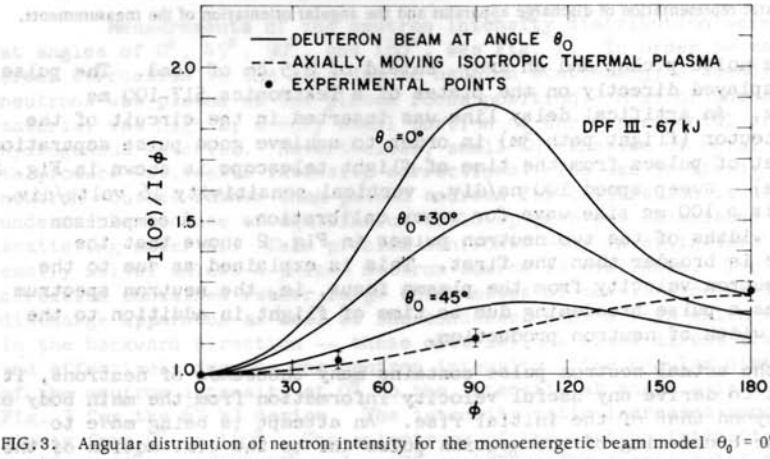


FIG.3. Angular distribution of neutron intensity for the monoenergetic beam model θ_0 = 0°, 30° and 45°, for the moving isotropic distribution and the experimental distribution.

TABLE I. NEUTRON ENERGY DATA FOR DIFFERENT OBSERVATION ANGLES

φ E_n (MeV)	ExP.	Moving Isotropic Distr. kT=0	Monoenergetic Beam* θ_o=0	θ_o=30°	θ_o=45°	Moving Isotropic Distr. kT≠0	Exp. $\frac{I(0)}{I(\varphi)}$
0	2.77±.12	2.77	2.77	2.77	2.77	2.89	1
π/4	2.67±.15	2.68	2.68	2.80	2.86	2.8	1.047±.03
π/2	2.59±.09	2.47	2.47	2.66	2.77	2.59	1.119±.03
π	2.22±.12	2.2	2.2	2.27	2.35	2.31	1.268±.03

* ρ based on the experimental $\frac{I(0)}{I(\pi/2)}$ ratio

ambiguity in the interpretation. For this reason only the beginning portion of the neutron pulse is used, hence the time difference between two pulses is proportional to the velocity of the fastest neutron from the plasma. Data was obtained from many shots at observation angles of 0°, 45°, 90° and 180°. The results for the average highest neutron energies are tabulated in Table I, Column 1. These data show an anisotropy in the neutron energy in the laboratory frame. As will be discussed shortly, these data can be interpreted in terms of an isotropic plasma ion distribution in the center of mass system with the addition of a center of mass velocity in the axial direction.

The experimental accuracy in the velocity measurement is ~ 1.5% whereas the percentage of scatter in neutron energy on a pulse basis from the average value is shown in Table I. In spite of the scatter in neutron energy from shot to shot, there appears no correlation of the neutron energy with absolute neutron yield. It is known from soft x-ray pinhole photographs that the plasma focus does not exactly reproduce spatially from pulse to pulse, and thus to account for the above result, it is entirely possible that the nonsymmetry or nonreproducibility in space may be augmented by an assymetry in v(r,z) in the last moments of collapse causing the earliest emission of neutrons to exhibit a statistical variation in energy.

Theoretical Calculations

Since the experimental neutron distribution is anisotropic, one is led to consider plasma models in which a center of mass motion exists. Motion of the center of mass (cm) can arise in the accelerated or target model and in a model in which part or all of the plasma ions are in motion with v_{cm} along the axis.

For the case of a thermal plasma moving at velocity v, shown schematically in Fig. 4a, the angular distribution is isotropic in the center of mass (cm) system. A neutron emitted at angle θ in the cm relative to v will have a laboratory energy given by

$$E_n = \tfrac{1}{2} M(\mu + v)^2 \qquad (1)$$

where $\frac{1}{2} M\mu^2 = 3/4(Q + f(kT))$ is the neutron energy in the cm system. M is the mass of the neutron and Q = 3.267 MeV. Transforming θ to the laboratory angle φ gives

$$\cos \theta = (1-\rho^2\sin^2\varphi)^{\frac{1}{2}} \cos \varphi - \rho^2\sin^2\varphi \tag{2}$$

where $\rho \equiv v/\mu$. The average kinetic energy of each deuteron (mass = 2M) in the moving plasma is $Mv^2 = M\rho^2\mu^2 = 3/2\ Q\rho^2$ for $f(kT) = 0$. Hence $v = 2.17\ \rho \times 10^9$ cm/sec. The angular distribution of neutron intensity in the laboratory system $\sigma_o(\varphi)$ is determined from the Jacobian as

$$\sigma_o(\varphi) = \frac{d \cos \theta}{d \cos \varphi} = \frac{[1+2\rho \cos \theta+\rho^2]^{3/2}}{1+\rho \cos \theta} \tag{3}$$

Using $\rho = v/\mu$, Eq. (1) is rewritten to give the ratio of the neutron energy at $\varphi = 0^o$ relative to that at angles φ in the laboratory

$$\frac{E_n(0)}{E_n(\varphi)} = \frac{(1+\rho)^2}{(1+2\rho\cos\theta+\rho^2)} \tag{4}$$

and similarly for the cross section $\sigma_o(\varphi)$ as

$$\frac{\sigma_o(0)}{\sigma_o(\varphi)} = \frac{(1+\rho)^2\ (1+\rho\cos\theta)}{[1+2\rho\cos\theta+\rho^2]^{3/2}} \tag{5}$$

Eq. (4) is valid for kT = 0 whereas Eq. (5) is independent of a kT.

Now consider the case of an accelerated deuteron beam model illustrated in Fig. 4b in which the deuterons impinge upon a stationary gas target at an angle θ_o to the axis and at all azimuthal angles Ψ about it, keeping $\rho = \frac{v}{\mu}$ where v is the cm velocity. For the special case $\theta_o = 0$, the neutron energy angular distribution is the same as in Eq. (1) but the cm neutron energy $\frac{1}{2} Mu^2$ is larger due to the deuteron laboratory energy being nearly four times larger than the energy of the deuterons in the isotropic moving plasma (kT = 0), ie, $\frac{1}{2} Mu^2 = 3/4\ (Q+\frac{1}{2} E_d)$. In the more general θ_o case, the neutron energy distribution in the laboratory is given approximately as

$$E_n = \tfrac{1}{2} M(\vec{\mu} + \vec{v} \cos \theta_o)^2 \tag{6}$$

Since the deuteron collisions have a definite axis, there will be a strong dependence of the neutron intensity upon angle. The cosine of the angle of observation α relative to the beam depends upon Ψ and is

$$\cos \alpha = \sin \theta_o \sin \varphi \cos \Psi + \cos \theta_o \cos \varphi \tag{7}$$

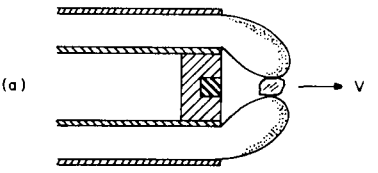
Except at $\varphi = 0$ and π, the energy will be spread by different values of Ψ. Combining Eq. (1), (2), and (7) and noting that φ in Eq. (2) is to be replaced by α, gives for the neutron energy

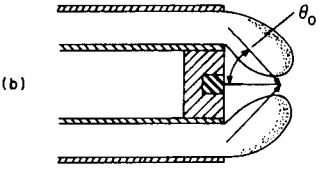
$$E_n = \tfrac{1}{2} M\mu^2 \left\{ 1+\rho^2 + 2\rho \left[(1-\rho^2\sin^2\alpha)^{\frac{1}{2}} \cos \alpha - \rho\sin^2 \alpha \right] \right\} \tag{8}$$

The maximum neutron energy, used in Table I, is now expressed approximately by

$$E_{n(max)} = \tfrac{1}{2} M\mu^2 \left[1-\rho^2\sin^2(\theta_o-\varphi) + 2\rho\cos(\theta_o-\varphi) \right] \tag{9}$$

Values of $E_{n(max)}$ are tabulated for several values of φ and θ_o in columns 3, 4, and 5. The experimental value at $\varphi = 0$, is used for normalization. Although little can be said of the absolute values, it appears that the angular distribution of neutron energies is in disagreement with the experimental results, for example at $\varphi = 45^o$ and $\theta_o = 45^o$. In fact, the neutron energy should peak at the observation angle φ equal to θ_o.





PLASMA MODELS
(a) ISOTROPIC THERMAL PLASMA
(b) DEUTERON BEAM AT ANGLE θ_o

FIG.4. Schematic representation for the isotropic distribution moving with velocity v (a) and for the accelerated beam model (b).

Using the formula of Lehner and Pohl for the angular distribution in the cm system as

$$\sigma(\theta) \sim 1+(0.31+0.0058\ E_d)\ \cos^2\theta \tag{10}$$

and approximating $E_d \cong 19600\ \rho^2$ keV, one obtains

$$\sigma(\theta) \sim 1+\lambda\ \cos^2\theta\ . \tag{11}$$

where $\lambda \equiv 0.31 + 114\ \rho^2$ and is taken to be almost unity. The total intensity as a function of φ and θ_o will be obtained by an integral of $\sigma(\alpha)$ over Ψ where Eq. 11 is expressed in terms of angle α from

$$\cos\theta = \cos\alpha-\rho\sin^2\alpha-\rho^2/2\ \sin^2\alpha\cos\alpha \tag{12}$$

as

$$\begin{aligned} I(\varphi,\theta_o) &= 1+\lambda\ (\cos^2\theta_o\cos^2\varphi+\tfrac{1}{2}\sin^2\varphi) \\ &+2\ \rho(1-\lambda)\cos\theta_o\cos\varphi+4\rho\lambda\cos\theta_o\cos\varphi(\cos^2\theta_o\cos^2\varphi+3/2\sin^2\theta\sin^2\varphi) \\ &+\rho^2\Big[(\lambda-\tfrac{1}{2}+\frac{3-15\lambda}{2}\ (\cos^2\theta_o\cos^2\varphi+\tfrac{1}{2}\sin^2\theta_o\sin^2\varphi) \\ &+\frac{15}{2}\lambda(3/8\sin^4\theta_o\sin^4\varphi+3\sin^2\theta_o\sin^2\varphi\cos^2\theta_o\cos^2\varphi+\cos^4\theta_o\cos^4\varphi)\Big] \end{aligned} \tag{13}$$

The ratio of $I(0,\theta_o)/I(\varphi,\theta_o)$ is shown (solid curves) in Fig. 3 for θ_o = 0, 30 and 45°. In all cases the intensity ratio does not fit the experimental data.

Discussion of Results

The experimental intensity ratio shown in Fig. 3 is in complete disagreement with the accelerated deuteron beam model; the angular distribution of neutron energies as a function of θ_o also shows discrepancies. For the observed c.m. deuteron velocity v = 1.24×10^8 cm/sec, large unrealistic currents of 60 keV deuterons would be required to account for the absolute neutron intensities for the accelerated model. The closest fit of the intensity data compares favorably with the isotropic plasma model moving with a center of mass velocity v. Although a mixture of models has been considered, no complete analysis has been made. Since the experimental intensity distribution agrees with the thermal plasma model, an attempt is made in the following paragraph to show that the neutron energies in Column 2 for kT = 0 can be brought closer to the experimental values by assuming that kT ≠ 0.

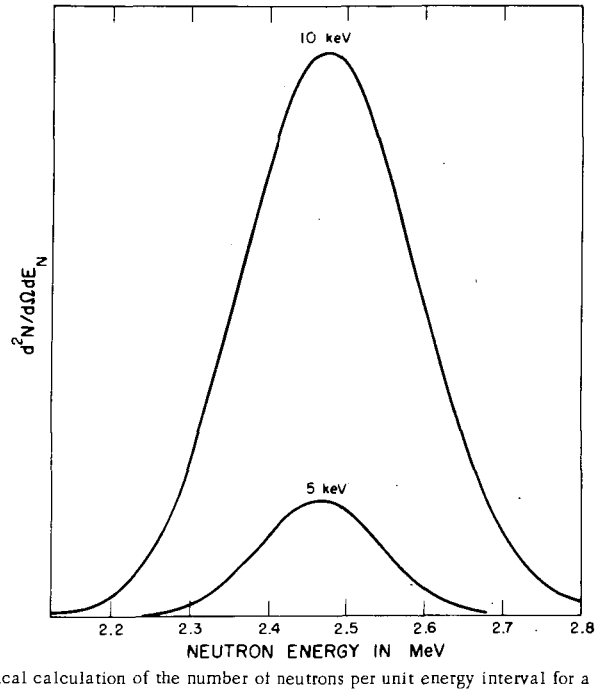


FIG. 5. A theoretical calculation of the number of neutrons per unit energy interval for a 3-dimensional Maxwellian ion distribution of kT = 5 and 10 keV. The 2.45 MeV line is broadened by $\Delta E_n = 82.5\sqrt{kT(keV)}$ and the peak is shifted to higher energies.

Taking the experimental intensity ratio $I(0)/I(\pi/2) = 1.119 \pm .03$, ρ is calculated from Eq. (5) as $\rho = 0.057$. Also taking the maximum neutron energy in the axial direction as $E_n(0) = 2.89$ MeV, one then uses Eq. (1) modified to include an additional neutron velocity in the cm which is associated with thermal motion of the plasma. The modification of Eq. (1) leads to $E_n(0) = \frac{1}{2} M\mu^2 (1+\rho+x)^2$ where $\rho \equiv v/\mu$ still represents the cm motion and $x = \frac{c}{\mu}$ is the additional thermal motion term. For $E_n(0) = 2.89$ MeV,

$\rho = 0.057$, and $\frac{1}{2} M\mu^2 = 3/4\ Q$, x is calculated as $x = 0.029$. The conditions to satisfy with these parameters are the observed neutron energies and intensity ratios at other angles φ. From the general energy relation $E_n = \frac{1}{2} M (\vec{\mu} + \vec{v} + c)^2$, one obtains the values listed in Table I, Column 6 for $\varphi = \pi/4$, $\pi/2$ and π radians. These values fall within the shot-to-shot scatter of the data. Similarly, the neutron intensity ratios from Eq. (5) show that $I(0)/I(\pi/4) = 1.031$ and $I(0)/I(\pi) = 1.25$ are within the experimental limits of accuracy as shown in Column 7, Table I.

The quantity $x = \frac{c}{\mu}$ where $\mu = 2.165 \times 10^9$ cm/sec gives a value for $c = 6.29 \times 10^7$ cm/sec. If c is added to μ in the cm system, then the shift of the neutron line (2.45 MeV) due to c is $\Delta E_n \cong 0.13$ MeV. To associate this spread with kT, requires some knowledge of the line broadening of the 2.45 MeV line due to thermal effects. Fig. 5 shows a theoretical result by Lehner and Pohl of the number of neutrons per unit energy interval as a function of neutron energy for a 3-dimensional Maxwellian ion distribution for a temperature of 5 and 10 keV. The width at half intensity is $\Delta E_n \approx \sqrt{82.5}\ kT$ where kT is expressed in keV. Since the time of flight detection apparatus has an intensity threshold, it is clear that the fastest neutrons will correspond to some point along the distribution of Fig. 5. There is then some ambiquity in associating the observed ΔE_n with a temperature. However, if the half power point is selected, then the observed $\Delta E_n = 2x.13 = 0.26$ MeV corresponds to a $kT \cong 10$ keV. This value is at best optimistic because of the detector threshold, hence $kT < 10$ keV.

In conclusion, the authors thank C. Longmire for many stimulating discussions of the experiment, to C. Critchfield for the theoretical calculations of neutron energies and cross sections and for his continued interest in the interpretation of the experimental results, and to G. Lehner and F. Pohl for permission to include some of their theoretical results. The authors are grateful to G. Livermore, L. Mitchell, and J. Murphy for their invaluable technical assistance throughout the experiment.

REFERENCES

[1] LEHNER, G., POHL, F., Zeitschrift fur Physik 207 (1967) 83-104.

[2] CRITCHFIELD, C., Los Alamos Scientific Laboratory (private communication) 1967.

[3] MATHER, J. W., Physics of Fluids 8 (1965) 366-377.

[4] MATHER, J. W., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion IAEA Vol. II (1965) 389.

[5] MATHER, J. W., WILLIAMS, A. H., Physics of Fluids 9 (1966) 2081.

[6] MATHER, J. W., BOTTOMS, P., Physics of Fluids 11 (1968) 611.

[7] MATHER, J. W., BOTTOMS, P. J., WILLIAMS, A. H., Proc. Topical Conference on Dense Plasmas, Los Alamos, N.M., USA, 1967 (In Press)

[8] MATHER, J. W., Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-3334-MS (1965).

[9] NEHER, L. K., Los Alamos Scientific Laboratory (private communication (1967).

EXPERIMENTS WITH IMPLODING PLASMA LINERS

Ch. MAISONNIER, M. SAMUELLI, J. G. LINHART AND C. GOURLAN
LABORATORI GAS IONIZZATI (ASSOCIAZIONE EURATOM-CNEN),
FRASCATI, ROME, ITALY.

Abstract

EXPERIMENTS WITH IMPLODING PLASMA LINERS. In a discharge chamber of the type used by Filippov experiments are performed on the interaction of a non-cylindrical implosion of a deuterium or deuterium-xenon mixture plasma sheath, with a central core of pure deuterium injected by a fast valve. The influence of impurities is studied in detail; in very pure discharges, pulses of 6.10^{10} neutrons are systematically produced using a 33 kV, 80 kJ condenser bank. Careful measurements of the anisotropy of neutron emission clearly indicate that these neutrons are produced through a beam-target interaction, the energy of the beam being of the order of 5 to 10 keV. The differences with the results obtained by other authors are discussed.

1. INTRODUCTION

Since 1960, our group has been investigating various possibilities to produce dense ($n > 10^{18}$ cm^{-3}), hot ($T > 1$Kev) and short-lived ($1 / \mu$sec) deuterium plasmas of thermonuclear interest [1, 2, 3, 4]. In all these schemes, thin and dense liners of high atomic number collapse on either a magnetic field or a deuterium plasma core, producing high magnetic or thermal energy densities at maximum compression and providing inertial confinement of the compressed medium [5]. Various liner configurations are still under study: cylindrical (produced by the explosion of an array of very thin metallic wires), spherical [6, 7] (in which a snow-plough mechanism produces thin liners) or convex (using a Filippov-type chamber). Most of our recent efforts were devoted to this last configuration which, following the results of an extensive (but unpublished) experimental investigation, can be made much less sensitive than the others to the parasitic phenomenon of secondary breakdown along the insulator. The results so far obtained in such a configuration are presented in this paper.

2. APPARATUS

A low-inductance 120 Kilojoule - 40 Kvolts condenser bank is connected by 12 spark gaps to the experimental chamber shown in fig. 1. All the components (including the insulator) have been machined with precision, in order to ensure a good symmetry. It is possible to change the nature of the electrodes (copper or stainless steel), the distance between electrodes, the height and the nature of the insulator (quartz or alumina), and to exchange the polarity of the upper and lower

electrodes. All the results quoted hereafter have been obtained with stainless steel electrodes, 7 cm apart, a 10 cm high alumina insulator, and the lower electrode at a positive voltage.

Before each shot, the sequence of events is the following:

a) the system is pumped down to a pressure lower than 10^{-5} mmHg;
b) the main condenser bank is charged;
c) the experimental chamber is insulated from the vacuum pump and filled with a uniform gas pressure (order of 1 mmHg), the gas being deuterium, xenon, or a known mixture of deuterium and xenon;

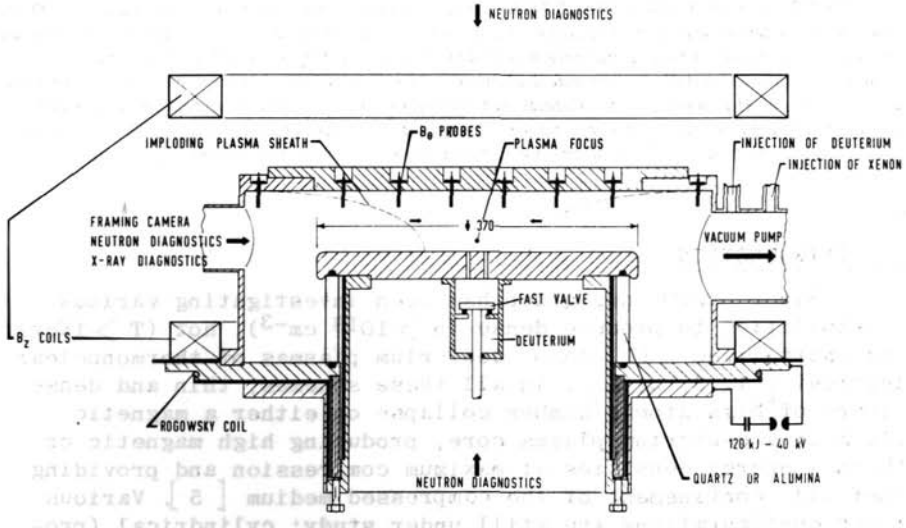


FIG. 1. Sketch of experiment chamber.

d) a quasi-constant uniform axial magnetic field of up to 750 gauss fills the whole chamber if desired;
e) a fast valve (opening time 50 / μsec) injects a bubble of at most 10^{20} deuterium molecules from the center of the lower electrode if desired;
f) the main condenser bank is fired at a chosen time after the fast valve has opened, so that the plasma sheath implodes in non uniform gas density, whose geometry can be varied from shot to shot.

The repetition rate is of the order of one shot every 2 minutes.

Diagnostic techniques include the conventional voltage divider, Rogowsky coils and magnetic probes (only those located at the largest radius can survive a series of shots), a fast image converter framing camera, and neutron and x-ray detectors. Particular care has been taken to make meaningful neutron measurements: total yield (accuracy better than 20%) and anisotropy (accuracy of a few percent) are measured by 3

silver activation Geiger counters; time-resolved neutron yield and neutron velocities (time-of-flight measurements) are measured by a number of scintillator and fast photomultiplier systems, nuclear emulsions are used to get the energy spectrum of the neutrons. An "in situ" calibration has been made for these various detectors.

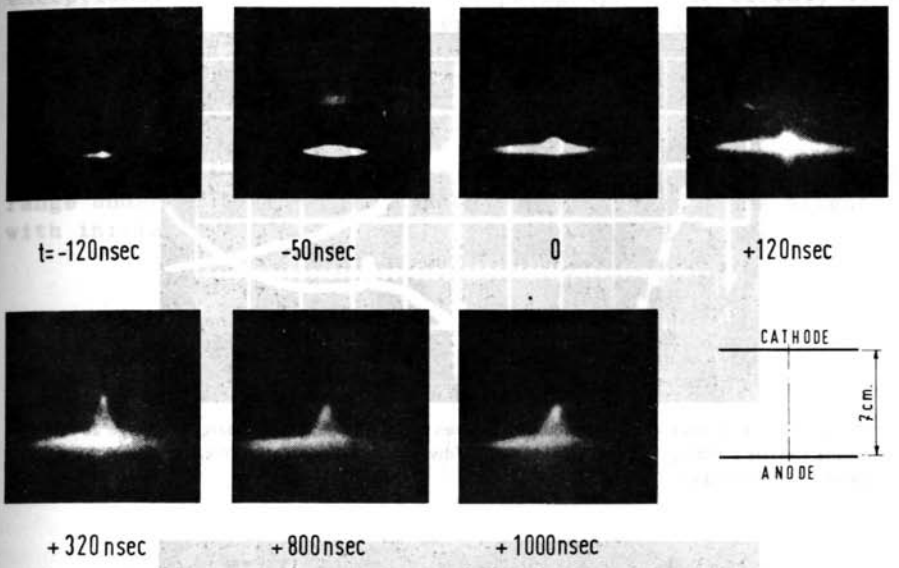


FIG.2. Framing camera pictures (exposure time 10 ns) of the focus region in a clean discharge. Initial voltage: 30 kV. Filling pressure of deuterium 1750 μ. Time zero coincides with the maximum of the neutron pulse.

3. EXPERIMENTAL RESULTS

a) Discharges in pure deuterium.

After some 30 shots necessary for conditioning, the discharges are very symmetrical and start producing neutrons for charging voltages higher than 15 KV and for filling pressures higher than 0.1 mmHg.

A sequence of framing camera pictures of the central region of the experimental chamber is shown in fig. 2. A small and very bright plasma focus, a few millimeters in diameter, appears on the axis, just above the lower electrode, at the moment of neutron emission, and moves axially upwards, remaining well defined, with a velocity decreasing monotonously from an initial value of the order of 10^7 cm/sec. The dynamics is not appreciably modified in case of superimposed central injection of deuterium by the fast valve; order of magnitude calculations, based on the repartition of gas density measured in an auxiliary experiment [8], show that this should be expected.

Typical current and voltage oscillogrammes are represented in Fig. 3. They are very well reproducible, central injection

leaves them unaltered, they are modified in a predictable way when bank voltage or initial pressure are varied, but they never show the impressive perturbations (high voltage spike and abrupt drop in the current) that other authors [9, 10, 11] have always observed at the moment of neutron emission (which in fig. 3, coincides with the last timer signal seen on the lower trace).

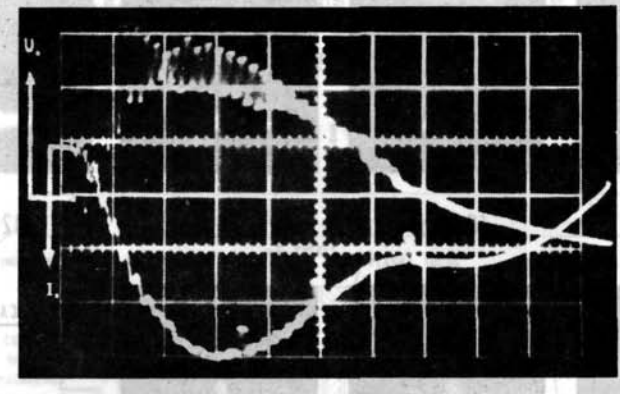


FIG.3. Typical voltage and current oscillogrammes of a pure discharge. Charging voltage 25 kV. Filling pressure 2 mmHg: Upper beam: 5.8 kV/division; lower beam: 370 kA/division; sweep speed: 500 ns/division.

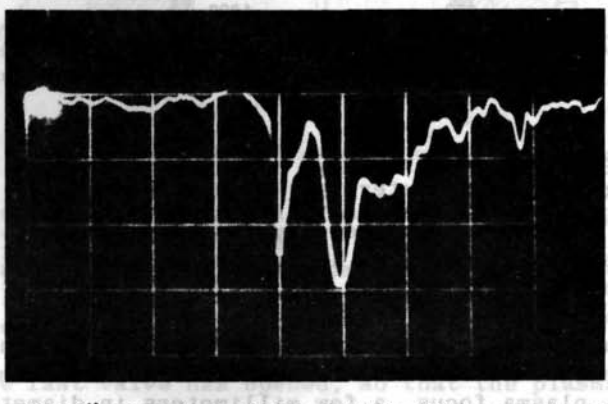


FIG.4. Pulse of 2×10^{10} neutrons from a discharge at 30 kV; filling pressure 2 mmHg. (The first pulse is due to γ rays coming from (n,γ) reactions induced in the iron of the experimental chamber.) The scintillator is at 210 cm from the plasma focus. Sweep speed: 100 ns/cm.

The width of the neutron pulse (Fig. 4) varies from 80 to 120 nsec in an erratic manner, but the pulse always occurs at the same moment for identical initial conditions. The neutron yield has a rather flat maximum for initial pressures in the 1,3 to 2mmHg range. Average yields are indicated in Fig. 5. When the chamber is very clean, yield fluctuations are small (typically $\pm$ 30 % on a series of 20 shots). The best shots,

obtained at 1,7 mmHg with superimposed central injection, give slightly more than 4.10^{10} neutrons.

The anisotropy of the neutron fluxes emitted axially upwards (cathode side), axially downwards (anode side) and at 90^{o} sidewise has been measured carefully on a very large number of shots under various conditions: apart from the exceptional cases mentioned under paragraph b) hereafter, the upwards flux has always been the largest, and the sidewise flux the smallest, the ratios being rather constant and of the order of:

$$\frac{\text{upwards}}{\text{sidewise}} = 1.25 \qquad \frac{\text{upwards}}{\text{downwards}} = 1.10.$$

This anisotropy does not depend upon voltage (within the small range under investigation: 20 to 30 KV) but increases slightly with initial pressure.

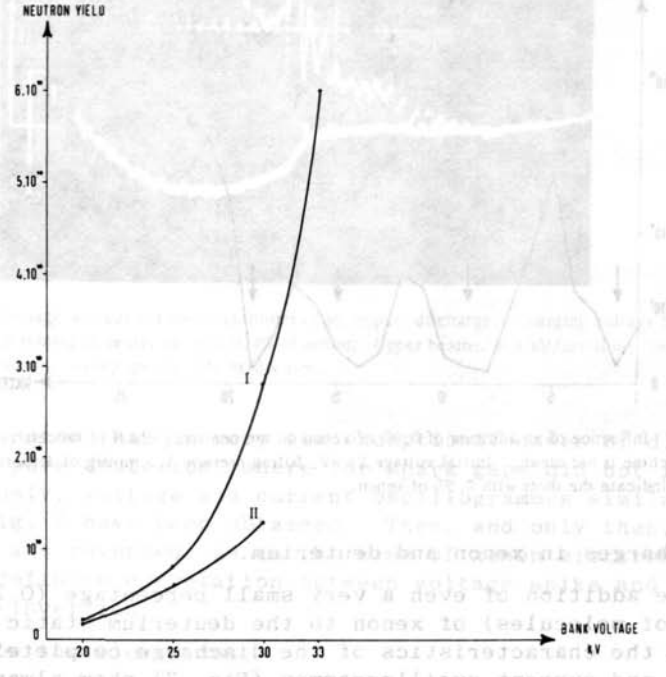


FIG.5. Average neutron production per shot for a 1.5 mmHg initial filling pressure of deuterium. Curve I is obtained with central injection of deuterium, curve II without.

Two fast scintillation detectors, located sidewise at 2.1 and 20 meters respectively, and arranged in such a way that the shape of their signal (similar to that of Fig. 4) represents effectively the neutron pulse, have shown systematically that the pulse measured at 20 m. is wider than the pulse at 2 m, the increase being of the order of 50 nsec.

An initial axial magnetic field of up to 500 gauss introduces no appreciable difference with regards to measurements without axial field.

When the experimental chamber is not very clean (insufficient conditioning, rather poor vacuum, repetitive operation at low voltage, etc....), the neutron yield is low and erratic. It has been observed systematically that one or more shots made in a mixture of deuterium and xenon clean the chamber for the next shots, which will produce much higher neutron yields; later, poisoning of the discharge comes back more or less rapidly depending upon working conditions (Fig. 6). At 20 KV, the discharge is never self-cleaning. At 30 KV, on the contrary, once the machine has been cleaned by repeated operation in xenon mixtures, it gives very constant neutron yields.

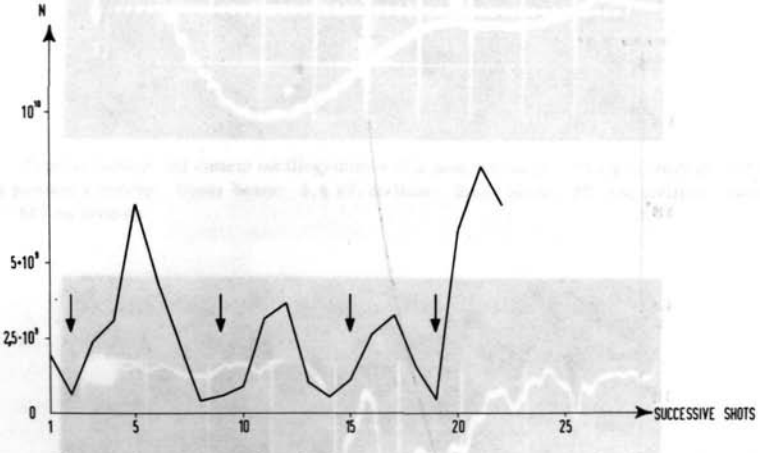


FIG.6. Influence of an addition of 0.5% of xenon on the neutron yield N of successive shots when the machine is not clean. Initial voltage 25 kV, filling pressure 1.5 mmHg of deuterium. The arrows indicate the shots with 0.5% of xenon.

b) Discharges in xenon and deuterium.

The addition of even a very small percentage (0,2 % by number of molecules) of xenon to the deuterium static pressure changes the characteristics of the discharge completely. The voltage and current oscillogrammes (Fig. 7) show always at the moment of maximum compression the large perturbations observed by other authors [9, 10, 11], the neutrons (if there are neutrons) appear during the collapse of the voltage spike, the discharge is much brighter and less symmetrical (Fig. 8), the current sheath (as observed by magnetic probes) is much thinner and the neutron yield is smaller than in the case of pure deuterium.

In absence of central injection, 0.4 % of xenon reduces the neutron yield by a factor of 2 with respect to what is

obtained with pure deuterium in a clean chamber, and 1 % xenon brings it to zero. With central injection, the same reduction is obtained with percentages of xenon several times larger.

A study of the anisotropy of the neutron flux for percentages of xenon larger than 0.2 % shows systematically an inversion of the anisotropy with respect to discharges in pure deuterium. For 0.4 % xenon in absence of central injection, the neutron fluxes are in the ratios:

$$\frac{\text{upwards}}{\text{sidewise}} = 1.17 \qquad \frac{\text{upwards}}{\text{downwards}} = 0.88$$

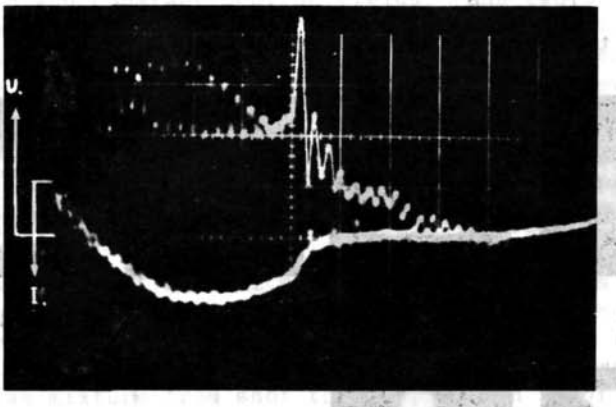


FIG.7. Typical voltage and current oscillogrammes of an impure discharge. Charging voltage 25 kV. Filling pressure 1.5 mmHg of deuterium plus 0.4% of xenon. Upper beam: 5.8 kV/division; lower beam: 740 kA/division; sweep speed: 500 ns/division.

It is noted that in very few exceptional cases of discharges in pure deuterium, where the spark gaps did not fire simultaneously, voltage and current oscillogrammes similar to those of Fig. 7 have been obtained. Then, and only then, the anisotropy was reversed, as in the case of xenon mixtures, showing a definite correlation between voltage spike and anisotropy inversion.

c) Damage on the electrodes.

After about 150 shots, a crater 7 mm in diameter and 4 mm deep is found exactly at the center of the lower electrode, whilst another crater of diameter 2 mm and depth 2 mm is located at the center of the upper electrode.

4. INTERPRETATION

Given the limited space at our disposal, we will discuss here only two important points: the anisotropy in neutron emission and the influence of impurities.

a) Anisotropy

The two conventional models (beam-target interaction and moving boiler) proposed to explain the neutron emission in this type of machines lead in first approximation to the following relative neutron fluxes [12]:

in the direction of motion: $(1 + A)(1 + 3a)$
at 90°: 1
backwards: $(1 + A)(1 - 3a)$

where A is zero in the case of the moving boiler, and is the asymmetry coefficient of the differential cross-section of the (d,n) reaction in the case of the beam target, and where $a = \left[\frac{E_B(\text{Mev})}{2.45}\right]^{1/2}$, E_B being the kinetic energy of a neutron moving with the velocity of the center of mass of the two colliding deuterons.

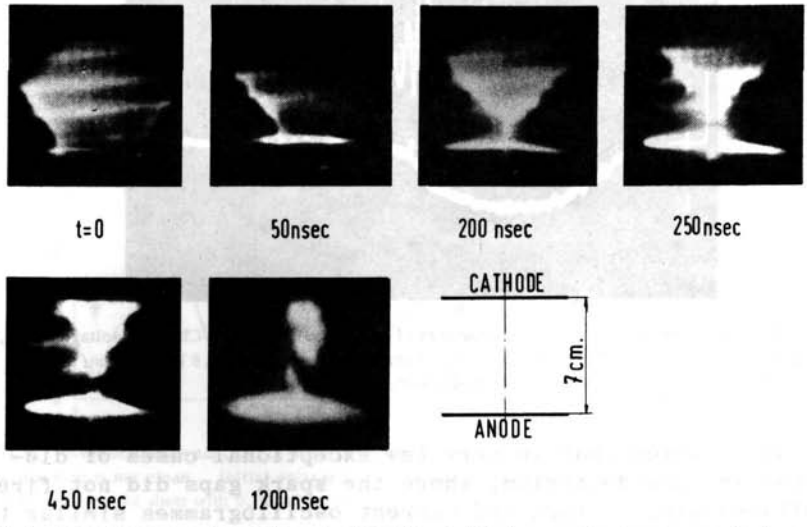


FIG.8. Framing camera pictures (exposure time 20 ns) of the focus region in an impure discharge. Filling pressure: 1.5 mmHg of deuterium plus 1% of xenon. Initial voltage 25 kV. No neutrons are produced.

Given the variation of A as a function of a [13], it can be shown that the beam-target model implies that the flux at 90° is smaller than both the fluxes backwards and forwards, whereas in the boiler model it lies between the backwards and forwards fluxes.

In the case of pure discharges, one finds A = 0.19 and a = 0.016, which corresponds to a beam-target model, the accelerated deuterons going upwards with an energy of 5 Kev (an analysis of a large number of shots shows that this energy varies between a few Kev and 13 Kev). To be noted that the compatibility of a and A, both functions of the beam energy, gives some check on the measurements.

In the case of impure or asymmetric discharges, the beam-target model has again to be used, the deuterons being this time accelerated downwards (that is to say, towards the anode) with an energy of about 10 Kev.

This direction of acceleration can be understood remembering that in these cases there is a high voltage spike, and that the neutrons are produced during the collapse of this spike, when the actual electric field in the plasma column is calculated to go from cathode to anode.

b) Impurities.

It has been shown that purity is of paramount importance to get high and constant neutron yields. The two or three-fold increase in neutron yield due to central injection (which in our case does not produce locally high enough density increases to modify appreciably the dynamics) is believed to be due only to the better purity of the injected deuterium, which has only something like $100/\mu$sec to be contaminated by the impurities coming out of the hot electrodes, whereas the static deuterium is confined for about 10 seconds before the discharge (increasing this last delay decreases the neutron yield).

The addition of a small percentage of xenon has a negative effect on the neutron yield of the first shot but cleans the chamber for the next discharges so that, if one works at low voltage (less than 25 KV in our case) with a constant gas mixture from shot to shot, it can be of advantage to add some xenon to the deuterium. This can explain the discrepancy between the results obtained by various authors [9, 11].

Acknowledgements

Thanks are due to R. Bardina for help in the neutron measurements, to F. Cipolla for calculations on neutron emission, to V. Tézenas du Montcel and E. Pugliatti who built the apparatus and to M. Tacchi and A. Regano for their collaboration in the experiment.

REFERENCES

[1] MAISONNIER, Ch. et al., Nucl. Fusion Suppl. part 2, (1962) 727.

[2] LINHART, J.G. et al., Nucl. Fusion Suppl., part 2, (1962) 733.

[3] MAISONNIER, Ch. et al. Proc. II Conf. Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research, Culham 1965, 2 (1966) 345.

[4] MAISONNIER, Ch., Nuovo Cimento XLII B, (1966) 332.

[5] LINHART, J.G., et al., Proc. of the A.P.S. Topical Conf. on Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos 1967, Int. Rep. LA.-3770, H4-1.

[6] LINHART, J.G. and MAISONNIER, Ch., Int. Rep. LGI 67/26 (1967).

[7] HAEGI, M. and LINHART, J.G., Int. Rep. LGI to appear in 1968.

[8] RABOUR, C., Int. Rep. LGI 66/13 (1966).

[9] FILIPPOV, N. et al., Proc. II Conf. Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research, Culham 1965, 2 (1966) 405.

[10] MATHER, J.W., Proc. II Conf. Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research, Culham 1965, 2 (1966) 389.

[11] PATOU, C., et al., Proc. of the A.P.S. Topical Conf. on Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos 1967, Int. Rep. LA.-3770, C2-1.

[12] CIPOLLA, F., (private communication).

[13] BOOTH, D.L. et al., Proc. Phys. Soc., 69A (1956) 265.

TIME BEHAVIOUR OF SPECTRAL LINES AND DYNAMICS OF PROCESSES IN THE ROD PLASMA INJECTOR (RPI)

M. GRYZIŃSKI, J. NOWIKOWSKI AND S. SUCKEWER
INSTITUTE OF NUCLEAR RESEARCH,
ŚWIERK, WARSAW, POLAND

Abstract

TIME BEHAVIOUR OF SPECTRAL LINES AND DYNAMICS OF PROCESSES IN THE ROD PLASMA INJECTOR (RPI): Within the framework of research on the production of hot plasma of densities and energies required by thermonuclear investigations, a new type of injector has been developed. The operational principle of the injector lies in the substitution of solid electrodes of a coaxial plasma gun by grid-type electrodes which, being "penetrable" for particles, ensure their free radial motion. This alteration enables a strong concentration of plasma at the injector axis to be achieved.

To explain the physical processes occurring in the active volume (that is, in the volume contained between two coaxial rims of the rods, where the electric field E_r and the magnetic field B_θ exist) and in the passive space (outside the cylindrical volume between the electrodes, where the plasma moves inertially), radiation measurements of the spectral lines were performed.

The measurements were carried out with a monochromator with a photomultiplier. Air, mostly at pressures of 10^{-2} and 10^{-4} torr, was used as a test gas.

The data obtained allow conclusions to be drawn on the role of the impurities evolving from the electrodes and the efficiency of gas removal from the injector volume. On the basis of the data concerning the intensities of spectral lines, the electron concentration and the time behaviour of electron temperature were calculated. In the experiments performed, the electron densities were found to be of the order of $10^{15}/cm^3$, and the electron temperatures were of the order of 6×10^4°K.

The "transparent" structure of the RPI electrodes allowed some conclusions concerning the processes which occur in the conventional coaxial gun since the phenomena in the two devices are almost identical at relatively high pressures.

1. THEORETICAL ESTIMATION OF PHYSICAL CONDITIONS IN THE RPI

Spectral measurements of plasma parameters made by a spectrograph do not permit any direct conclusions as to the dynamics of the processes occurring during pulsed discharges, but give results averaged in time. Such conclusions may be drawn if we use a monochromator with an electronic recording system which permits us to follow the line intensity variation in time. Performing absolute measurements of spectral lines we can determine the time behaviour of electron temperature and partial densities in the plasma. It should be emphasized, however, that the passage from intensity to temperature and densities is not entirely unambiguous and requires a more precise definition of the conditions governing the plasma [1].

In the case of a rod plasma injector RPI [2, 3], we have two regions which have essentially different conditions: the active region, where the gas is ionized and the ions produced are accelerated in the electric field and in the presence of magnetic fields; and the passive region where there are no external fields and the ions emitted from the active region move inertially.

Since the levels determining the line intensity are occupied either through the process of electron excitation or through that of recombination of higher ionized ions, the total intensity of the spectral lines of an ion A^j can be estimated as follows:

$$I \propto N_e N_{Aj} \langle Q_{exc}^{tot} U_e \rangle + N_e N_{Aj+1} \langle Q_{rec}^{tot} U_e \rangle \tag{1}$$

The first term represents electron excitation (Q_{exc}^{tot} is the total cross-section for the excitation of an ion A^j), whereas the second gives recombination (Q_{rec}^{tot} is the cross-section for the production of an excited ion in the process of recombination), N_e is the spatial electron density, N_j and N_{j+1} are the densities of j- and j+1-fold ionized ions, respectively. If impact ionization and recombination are of decisive importance for the occurrence and disappearance of ions, the electron temperature can be determined from the intensity ratio of two lines of the same ion as well as from that of two different ions.

Within the active region of the RPI injector both methods of temperature determination will be equivalent if the outflow of ions due to the electric field can be neglected compared to recombination. The above-mentioned restriction can be reduced to the following relationship:

$$\tau_{rec} = \frac{1}{N_e \langle Q_{rec}^{tot} U_e \rangle} \ll \frac{d}{v_A^j} \tag{2}$$

where d is the distance between the rod rims and v_A^j is the mean velocity of an ion accelerated by the potential difference U existing between the two rod rims:

$$v_A^j \simeq 5 \times 10^5 \sqrt{\frac{j}{M_A} U} \ (\mathrm{cm/s})$$

In the passive region the determination of the electron temperature from two lines of the same ion as well as from those of two different ions will be possible provided that

$$\tau_{rec} \ll \frac{L}{v_A^j} \tag{3}$$

where L is the distance between the injector and the point of observation, otherwise the density ratio of differently ionized ions will be not defined by the local electron temperature, but rather will correspond to the electron temperature within the active region of the injector, where the ions were produced.

In the actual case of the injector tested, d was 1 cm, and L about 5 cm. At an electron temperature $T_e \simeq 4$ eV and for an "air" plasma with $M_A \simeq 15$, $j = 1$, and $Q_{rec}^{tot} \simeq 10^{-15}$ cm [4], the density ratio for ions of different degrees of ionization will be defined by the local temperature if

$$N_e \gg \sqrt{U} \times \begin{cases} 5 \times 10^{12} & \text{for the active region} \\ 1 \times 10^{12} & \text{for the passive region} \end{cases}$$

where U is measured in volts. If there is some initial pressure in the chamber, it is also necessary to take the exchange process into account. This process will play a secondary role if

$$N_{A^{j+1}} N_{A^0} \langle Q_{exch} U_{A^{j+1}} \rangle \ll N_e N_{A^{j+1}} \langle Q_{rec} U_e \rangle \quad (4)$$

Since for ions of energy of a few hundred eV, $Q_{exch} = Q_{rec}$, the above inequality reduces to

$$N_{A^0} \ll N_e \frac{e}{U^{j+1}} \simeq N_e \frac{2 \times 10^2}{\sqrt{U}} \quad (5)$$

where N_{A^0} is the density of neutral atoms.

Since in the experiment the potential differences between the cylindrical electrodes were of the order of 200-300 V, we found:

a) at initial pressures of 10^{-2} mmHg and 10^{-4} mmHg, the exchange processes played the secondary role;

b) within the passive region, at both values of the initial pressure, the steady-state condition was defined by the equilibrium between the processes of excitation, ionization and recombination;

c) within the active region, at pressures of 10^{-4} mmHg, the steady state was defined by the equilibrium between the process of ionization and that of outflow of ions in the electric field, owing to considerably lower densities (no plasma accumulation in the passive region).

2. EXPERIMENTAL CONDITIONS

Time variations of selected spectral lines $I_1(t)$ were carried out with a UM-2 monochromator and a FEU-33 photomultiplier. By simultaneous recording of the current in the circuit and the line intensity the time correlation between these quantities could be obtained.

The monochromator was operated in the single-condenser arrangement of illumination with projection of the image on the plane of the inlet slit. The scaling made of the monochromator-photomultiplier system enabled us to determine the absolute intensities of the spectral lines. The selected widths of the inlet and outlet slits $S_1 = S_2 = 50\ \mu$ and the diaphragm with a height of $h = 3$ mm, cut out a rectangle with width of $\delta = 0.55$ mm and length of $l = 24.4$ mm of the lighting plasma surface (see Fig. 1). The selected slit widths enabled us to measure the total line excitation, resolving power of the monochromator [5] being sufficient.

The measurements were carried out at two different values of the initial pressure of the working gas (air) in the chamber $p_1 = 10^{-4}$ mmHg and $p_2 = 10^{-2}$ mmHg, and with identical charging voltages of the condenser bank equal to 20 kV.

The selection of the spectral lines for the purpose of measurement was guided by the requirement that they should reflect both the influence of the working gas (air) on the discharge and the role of impurities stemming from the electrodes and insulators [6]. The N_{II} 4630 Å line of nitrogen was chosen to represent the ions produced by the test gas. Two lines of carbon, C_{II} 4267 Å and C_{III} 4647 Å, represented impurities. Moreover, the oxygen line O_{II} 4349 Å has been measured (Fig. 2). The molybdenum and silicon

lines which could give more accurate information on surface processes could not be recorded because of their low intensities and the large background from close lines of other elements.

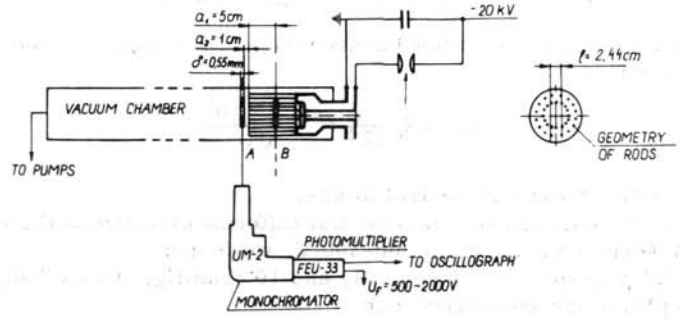


FIG.1. Schematic diagram of experimental set-up.

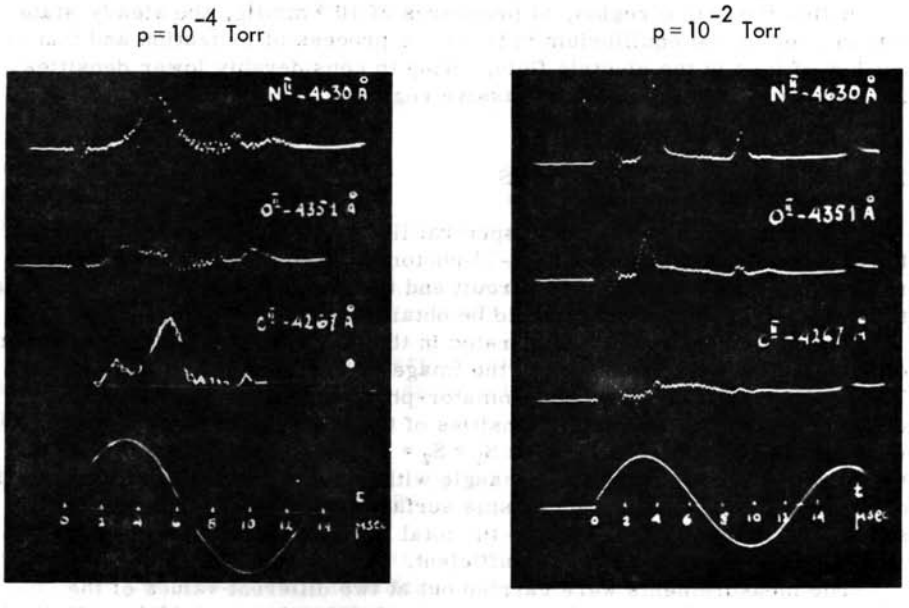


FIG.2. Oscillograms of lines N_{II}, O_{II} and C_{II}, characteristic for A-measurements (passive region) at two initial pressures.

3. DISCUSSION OF THE TIME BEHAVIOUR OF SPECTRAL LINES

Comparing the line intensities measured in the passive region (point A, Fig. 1) with that at the centre of the rods (point B) we see that in the passive region the line intensity strongly depends on the actual electrode polarity. Measurements carried out both at p = 10^{-4} mmHg and p = 10^{-2} mmHg showed

considerably weaker intensity for positive polarity of the internal rods than for negative polarity. This dependence on polarity is not observed with measurements at point B, which is illustrated by Fig. 3.

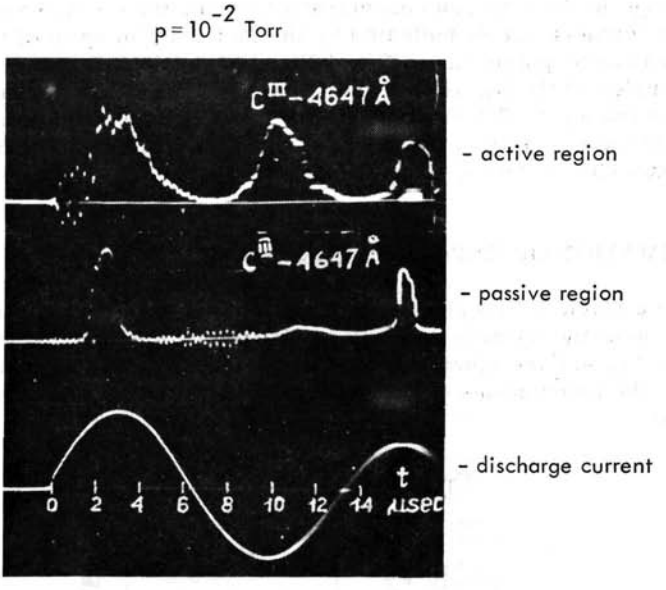


FIG. 3. Oscillograms of line C_{III} 4647 Å for active and passive regions.

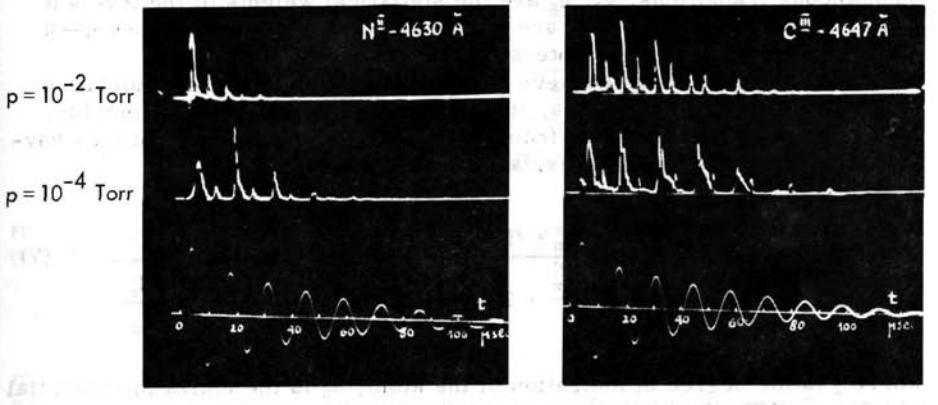


FIG. 4. Oscillograms of lines N_{II} 4630 Å and C_{III} 4647 Å showing sweeping of nitrogen and carbon ions from injector (A-measurements).

An analysis of nitrogen shows that at a pressure of 10^{-2} Torr during the first stages of the discharge – owing to the ejection of nitrogen ions from the injector space by the electrical field – and at lower initial pressures, since the concentration of particles is too small, the nitrogen is not fully ionized and only part of the nitrogen is removed in the first half-period of the discharge. The intensity of the carbon lines indicates that there exists

a constant inflow of carbon from the electrodes and from the insulator surfaces (Fig. 4). Carbon radiation can be observed within a few periods and does not depend on the initial pressure. That the variation of intensity is due to a change in the nitrogen concentration rather than to a change in the electron temperature is indicated by the fact that, in spite of the closeness of the ionization potentials of C and N and of small differences in the excitation energies of the N_{II} 4630 Å and C_{II} 4267 Å lines, an increase in gas pressure from $p = 10^{-4}$ mmHg to $p = 10^{-2}$ mmHg causes an almost 20-fold change in the intensity of the N_{II} line, whereas little or no change is observed in the intensity of the C_{II} line.

4. ESTIMATION OF ELECTRON TEMPERATURE

For a given ion we choose the lines for which the density ratios of the occupation of the upper levels will be defined by the Boltzmann statistical formula [7], and the electron velocity distribution may be assumed Maxwellian; the calculations can then be made with the help of the following formula:

$$kT_e = \frac{E_n - E_k}{\ln \frac{I_n}{I_k} - \ln \frac{A_{nm} g_n \nu_{nm}}{A_{kl} g_k \nu_{kl}}} \tag{6}$$

where E_n, E_k are the excitation energies of upper levels n and k (eV), respectively; k is the Boltzmann constant; A_{nm}, A_{kl} Einstein coefficients of spontaneous transitions; g_n, g_k are the statistical weights of the levels n and k, respectively; ν_{nm} , ν_{kl} are the frequencies of the transitions $n \rightarrow k$ and $k \rightarrow l$; and I_n, I_k are line intensities.

When an equilibrium between the ionization and photo-recombination processes exists in the plasma, it is, by using the Elwert equations [8], also possible to determine T_e from the relative line intensities of ions having different ionization degrees, according to the formula:

$$kT_e = \frac{X_n + (E_n - E_k)}{\ln \frac{I_n^{j+1}}{I_k^{j}} - \ln \frac{A_{nm}^{j+1} g_n^{j+1} \nu_{nm}^{j+1}}{A_{kL}^{j} g_k^{j} \nu_{kL}^{j}} + 2 \ln \frac{X_H}{X_n} - \ln \frac{8.3 \times 10^5 \xi_n f_2}{g n f_1} - \ln \frac{kT_e}{X_n}} \tag{7}$$

where j is the degree of ionization of the atom; X_n is the ionization potential of j-ion, and X_H the ionization potential of hydrogen; n the main quantum number of the level up to which the photo-recombination takes place; ξ_n the number of electrons in the state with quantum number n; g is the coefficient allowing for contributions at photo-recombinations up to levels higher than n; f_1, f_2 are the correction coefficients for the photo-recombination and the ionization effective cross-sections (it is assumed [8, 9] that $f_2/f_1 = 1.25$ and $g = 2$).

Because of the occurring electron densities, the application of the formulas given above seems to be possible for both the passive and the active region at a pressure of $p = 10^{-4}$ mmHg; in view of the considerations

made at the beginning, in the active region the equilibrium state is to a considerable degree defined by the ion outflow, rather than by recombination; this is why we can determine a temperature which is closer to the actual temperature with the help of formula (6) rather than formula (7).

Figure 5a shows temperatures T = f(t) determined by the A measurements by the use of formula (7) for relative intensities of the C_{II} 4647 Å and C_{II} 4267 Å lines and pressures p = 10^{-4} mmHg and 10^{-2} mmHg. Obviously, at p = 10^{-4} mmHg, T_e reaches its maximum value of 5.8×10^4°K; at p = 10^{-4} mmHg, we have 5.2×10^4°K.

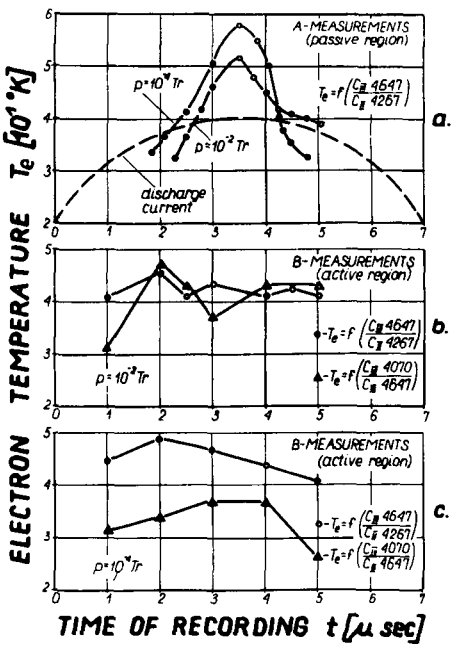


FIG. 5. Changes of electron temperature observed at A-measurements (Fig. a) and B-measurements (Figs b and c) determined from the line intensity ratios: C_{III} 4647 Å/C_{II} 4267 Å and C_{III} 4070 Å/C_{III} 4647 Å.

In accordance with previous considerations, the temperatures determined by B measurements from both the intensities of two ion-C_{III} lines and the line intensities of the C_{III} and C_{II} ions [formulas (6) and (7) for an initial pressure of the working gas of p = 10^{-2} mmHg, respectively] have approximate values ($T_{e\,max}$ = 4.7×10^4°K, see Fig. 5b). On the other hand, for p = 10^{-4} mmHg, differences of the order of 1.5 eV in the values of T_e are observed (Fig. 5c), which are, in accordance with the intensities of the ion-C_{III} and C_{II} lines, calculated from the values of T_e; the latter were computed from intensities of two lines of the C_{III} ion. This bears out the claims made previously that the concentrations N_e in the active region at p = 10^{-4} mmHg are too small.

5. ESTIMATION OF ELECTRON CONCENTRATION N_e

Having calculated the changes in the electron temperatures and knowing the absolute line intensity, we were able to determine the electron concentration according to the following formula given in Ref. [7]:

$$Ne^3 = 3 \times 10^{30} \frac{Z_{eff}}{q} \frac{I_L g_0 kT_e}{A_{nm} g_n h \nu_{nm}} \exp\left(\frac{E_n}{kT_e}\right) \tag{8}$$

where $q = Z_{eff} N_{0\Sigma} / \sum_j Z^j_{eff} N^j_{0\Sigma}$ is the ratio of the charge density of the tested ion to the charge density of all ions; $Z_{eff}e$ is the charge of the ion the line intensity of which is being measured; $N_{0\Sigma}$, $N^j_{0\Sigma}$ are densities of ions in all excitation states (according to a given ion and j-ion); g_0 is the statistical weight for the ground level.

The value $$q = Z^{C\,III}_{eff} N_0^{C\,III} / \sum_j Z^j_{eff} N^j_{0\Sigma}$$

appearing in the formula (8) has been estimated on the basis of the relative line intensity of the ion-C_{III} 4647 Å line referred to the sum of intensities of lines observed on the spectrographs and the monochromator within the range of 2000-7000 Å. Applying the values $A_i g_i$ and E_i for the particular ion groups represented by the most intense lines, and knowing the density ratios of ions with Z = III to ions with Z = II, defined on the basis of formula (7), we obtained q = 0.4 for p = 10^{-4} mmHg, and q = 0.1 for p = 10^{-2} mmHg. Since N_e and q in formula (8) are connected by the relationship $N_e \propto 1/\sqrt[3]{q}$, even a substantial error in determining q does not involve any essential difference in N_e.

Numerical calculations with the help of formula (8) yielded $N_e = 4 \times 10^{14}$ cm^{-3} for p = 10^{-4} mmHg and $N_e = 8 \times 10^{14}$ cm^{-3} for p = 10^{-2} mmHg.

When taking measurements in the middle portion of the injector we took into account the electron concentrations estimated on the basis of formula (8) by comparing the intensities of the C_{III} 4647 Å line in A and B measurements and allowing for the variation of the effective volume of the plasma glowing column and the values of q and T_e. We obtained $N_e = 7 \times 10^{13}$ cm^{-3} for p = 10^{-4} mmHg, and $N_e = 3 \times 10^{14}$ cm^{-3} for p = 10^{-2} mmHg.

It should be noted that the variation of the initial air pressure in the injector from p = 10^{-4} to p = 10^{-2} mmHg, involves only two-fold variation in the electron and ion concentrations within the space where the particles are accumulated. This is caused by the fact that at lower pressures the relative concentrations of gas ions released from surfaces are very high and thus compensate for the changes in the initial pressure of the working gas.

REFERENCES

[1] ZAIDEL', A.N., MALYSHEV, G.M., SHREYDER, E.J., Zh. tech. Fiz. 31 (1961) 129.
[2] GRYZIŃSKI, M., Report IBJ 711-28-PP (1966).
[3] GRYZIŃSKI, M., NOWIKOWSKI, J., SADOWSKI, M., SKŁADNIK-SADOWSKA, E., SUCKEWER, S., Plasma Physics 10 (1968) 450.
[4] BARNETT, C.F., RAY, J.A., THOMPSON, J.C., Report ORNL-3113 (1964).
[5] NOWIKOWSKI, J., SUCKEWER, S., Report IBJ 642-28-PP (1965).
[6] SUCKEWER, S., Report IBJ 718-28-PP (1966).
[7] SUCKEWER, S., Plasma Physics 10 5 (1968) 527.
[8] ELWERT, G., Z. Naturf. 7a (1952) 432.
[9] ZAIDEL', A.N., MALYSHEV, G.M., PTICYNA, E.A., Zh. tech. Fiz. 35 (1963) 200.

DISCUSSION

on Papers CN-24/G-2 to CN-24/G-7

W. H. BOSTICK: A discussion of the plasma focus would not be complete without mention of the phenomena of plasma vortices. Figure 1 is an image-converter photograph made in the light of H_β with a 5-nanosecond exposure) showing the striations which occur just prior to the plasma focus at the end of a 5-cm diameter centre conductor where the filling is 8 mmHg of deuterium. The collapse of the current sheath has about 1 cm further to go on the diameter before the plasma focus is formed. We have evidence

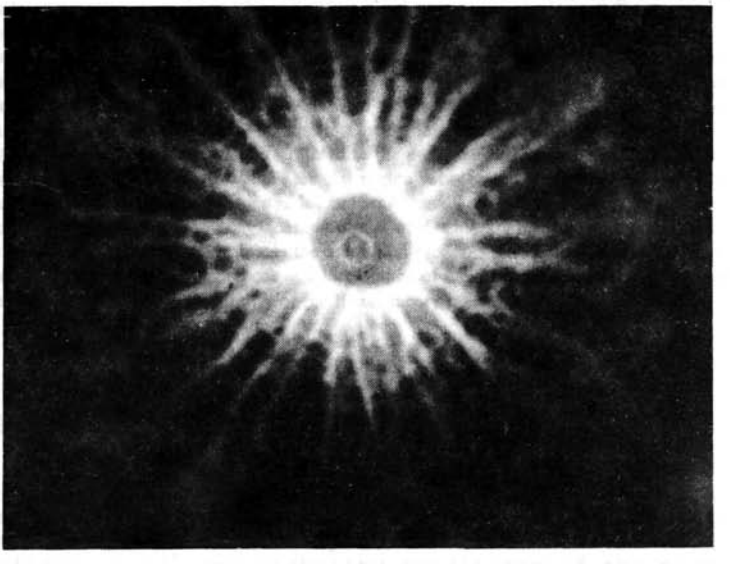


FIG. 1

that these radial striations are ortho-vortices created in pairs and having magnetic fields and mass circulation which are roughly a "force-free" pattern. At larger distances from the axis of the machine these ortho-vortices can be seen to fray (like an old rope) and throw out filaments which are parallel to the B_θ of the machine. These filaments can be recognized as para-vortices. We believe such photographs show that, as the plasma focus is approached, the plasma density is concentrated almost entirely in the vortices. The plasma kinetic energy is that of rotation in and radial translation of the ortho-vortices and of the flow along the filamentary axes of the ortho-vortices; the current in the "current sheath" is carried largely in these vortices. What is ordinarily called a "current sheath" is in fact a tissue made up of these filaments. Our experiments suggest that the neutron and X-ray production at the plasma focus is due to the mutual annihilation of these right- and left-handed vortices as they come together at the focus. This mutual annihilation is the laboratory simulation of the solar flare process.

M. GRYZIŃSKI: I should like to comment briefly on the nature of processes in a rod plasma injector (RPI) which has been developed at our laboratory.

It is necessary to stress that the formation of a plasma focus in the case of a solid central electrode is due to magnetohydrodynamic processes, while in the case of the RPI it is due to inertial effects (the ions accelerated by the radial electric field existing between two cylindrical electrodes cross the "transparent" inner cylindrical electrode and move inertially, leading to the formation of the plasma jet). In the case of the RPI, the formation of the plasma focus depends on the polarity of the electrodes, while in the other case it does not.

M.V. FILIPPOV: It appears that similar plasma flows can be observed at the outlet of normal plasma injectors with continuous electrodes in the case of pulsed gas injection (see paper CN-24/G-3).

MHD STABILITY OF A ROTATING PLASMA SURROUNDED BY A NEUTRAL GAS

E. MINARDI AND J. C. TERLOUW
ASSOCIATION EURATOM-FOM,
FOM-INSTITUUT VOOR PLASMA-FYSICA,
RIJNHUIZEN, JUTPHAAS, NETHERLANDS

Abstract

MHD STABILITY OF A ROTATING PLASMA SURROUNDED BY A NEUTRAL GAS. A theoretical study is made of the MHD stability of a rotating plasma column with a cold gas blanket.

Our model is a rotating system formed by an infinitely conducting, incompressible plasma, confined by a B_z- and an external B_θ-field and by an adiabatically compressible neutral gas. The system is rotating with constant angular velocity inside a rigid conducting vessel. An infinitely thin transition layer carrying axial and azimuthal currents separates the plasma from the neutral gas and acts as a discontinuous surface for the density and for the temperature. At equilibrium the latter is assumed constant in the neutral gas.

Oscillation modes are found which are related to the presence of the neutral gas and to the rotation. Indeed, standing waves can be excited in the annular region between the plasma and the wall. In the frequency domain $\omega > kv_s$ (v_s sound velocity, k axial wave number) the modes only exist if compressibility of the neutral gas is taken into account. Incompressional modes merely can be excited for $|\omega+mW|<|2W|$ where W is the angular velocity and m labels the azimuthal modes. The dispersion relation is discussed both with analytical and numerical methods in a large range of the physical parameters. The system is found to be stable in the domain of validity of the linear theory used.

1. Introduction

After the initial suggestion of Alfvén and Smårs [1] concerning the gas insulation of a plasma column, attention was given to the theoretical problem of the determination of the equilibrium [2] and stability conditions of the plasma-gas system. Calculations by Murty [3], Wilhelm [4], Talwar and Tandon [5], performed under different conditions, agree in showing a considerable reduction of the growth rate of the pinch instabilities.

The study of plasmas surrounded by rotating cold gas is now a part of the experimental program in our Institute [6]. In this connection we have investigated theoretically the influence of both the gas and the rotation on the MHD instabilities of the plasma. In the frame of our model, which is a gas insulated rotating sharp linear pinch, a considerable modification is introduced in the dynamical properties of the plasma by the presence of the gas and by the rotation. New oscillation modes appear in the annular region between the plasma and the cylindrical wall, which can be considered as incompressional or compressional depending on the relative value of the axial phase velocity of the perturbation with respect to the rotation velocity or the sound velocity. In the domain of validity of the linear theory, which implies a not too low gas density and rotation velocity, the system is found to be stable. In the limit of a very small (but not

identically zero) rotation velocity or gas density, or for perturbation frequencies very small with respect to the angular velocity, nonlinear effects become important and in these cases the stability properties should depend on the amplitude of the perturbation.

2. The perturbed motion of the magnetized plasma-gas system

a) The model. At equilibrium the plasma, considered as incompressible, has the form of an infinitely long cylinder with uniform density ρ_p and radius r_o, rotating with constant angular velocity W in a vessel with conducting walls and radius R. The magnetic field has axial components $\alpha_p B_o$ and $\alpha_g B_o$ inside and outside the plasma respectively, and an external azimuthal component $B_o r_o/r$ created by an axial plasma surface current.

For the perturbed plasma and the magnetic field we rely on the solution previously obtained by Gerjuoy and Rosenbluth [7] (to be quoted as (GR)) in the discussion of the rotating sharp layer vacuum pinch. The motion of the neutral gas, initially rotating in the annular region of width $\Delta R = R - r_o$ with the same angular velocity W of the plasma is, under adiabatical conditions, described by the equations

$$\rho_g \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}.\nabla)\vec{v}\right] = -\nabla p_g \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla(\rho_g \vec{v}) = 0 \tag{2.2}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}.\nabla\right)\left[p_g \rho_g^{-\gamma}\right] = 0 \tag{2.3}$$

where $\vec{v}$, p_g, and ρ_g are velocity, pressure, and mass density of the neutral gas.
At equilibrium we assumed a uniform temperature $\theta = kT$ for the gas. As a consequence of the equation of motion and of the state law $p_{og} = \rho_{og}\theta/M$, the equilibrium gas density is given by the equality

$$\rho_{og}(r) = \rho_{og}(r_o)\exp\left[\frac{W^2 M}{2\theta}(r^2 - r_o^2)\right] \tag{2.4}$$

M being the molecular weight of the gas. However, in the present paper we shall restrict the discussion to the case

$$W^2 R^2 << \frac{2\theta}{M} \tag{2.5}$$

so that ρ_{og} can be considered as practically independent of r.
The set of equations for the plasma, the electromagnetic field, and the gas can be solved independently, the connection between the two systems being only introduced by the boundary conditions at the separation surface S. These boundary conditions

are the balance of the pressures on S, which will give the dispersion relation, and $(\vec{v}_p.\vec{n})_S = (\vec{v}.\vec{n})_S$ where $\vec{n}$ is a unit vector perpendicular to S and $\vec{v}_p$ is the plasma velocity. To first order the last condition reads

$$v_{pr}(r_o) = v_r(r_o) \tag{2.6a}$$

In addition, at the wall one has the condition

$$v_r(R) = 0 \tag{2.6b}$$

b) Differential equation for the perturbed gas pressure. The set of eqs. (2.1) to (2.3) reads to first order:

$$\rho_{og}\left\{\frac{\partial\vec{v}_1}{\partial t} + (\vec{v}_1.\nabla)\vec{v}_o + (\vec{v}_o.\nabla)v_1\right\} + \rho_{1g}(\vec{v}_o.\nabla)\vec{v}_o = -\nabla p_{1g} \tag{2.7}$$

$$\frac{\partial\rho_{1g}}{\partial t} + \nabla.(\rho_{og}\vec{v}_1) + \nabla.(\rho_{1g}\vec{v}_o) = 0 \tag{2.8}$$

$$\left\{\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_o.\nabla\right\}\left\{p_{1g} - \frac{\gamma p_{og}}{\rho_{og}}\rho_{1g}\right\}\rho_{og}^{-\gamma} + \vec{v}_1.\nabla\left\{p_{og}\rho_{og}^{-\gamma}\right\} = 0 \tag{2.9}$$

where v_o has the cylindrical components $(0,Wr,0)$. Assuming the perturbations for all quantities of a form which for the velocity reads $v_{1i} = v_{1i}(r)\exp i(\omega t+m\theta+kz)$ (where $v_{1i} \equiv (v_{1r},v_{1\theta},v_{1z})$, the following expression for ρ_{1g} is obtained from the adiabatic law (2.9):

$$i(\omega+mW)\rho_{1g} = \frac{i(\omega+mW)M}{\gamma\theta}p_{1g} + \frac{v_{1r}}{\gamma\theta}(1-\gamma)\rho_{og}W^2rM \tag{2.10}$$

The z component of the equation of motion (2.7) gives immediately v_{1z}, while the remaining components form a linear inhomogeneous system for v_{1r} and $v_{1\theta}$, whose determinant of coefficients proves, also using (2.10), to be equal to

$$D = -(\omega+mW)^2 - \frac{(1-\gamma)W^4r^2M}{\gamma\theta} + 4W^2 \tag{2.11}$$

Remembering our approximation (2.5), it is seen that

$$|1-\gamma|W^4R^2M << \gamma\theta\ |4W^2-(\omega+mW)^2| \tag{2.12}$$

for all $(\omega+mW)^2$ not too near to $4W^2$, so that in this case one can write

$$D = -(\omega+mW)^2 + 4W^2 \tag{2.13}$$

Introducing into the continuity equation (2.8) the expression (2.10) for ρ_{1g} and the expressions for v_{1r}, $v_{1\theta}$, and v_{1z} obtained from the equation of motion, one finally arrives at a differential equation for the perturbed gas pressure p_{1g}:

$$\frac{d^2p_{1g}}{dr^2} + \frac{dp_{1g}}{dr}\left\{\frac{1}{r} - \frac{W^2rM}{\theta}\right\} + p_{1g}\left\{k^2\xi^2 - \frac{m^2}{r^2}\right\} = 0 \qquad (2.14)$$

where

$$k^2\xi^2 = \frac{2mW^3M(2-\gamma)}{\gamma\theta(\omega+mW)} + \frac{k^2D}{(\omega+mW)^2} - \frac{M}{\gamma\theta}(D+2W^2) - \frac{MW^4}{\gamma\theta}(1-\gamma)\left\{\frac{m^2}{(\omega+mW)^2} + \frac{Mr^2}{\gamma\theta}\right\} \qquad (2.15)$$

A considerable simplification is introduced by using the assumption (2.5) and moreover assuming the inequality

$$k^2 > \frac{2W^2M}{\gamma\theta} \qquad (2.16)$$

which is not a too restrictive condition on k. With this approximation the first and the last of the four terms of eq. (2.15) can be neglected with respect to the other terms or to the term m^2/r_o^2 of eq. (2.14). Then

$$k^2\xi^2 = \frac{k^2D}{(\omega+mW)^2} - \frac{M}{\gamma\theta}(D + 2W^2) \qquad (2.17)$$

becomes independent of r.
Putting $x = rk\xi$, eq. (2.14) reads in the present approximation

$$\frac{d^2p_{1g}}{dx^2} + \frac{dp_{1g}}{dx}\frac{1}{x} + p_{1g}\left(1 - \frac{m^2}{x^2}\right) = 0 \qquad (2.18)$$

Its general solution reads $p_{1g} = \alpha Z_+(x) + \beta Z_-(x)$, where $Z_+(x)$ and $Z_-(x)$ are Bessel functions (of first and second kind respectively) of real or imaginary argument, depending on the sign of ξ^2, and α,β are integration constants. As a consequence three regions in the positive real domain of $(\omega+mW)^2$ do exist, depending whether $(\omega+mW)^2 < \alpha_1$, $\alpha_1 \leq (\omega+mW)^2 \leq \alpha_2$, or $(\omega+mW)^2 > \alpha_2$, where α_1, α_2 are recognized, remembering (2.13), as roots of the quadratic equation in $(\omega+mW)^2$ obtained from $\xi^2 = 0$, ξ^2 being negative in the central region. The roots are given by the expression

$$\alpha = \tfrac{1}{2}\left\{6W^2 + \gamma\frac{\theta k^2}{M} \pm \left[\left(6W^2 + \gamma\frac{\theta k^2}{M}\right)^2 - \frac{16W^2\gamma\theta k^2}{M}\right]^{\frac{1}{2}}\right\} \qquad (2.19)$$

In the approximation $k^2 >> 6W^2M/\gamma\theta$, α_1 and α_2 take the simple form

$$\alpha_1 = 4W^2, \quad \alpha_2 = \gamma\frac{\theta k^2}{M} \qquad (2.20)$$

Let us introduce the adimensional parameters:
$\bar{\omega} = \frac{\omega+mW}{f}$, $\bar{W} = \frac{W}{f}$, $\bar{\theta} = \frac{\theta}{f^2}$, $\bar{D} = -\bar{\omega}^2 + 4\bar{W}^2$ where
$f = k\alpha_p B_o/(4\pi\rho_p)^{\frac{1}{2}} > 0$.

The three regions are then characterized as follows, using relevant approximations for ξ in the two outer regions:

Region I
$\bar{\omega}^2 < \alpha_1/f^2$, $Z_+ = J_m(kr\xi_I)$, $Z_- = Y_m(kr\xi_I)$, $\xi_I \approx \left(-1+ \frac{4\bar{W}^2}{\bar{\omega}^2}\right)^{\frac{1}{2}}$

Region II

$\alpha_1/f^2 \leq \bar{\omega}^2 \leq \alpha_2/f^2$, $Z_+ = I_m(kr\xi_{II})$, $Z_- = K_m(kr\xi_{II})$

$$\xi_{II} = \left(-\frac{\bar{D}}{\bar{\omega}^2} + \frac{(\bar{D}+2\bar{W}^2)M}{k^2\bar{\theta}\gamma}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Region III

$\omega^2 > \alpha_2/f^2$, $Z_+ = J_m(kr\xi_{III})$, $Z_- = Y_m(kr\xi_{III})$, $\xi_{III} \approx \left(-1+ \frac{\bar{\omega}^2 M}{k^2\bar{\theta}\gamma}\right)^{\frac{1}{2}}$

Hence the solutions $Z_\pm$ are determined as functions of $\bar{\omega}$; the integration constants remain to be calculated.

c) Incompressible case. If the state law is simply given by $\rho_g(r,t) = \text{const}$ (instead of by eq. (2.3)) one easily obtains without any further approximation a similar Bessel equation (2.18) for p_{1g}, ξ^2 now being defined by the relation $\xi^2 = \bar{D}/\bar{\omega}^2$. This equality can be derived from the compressible case by performing the limit $\theta \to \infty$ or $\omega+mW \to 0$ in the expression (2.17) for ξ^2. It must be noted, however, that in the last case, even after the limit $\omega+mW \to 0$, ρ_{1g} remains different from zero and is given by eq. (2.10). Only one root of the equation $\xi^2(\bar{\omega}^2) = 0$ exists in the incompressible case (the root α_2 moving to infinity), so that in the real positive domain covered by $\bar{\omega}^2$ only two regions exist, which are characterized as

Region I
$\bar{\omega}^2 < 4\bar{W}^2$, $Z_+ = J_m(kr\xi_I)$, $Z_- = Y_m(kr\xi_I)$, $\xi_I = \left(-1+ \frac{4\bar{W}^2}{\bar{\omega}^2}\right)^{\frac{1}{2}}$

Region II

$\bar{\omega}^2 > 4\bar{W}^2$, $Z_+ = I_m(kr\xi_{II})$, $Z_- = K_m(kr\xi_{II})$, $\xi_{II} = \left(1 - \frac{4\bar{W}^2}{\bar{\omega}^2}\right)^{\frac{1}{2}}$

d) Boundary conditions. The integration constants α and β are uniquely fixed by the boundary conditions (2.6). After a simple calculation one obtains the following expression for p_{1g}:

$$p_{1g} = -\frac{\rho_{og} B^p_{1r} f^2}{ik\alpha_p B_o}\,\pi(r,\bar{\omega}) \qquad (2.21)$$

where B^p_{1r} is the radial component of the perturbed magnetic field inside the plasma (see GR) and $\pi(r,\bar{\omega})$ is defined by

$$\pi(r,\bar{\omega}) = \frac{\bar{D}}{D_n}\left[-p_-(R)Z_+(rk\xi)+p_+(R)Z_-(rk\xi)\right] \tag{2.22}$$

where

$$D_n = p_+(R)p_-(r_o) - p_+(r_o)p_-(R)$$
$$p_\pm(r) = \frac{dZ_\pm(rk\xi)}{dr} + \frac{2m\bar{W}}{r\bar{\omega}} Z_\pm(rk\xi) \tag{2.23}$$

3. The dispersion relation

a) Derivation. During the perturbed motion the separation surface S between the plasma and the gas deforms and the variation δr of its radius, initially r_o, is given (see GR) by $\delta r = -iv_{1r}(r_o)/(\omega+m\bar{W})$. The pressure balance on S is then expressed to first order by the relation

$$p_o(r_o) + \left(\frac{dp_o}{dr}\right)_{r_o}\delta r + p_1(r_o) + \frac{\vec{B}^{p\,2}_o}{8\pi} + \frac{\vec{B}^p_o\cdot\vec{B}^p_1}{4\pi}$$
$$= \frac{\vec{B}^{g\,2}_o}{8\pi} + \frac{1}{8\pi}\frac{dB^{g\,2}_o}{dr}\delta r + \frac{\vec{B}^g_o\cdot\vec{B}^g_1}{4\pi} + p_{og}(r_o) + \left(\frac{dp_{og}}{dr}\right)_{r_o}\delta r + p_{1g}(r_o) \tag{3.1}$$

where p_o+p_1 and $\vec{B}^g_o+\vec{B}^g_1$ indicate the kinetic plasma pressure and the magnetic field in the gas up to first order. Substitution into this relation of the GR solutions and of our solution for the gas pressure gives the following dispersion relation

$$\frac{\bar{Q}}{\alpha_p^2} + \frac{\rho_p-\rho_{og}}{\rho_p}\bar{W}^2 + \frac{\rho_{og}}{\rho_p}\pi(\bar{\omega}) = \frac{1-\bar{\omega}^2}{P(\bar{\omega})} \tag{3.2}$$

where the quantities $P \equiv P(\bar{\omega})$ and $\bar{Q}$ are defined in GR, eqs. (37) to (40), and $\pi(\bar{\omega})$ is defined by the relations

$$\pi(\bar{\omega}) \equiv \pi(r_o,\bar{\omega}) = \frac{\bar{D}}{r_o k\xi}\frac{h(\bar{\omega})}{g(\bar{\omega})} = \frac{\bar{D}}{x}\frac{G_1(x)+\eta G(x)}{G_2(x)+\eta\frac{dG(x)}{dx}+\eta^2 G(x)},\quad \eta = \frac{2m\bar{W}}{\bar{\omega}x}$$

$$G(x) = Z_+(\lambda x)Z_-(x) - Z_+(x)Z_-(\lambda x) \tag{3.3}$$

$$G_1(x) = \frac{dZ_+(\lambda x)}{dx}Z_-(x) - \frac{dZ_-(\lambda x)}{dx}Z_+(x)$$

$$G_2(x) = \frac{dZ_+(\lambda x)}{dx}\frac{dZ_-(x)}{dx} - \frac{dZ_+(x)}{dx}\frac{dZ_-(\lambda x)}{dx} \qquad \left(\lambda = \frac{R}{r_o}\right)$$

b) Investigation of the perturbed gas pressure. $\pi(\bar{\omega})$ has been studied using the asymptotic or limiting representations of the Bessel functions in the proper regions and by making use of a computer in the intermediate regions, with various physically reasonable values of the parameters (i.e. $\gamma T = 10^3$ °K, $W = 10^3$ sec^{-1}, $f = 0.35 \times 10^8 \times k$, $1.1 \leq \lambda \leq 3$, $10^{-2} \leq k \leq 20$, $0 \leq |\pm m| \leq 7$).

Region I. Zeros and poles of $\pi(\bar{\omega})$ always interlace so that for increasing positive $\bar{\omega}$ the function $\pi(\bar{\omega})$ is formed by an infinite number of branches going from $-\infty$ to $+\infty$ (see figs. 1 and 2) and accumulating at the point $\bar{\omega}=0$. Near this point the asymptotic representation of the Bessel functions can be used and one can write both for the incompressible and the compressible case

$$\pi(\bar{\omega}) = \frac{\bar{D}}{x} \frac{-\lambda \operatorname{ctg} x(1-\lambda)+\eta}{\lambda+\eta(1-\lambda)\operatorname{ctg} x(1-\lambda)+\eta^2} \qquad (3.4)$$

where $\eta \to m/kr_o$ is a coefficient introducing asymmetry ($\pi(\bar{\omega})$ is even for $m = \eta = 0$) and $\xi \to 2\bar{W}/\bar{\omega}$. The poles of $\pi(\bar{\omega})$ correspond to the frequencies of maximum excitation of the oscillation modes. Incompressible modes can only exist in this region.

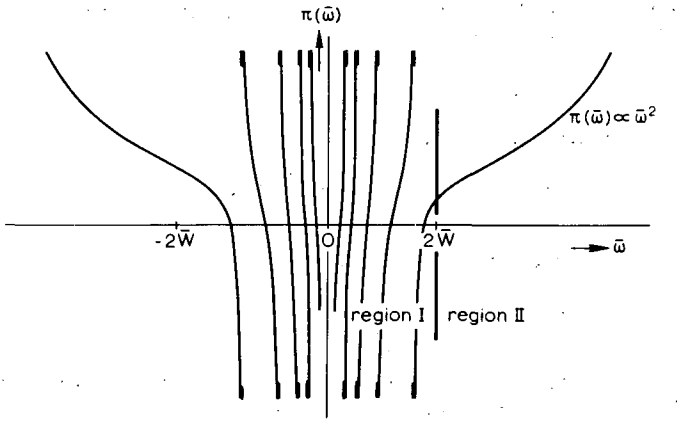


FIG.1. Sketch of the essential behaviour of $\pi(\bar{\omega})$ in the incompressible case for $m = 0$. For $m \neq 0$ a small asymmetry with respect to $\bar{\omega} = 0$ is introduced. In all the figures only a few branches are indicated.

Region II. Figs 1 and 2 show roughly the form of $\pi(\bar{\omega})$ for the incompressible and compressible cases in all regions. It is to be noted that $\pi(\bar{\omega})$ is always positive at the upper bound of the second region (in the incompressible case the upper bound is $\bar{\omega} = \infty$). The investigation by means of the computer shows that the general form of $\pi(\bar{\omega})$ given in figs 1 and 2 does not change essentially in the interval of variation of the parameters.

Region III. This is the typical region for compressible modes. As in region I, zeros and poles always interlace. When $x = kr_o\xi$ is very large (i.e. $\bar{\omega}^2 >> \gamma\bar{\theta}/Mr_o^2$) the asymptotic representa-

tion for the Bessel functions can be used. Moreover, in many practical cases one can also assume $\omega^2 >> k^2\gamma\bar{\theta}/M$. Then $\pi(\bar{\omega})$ is given by eq. (3.4) with $\xi=\bar{\omega}(M/\gamma\bar{\theta})^{\frac{1}{2}}/k$, $\eta=2m\bar{W}(\gamma\bar{\theta}/M)^{\frac{1}{2}}/r_o\bar{\omega}^2$. For m=0, poles of $\pi(\bar{\omega})$ occur at the following values of $\bar{\omega}$

$$\bar{\omega} = \sqrt{\frac{\bar{\theta}\gamma}{M}}\,\frac{n\pi}{\Delta R} \quad (n, \text{ integer}) \tag{3.5}$$

giving the frequencies for the maximum excitation of the compressible modes.

Relation (3.5) can be interpreted as follows. If a perturbation exists which deforms the separation surface S, radially compressible modes are excited in the gas by the pulsating surface and propagate axially in phase with the plasma excitation. The maximum excitation is expected to occur for values of the parameters such that the time $2\Delta R/(\gamma\theta/M)^{\frac{1}{2}}$ needed by the compressible wave to travel forth and back in the annular region is just equal to $n\lambda_o/(\omega/k)$, which is the time it takes the wave to cover n wave lengths λ_o in the axial direction. The equality $2\Delta R/(\gamma\theta/M)^{\frac{1}{2}}=n\lambda_o/(\omega/k)$ is indeed the same as eq. (3.5) for the poles of $\pi(\bar{\omega})$. The excitation is due to the incompressible modes existing in the plasma near $\bar{\omega}=1$ or ω/k = Alfvén velocity (see GR). These modes result from the combined first order effect of the centrifugal and Coriolis force.

4. Stability properties

a) General considerations. Putting

$$c^{-1} = \frac{\bar{Q}}{\alpha_p^2} + \frac{\rho_p-\rho_{og}}{\rho_p}\bar{W}^2, \quad b = \frac{\rho_{og}}{\rho_p} > 0 \tag{4.1}$$

the dispersion relation becomes

$$c^{-1} + b\pi(\bar{\omega}) = \frac{1-\omega^2}{P(\bar{\omega})} \tag{4.2}$$

The real roots are the intersections between the curves $h_1(\bar{\omega}) = (1-\bar{\omega}^2)/P(\bar{\omega})$ and $h_2(\bar{\omega}) = c^{-1} + b\pi(\bar{\omega})$ (see figs. 3 and 4). In the absence of gas, the real roots are the intersection between h_1 and the horizontal line at a height $\bar{Q}/\alpha_p^2+\bar{W}^2$. When α_p decreases (i.e. $B_z^p = \alpha_p B_o$ decreases) or $\bar{W}$ increases the horizontal line moves upward and its real intersections with the central branch of h_1 are transformed into two complex roots, one of which gives instability. Clearly, in this case the positive term $\bar{W}^2$, related to the centrifugal force, has a destabilizing effect, as shown in detail by GR.

The influence of the gas is described by the terms $-\rho_{og}\bar{W}^2/\rho_p$ and $\rho_{og}\pi(\bar{\omega})/\rho_p$. The argument of GR can now be reversed for showing the improvement in stability when the (negative) gas centrifugal force term $-\frac{\rho_{og}\bar{W}^2}{\rho_p}$ surpasses the corresponding plasma term $\bar{W}^2$, that is when $\rho_{og}>\rho_p$.

The effect of this term is mathematically equivalent to the stabilization by an internal magnetic field. The main part of the new dynamical effects, however, is contained in $\pi(\bar{\omega})$, as we shall see below.

In the absence of rotation ($\bar{W} = 0$) the dispersion relation (4.2) reduces to that studied by Talwar and Tandon [5]. It must be noted that neither the case of GR, nor the case of Talwar and Tandon can be reached continuously performing,

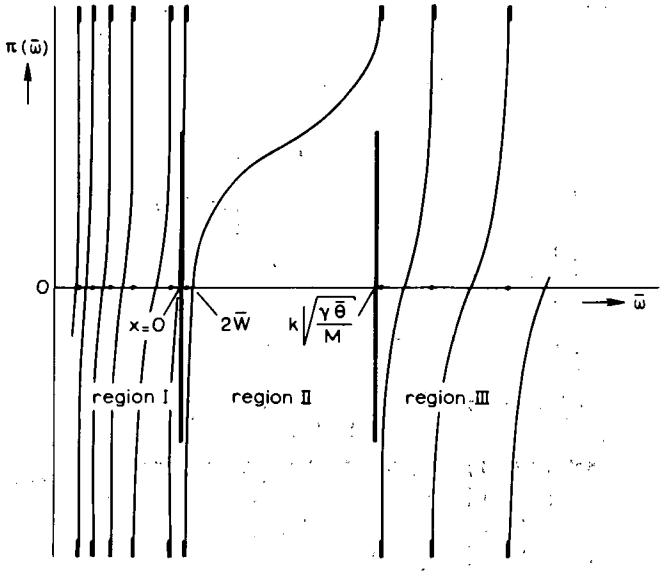


FIG.2. $\pi(\bar{\omega})$ in the compressible case for $m \neq 0$. Negative values of $\bar{\omega}$ are henceforth omitted.

respectively, the limits $\rho_{og} \to 0$ or $\bar{W} \to 0$ in the dispersion relation. Indeed, even for a very small but finite ρ_{og} or $\bar{W}$, the dispersion relation differs infinitely from that obtained putting identically $\rho_{og} = 0$ or $\bar{W} = 0$. This happens for those values of $\bar{\omega}$ just near one of the poles of $\pi(\bar{\omega})$, the latter accumulating at $\bar{\omega} = 0$. The theory becomes strongly singular in the considered limits. Since the linear theory is not valid at the poles of $\pi(\bar{\omega})$, we conclude that the correct limit can only be obtained taking into account the nonlinear effects. It follows that for ρ_{og} and $\bar{W}$ very small, but not identically zero, or for $\bar{\omega}$ near the singularities of $\pi(\bar{\omega})$, the results concerning the stability must depend on the amplitude of the perturbation.

b) Incompressible case. An example of the curves h_1 or h_2 in this case is given in fig. 3. We shall now prove analytically that in the considered case the dispersion relation does not admit complex roots. It follows that in the domain of validity of the present linear theory, the system is stable.

For our purpose the argument principle will be used, expressed by the relation

$$N_o - N_p = \frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{d}{d\bar{\omega}} \arg \mathcal{F}(\bar{\omega}) d\bar{\omega} \tag{4.3}$$

the contour integral being performed in the couterclockwise direction along a contour C (not containing zeros or singularities) enclosing the lower half $\bar{\omega}$ plane, N_o and N_p being the number of zeros and poles of $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ in the lower half $\bar{\omega}$ plane. According to (4.2) we are interested in $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ given by

$$\mathcal{F}(\bar{\omega}) = (c^{-1} + b\pi(\bar{\omega}))P(\bar{\omega}) - (1-\bar{\omega}^2) \tag{4.4}$$

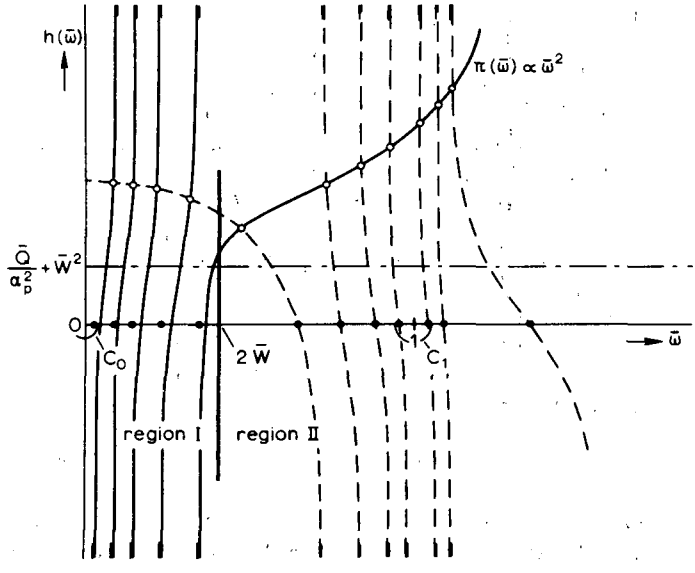


FIG.3. The functions h_i (dashed) and h_2 (solid) for the incompressible case. Poles of $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ are indicated by [•], zeros by [◦].

For simplicity we shall limit the discussion to the case m=0 although we have indications that the proof, with some additional complication, might be extended to the case m≠0. First the essential analytical properties of $\pi(\bar{\omega})$ and $P(\bar{\omega})$, to be used in the following, are given. For m=0, $\pi(\bar{\omega})$ can be represented by

$$\pi(\bar{\omega}) = \frac{\bar{D}}{k\xi r_o} \frac{G_1(x)}{G_2(x)} = \frac{\bar{D}}{x} \frac{J_1(\lambda x)Y_o(x) - J_o(x)Y_1(\lambda x)}{J_1(\lambda x)Y_1(x) - J_1(x)Y_1(\lambda x)} \tag{4.5}$$

$$\left\{ x = kr_o\xi = kr_o\left(-1 + \frac{4\bar{W}^2}{\bar{\omega}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \right\}$$

where x is complex.

The $G_1(x)$ and $G_2(x)$ are single-valued functions of x with first order zeros interlacing on the real axis [8]; $G_2(x)$ has no roots in the complex x plane [9] and, consequently, neither in the complex $\bar{\omega}$ plane, so that $\pi(\bar{\omega})$ has no complex poles whatever. Moreover, $\pi(\bar{\omega})$ is even with respect to x, so that the points $\bar{\omega} = \pm 2\bar{W}$ are no branch points. For small $|\bar{\omega}|$, $\pi(\bar{\omega})$ takes the form

$$\lim_{|\bar{\omega}|\to 0} \pi(\bar{\omega}) = \frac{2\bar{W}\bar{\omega}}{kr_o} \operatorname{ctg} \frac{2k\bar{W}\Delta R}{\bar{\omega}} \tag{4.6}$$

This expression holds for every value of arg $\bar{\omega}$, as can be verified using the asymptotic representation of the Bessel functions valid for the proper intervals of arg $\bar{\omega}$, i.e. taking the Stokes phenomenon [10] into account. $\pi(\bar{\omega})$ has an essential singularity at $\bar{\omega} = 0$. For large $|\bar{\omega}|$, $\pi(\bar{\omega})$ is written

$$\lim_{|\bar{\omega}|\to\infty} \pi(\bar{\omega}) = -\frac{\bar{\omega}^2}{kr_o} \frac{G_1(kr_o)}{G_2(kr_o)} > 0 \tag{4.7}$$

The function $P(\bar{\omega})$ has no poles in the complex $\bar{\omega}$ plane (see GR). For large $\bar{\omega}$, P tends to the constant value $kr_o I'(kr_o)/I(kr_o)$. P has an essential singularity at the points $\bar{\omega} = \pm 1$. The singularities of $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ are the combined ones of π and P, so that $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ also has essential singularities at $\bar{\omega} = 0$ and $\bar{\omega} = \pm 1$ and no complex poles, i.e. $N_p = 0$. The zeros of $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ are the intersections between the solid (h_2) and dashed (h_1) curves in fig. 3. The poles of P are the intersection of h_1 with the real axis.

The argument principle is now applied in order to show analytically the following two facts: a) a hidden structure of the branches of $\pi(\bar{\omega})$ with maxima or minima giving rise to possible complex roots for some values of the parameters does not exist (a similar structure for P was already excluded by GR); b) intrinsic complex roots of the dispersion relation do not exist.

We start at $\bar{\omega} = -\infty$ on the real axis and move along the semicircle of infinite radius lying in the lower half $\bar{\omega}$ plane to the point $\bar{\omega} = +\infty$, situated at the other end of the real axis. Since for large $|\bar{\omega}|$ one has $\mathcal{F}(\bar{\omega}) \propto \bar{\omega}^2$, the change of arg $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ is equal to 2π. Next we go back to $\bar{\omega} = -\infty$ along the real axis, indenting the contour C at the singularities and at the zeros of $\mathcal{F}(\bar{\omega})$. Each pole and each zero contributes the amount $+\pi$ or $-\pi$ respectively to arg $\mathcal{F}(\bar{\omega})$. Moving from $\bar{\omega} = +\infty$ to the point just at the right of a pole, where the semicircle C_1 starts to surround the singularity $\bar{\omega} = +1$, an equal number of poles of $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ (zeros of h_1) and of zeros (intersections between h_1 and h_2) is encountered. At the point $\bar{\omega} = +1$, the function h_2 is regular and in general different from zero, so that the variation of arg $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ when $\bar{\omega}$ moves along C_1 is only determined by the variation of arg P, which was shown to be zero by GR. Thus when $\bar{\omega}$ reaches the immediate left hand side of the first pole of h_2 (which is also a pole of $\mathcal{F}(\bar{\omega})$) no change in arg $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ has occurred with respect to

its value at $\bar{\omega} = +\infty$, which was 2π. Moving then toward the point $\bar{\omega} = 0$, a zero is first encountered (intersection between h_1 and the first branch of h_2 at the left of the point $\bar{\omega}=2\bar{W}$) and then a succession of poles (which are also poles of $\pi(\bar{\omega})$) and of zeros (the contribution to arg $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ of each pole of the succession cancelling the contribution of each zero) until the point is reached where the semicircle C_o leaves the real axis, at the immediate right hand side of a pole. At this point only one zero in excess was encountered, supposing that other additional zeros, related to a structure of h_2 do not exist. In this case the value of arg $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ at this point is equal to $2\pi-\pi$. Let n be the number of additional zeros, then arg $\mathcal{F}(\bar{\omega}) = 2\pi-\pi-n\pi$. At the point $\bar{\omega}= 0$, $P(\bar{\omega})$ is regular and different from zero. As we shall see in the Appendix, the only possible change of arg $\mathcal{F}(\bar{\omega})$, when $\bar{\omega}$ moves along C_o

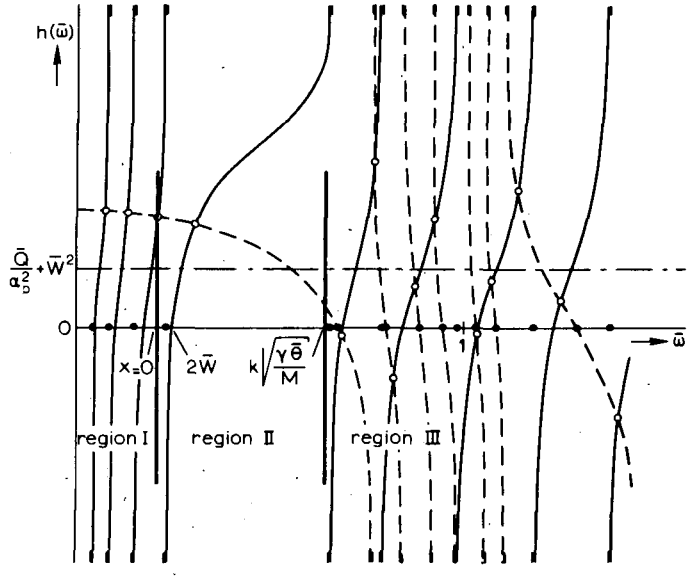


FIG.4. The functions h_1 (dashed) and h_2 (solid) for the compressible case. Poles of $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ are indicated by [•], zeros by [•].

starting at the immediate right hand side of a pole of $\pi(\bar{\omega})$ (and ending at the immediate left side of a pole on the negative axis) is due to the essential singularity of $\pi(\bar{\omega})$. However, this change will be seen to be zero (see Appendix). Along the negative real axis of $\bar{\omega}$ the same succession of zeros and singularities is encountered since $P(\bar{\omega})$ and $\pi(\bar{\omega})$ are even functions of $\bar{\omega}$ when $m = 0$. Hence, when finally the point $\bar{\omega} = -\infty$ is reached the total change of arg $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ is $2\pi-2\pi-2n\pi = -2n\pi$ and this is equal, because of the argument principle, to $2\pi N_o$. But N_o, the number of zeros in the lower half $\bar{\omega}$ plane, must be positive or zero. Thus the only possibility is $n = 0$ and we conclude that on one hand there is no structure in the branches of $\pi(\bar{\omega})$ giving rise to possible instabilities, and on the other hand that no intrinsic complex roots exist.

This result has the same validity as the present linear theory. It was already noted that in the limits $\rho_{og} \to 0$ and $\bar{W} \to 0$, the nonlinear effects cannot be neglected. This is also true near the singularities of $\pi(\bar{\omega})$, especially near the essential singularity at $\bar{\omega} = 0$. Consequently, passing to these limits, one can only say that the stabilization effect of the rotating gas is restricted to those perturbations whose amplitudes tend to zero correspondingly, so that the linear theory can still be applied.

c) Compressible case. An example of the curves in this case is given in fig. 4. We observe that for the frequency region $\bar{\omega}^2 << 4\bar{W}^2$ the results derived for the incompressible case still hold. The branches of h_1 intersect only once each branch of h_2. The numerical computations do not show any irregular structure in the branches of $\pi(\bar{\omega})$, which prove to be monotonic between two successive poles. So no complex roots arising from the disappearance of intersections in the real domain can exist. The analytical proof of the stability given above cannot be extended immediately to the present case. Here we limit ourselves to the observation that when $\bar{\omega}$ is near to 1, the asymptotic representation for P can be used (see GR) while for $|\bar{\omega}|^2 \gtrsim 1 >> k^2\gamma\bar{\theta}/M$, the asymptotic expression (3.4) of $\pi(\bar{\omega})$ (with $\xi = \bar{\omega}(M/\gamma\bar{\theta})^{\frac{1}{2}}/k$ and $\eta = 2m\bar{W}(\gamma\bar{\theta}/M)^{\frac{1}{2}}/r_o\bar{\omega}^2$) holds. Moreover, it can be shown that if

$$|2m\bar{W}| << \frac{\rho_{og}c}{\rho_p} << \left|\frac{Rr_oM}{2m\bar{W}\gamma\bar{\theta}}\right|$$

the terms containing the asymmetry coefficient η in $\pi(\bar{\omega})$ can be neglected. In this case the solutions of the dispersion relation very near to $\bar{\omega} = 1$ can be discussed directly and it can be shown that complex roots do not exist. Therefore we conclude that, even in the compressible case, there is never any indication of the existence of a MHD instability.

Acknowledgement

The authors are indebted to several members of the theoretical group for interesting discussions and especially to Prof. H. Bremmer who also read the manuscript.

This work was performed as part of the research program of the association agreement of Euratom and the "Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie" (FOM) with financial support from the "Nederlandse Organisatie voor Zuiver-Wetenschappelijk Onderzoek" (ZWO) and Euratom.

Appendix

When $\bar{\omega}$ is small enough $\mathcal{F}(\bar{\omega})$, defined by eq. (4.4), can be approximated by

$$\mathcal{F}(\bar{\omega}) = c^{-1}P(0) - 1 + bP(0)\pi(\bar{\omega}) = C + B\bar{\omega}\,\mathrm{ctg}\,\frac{\alpha}{\bar{\omega}} \qquad (A.1)$$

where C, B>0 and α>0 are constants. In order to calculate the variation of arg $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ along C_o, we first calculate the

corresponding variation of the function $\psi(\bar{\omega}) = \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{\bar{\omega}}$.

Putting $\psi = |\psi| \exp i\chi$, $\bar{\omega} = \varepsilon \exp i\theta$, it is easily seen that

$$\operatorname{tg}\chi = 2 \frac{\operatorname{Sh}\left(\frac{\alpha \sin\theta}{\varepsilon}\right) \operatorname{Ch}\left(\frac{\alpha \cos\theta}{\varepsilon}\right)}{\sin\left(\frac{2\alpha\cos\theta}{\varepsilon}\right)} \qquad (A.2)$$

so that $\operatorname{tg}\chi$ only vanishes when $\sin\theta = 0$. When $\bar{\omega}$ moves along C_o, θ changes from 0 to $-\pi$, and at $\theta = -\pi$ both $\sin\theta$ and $\operatorname{tg}\chi$ become zero for the first time after $\theta = 0$. It follows that χ must be zero or equal to $\pm\pi$. The first case is excluded because ψ is an odd function of $\bar{\omega}$. In order to decide about the second case, we put $\theta = -(\pi-\phi)$ with $\phi > 0$ and calculate the limit of $\operatorname{tg}\chi$ for $\phi \to +0$. We remember that C_o leaves the real axis at the immediate right hand side of a pole of $\psi(\bar{\omega})$, so that one can put $\alpha/\varepsilon = 2\pi N - \delta$ with $N >> 1$, $\delta << 1$ and both positive. Then in the considered limit one obtains

$$\sin\left[\frac{\alpha}{\varepsilon}\exp i(\pi-\phi)\right] = \delta + 2\pi N\phi i, \quad \cos\left[\frac{\alpha}{\varepsilon}\exp i(\pi-\phi)\right] = 1 \qquad (\delta << 1,\ 2\pi N\phi << 1) \qquad (A.3)$$

It follows that

$$\psi(\bar{\omega}) = \frac{\delta - 2\pi N\phi i}{\delta^2 + 4\pi^2 N^2 \phi^2} \qquad (A.4)$$

so that $\operatorname{tg}\chi = -2\pi N\phi/\delta < 0$. Then $\lim_{\phi\to+0} \operatorname{tg}\chi = -0$, which implies $\chi \to +\pi$.

Now, in the same limit as above, $\mathcal{F}(\bar{\omega})$ is given by the expression

$$\mathcal{F}(\bar{\omega}) = C + B\bar{\omega}\psi(\bar{\omega}) = C + \frac{B\varepsilon}{\delta^2 + 4\pi^2 N^2 \phi^2} \exp i(\theta+\chi) \qquad (A.5)$$

Choosing δ small enough, the constant C can be neglected in the limit $\phi \to 0$, so that $\arg \mathcal{F}(\bar{\omega}) = \theta + \chi$. But, as $\lim_{\theta\to-\pi} \chi = +\pi$, one finally obtains $\arg \mathcal{F}(\bar{\omega}) = 0$.

References

[1] ALFVÉN, H., SMÅRS, E.A., Nature 188 (1960) 801.
[2] FÄLTHAMMAR, C.G., Phys. Fluids 4 (1961) 1145.
[3] MURTY, G.S., Arkiv Fysik 19 (1961) 511.
[4] WILHELM, H.E., Proc. 5th Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, Munich, Vol II, North Holland Publ. Comp., Amsterdam (1962) 2233.
[5] TALWAR, S.P., TANDON, J.N., Plasma Phys. (J. Nucl. Energy, Part C) 5 (1963) 243.

[6] BRAAMS, C.M., Phys. Rev. Letters 17 (1966) 470.
[7] GERJUOY, E., ROSENBLUTH, M.N., Phys. Fluids 4 (1961) 112.
[8] ABRAMOWITZ, M., STEGUN, I.A., Handbook of Math. Functions, Nat. Bureau of Standards, Washington (1964) 374.
[9] GRAY, A., MATHEWS, G.B., A Treatise on Bessel Functions, Dover Publ., New York (1966) 82.
[10] WATSON, G.N., Theory of Bessel Functions, Cambridge Univ. Press (1962) 201.

HIGH-TEMPERATURE PLASMA WITH A COLD GAS BLANKET IN A TOROIDAL MAGNETIC FIELD*

H. H. BERGHAHN, W. FENEBERG, F. KARGER AND G. VENUS
INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK, GARCHING, MUNICH,
FEDERAL REPUBLIC OF GERMANY

Abstract

HIGH-TEMPERATURE PLASMA WITH A COLD GAS BLANKET IN A TOROIDAL MAGNETIC FIELD. The maximum attainable plasma temperature in a linear high-current high-density arc with a longitudinal magnetic field is limited by the end losses. In a plasma torus, end losses do not occur. There is, however, the question what influence the curvature has on the plasma, i. e. whether an arc in a toroidal magnetic field can burn in a stable manner in the centre of the vessel or whether it is displaced to the wall, and how large the energy losses and axial temperature are compared with those of an arc in a linear magnetic field. To solve this problem using the classical heat conduction equations for ions and electrons, the temperature profile resulting from ohmic heating was calculated as a function of time. Since the thermal conductivity parallel to the magnetic field is high, the temperature in the hot regions is constant on the magnetic surfaces. The magnetic surfaces are formed by superposition of the magnetic field produced by the discharge current on the high longitudinal field. The rotational transform thus obtained ensures that the plasma is in equilibrium. The position of the plasma is given by the wall isotherms.

As a preliminary study of the conditions in the whole torus, two independent experiments with torus sectors for investigating discharges in hydrogen and helium were conducted. The experimental data are as follows: torus diameter 1 m (30° sector) and 0. 7 m (180° sector), plasma diameter approximately 3 cm, plasma density 10^{15} - 10^{16} cm^{-3}, discharge current 3 kA, discharge time 1 ms and 20 ms, respectively, external magnetic field 50 kG and 25 kG, respectively.

The results of the experiments are as follows: (a) The hot regions of the plasma (axial temperatures up to about 100 000°K) are not forced to the outer wall, as widely feared, but rather tend to be slightly displaced to the inner wall. (b) Using streak pictures in the light of He II ($\lambda = 4686$ Å) it is found that, with a suitable choice of parameters, the arc is stable. (c) The losses in the toroidal discharge are not much higher than in the linear case, as measurements of the longitudinal electric field strength and axial temperature show.

The results of the calculations and the two experiments raise hopes that a stationary high-temperature plasma free of MHD instabilities can be obtained by neutral gas confinement in a closed torus with a superposed magnetic field.

1. Introduction

This paper deals with the properties of a plasma in toroidal geometry that is separated from the wall of the vessel by neutral gas. In the theoretical model of a stellarator without anomalous diffusion the energy transport to the wall is governed by classical diffusion so that the density vanishes there, while the temperature should remain everywhere as constant as possible.

* This work was performed as part of the joint research program between the Institut für Plasmaphysik and Euratom.

This investigation, on the other hand, is concerned with a high density discharge ($n = 10^{15} \div 10^{16}$ cm^{-3}) in which a temperature profile occurs as a result of thermal conduction and a neutral gas blanket [11] forms at the boundary in keeping with the local thermal equilibrium. The plasma is produced by ohmic heating in a high external magnetic field. The mean free-path for charge-exchange collisions is so small that no neutral particles are able to diffuse into the fully ionized plasma core.

Such discharges have been investigated hitherto only in uniform, linear magnetic fields [1,2] and so extension to curved magnetic fields raises the following questions: How is the temperature profile influenced by the curvature of the magnetic field and how is the plasma column kept in equilibrium? The theoretical investigations are concerned with a closed toroidal configuration, while the experiments were conducted on torus sectors.

2. Description of experiments

a) EIERUHR K

The experimental setup is shown in Fig. 1. The discharge configuration is a development of the linear EIERUHR device [2]. The dimensions of the original experiment were essentially retained to allow comparison between linear and curved geometries.

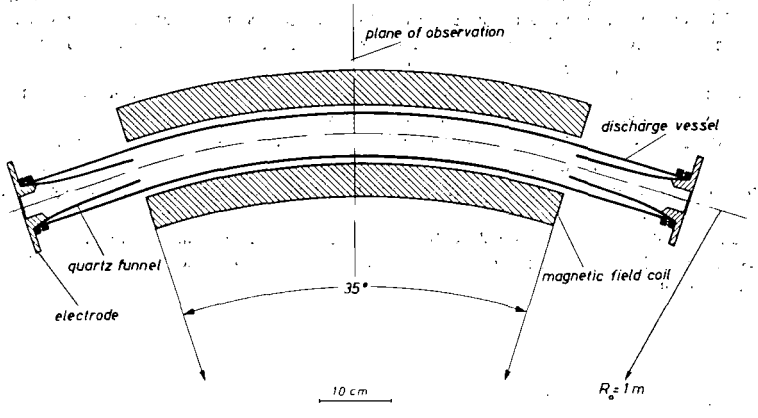


FIG. 1. Schematic of EIERUHR K.

The discharge vessel consists of a glass tube with an inner diameter of 5.4 cm. It is bent for a length of 60 cm to form a torus sector with a radius of curvature of 1 m. The longitudinal magnetic field (B_o to 50 kG) is produced by a pancake coil in a transparent cast, thus allowing the plasma column to be observed along its entire length. The plasma current flows from ring electrodes through guide funnels, as in the original EIERUHR device (for the most important data of the EIERUHR K device, see Table I).

TABLE I. DATA OF EIERUHR K AND AMBIPOL IV DEVICES

	EIERUHR K	AMBIPOL IV
gas used	Helium	Hydrogen + 10 % Helium
filling pressure	1-6.5 torr	approx. 5 torr
discharge current	approx. 2 kA	up to 3 kA
magnetic field	up to 50 kG	up to 30 kG
plasma density	10^{16} cm^{-3}	approx. 3×10^{15} cm^{-3}
discharge time	up to 1 msec	20 msec
radius of curvature	1 m	35 cm
diameter of discharge vessel	5.4 cm	5.2 cm
plasma diameter	approx. 3.5 cm	approx. 3.5 cm
angle of sector	approx. 30°	180°

A streak camera and a spectrograph were used to observe the plasma in the centre of the discharge vessel in the direction of the torus radius and parallel to the torus axis. Streak pictures were taken in the light of the He II line λ = 4686 Å. In addition, time resolved framing pictures were taken of the whole plasma channel in the light of the He I line λ = 4471 Å during the entire discharge time. In this way, it was possible to observe the position of the plasma, the shape of its cross-section, and its stability.

b) AMBIPOL IV

The AMBIPOL IV experiment is shown in Fig. 2. The layout and dimensions are similar to those of AMBIPOL III [3]. The discharge consists of a semi-toroidal and a linear measuring section of equal length (1.10 m) with superposed longitudinal magnetic field B_0 (up to 30 kG). For equal current (up to 3 kA) and equal neutral gas pressure (approx. 5 torr), it is thus possible to make a direct comparison of the conditions in the toroidal section with those in the linear section. For this purpose, one spectrograph was mounted at the centre of the toroidal section and another at the linear section, thus allowing the temperature profiles to be investigated. Potential probes designed as copper limiters are used to measure

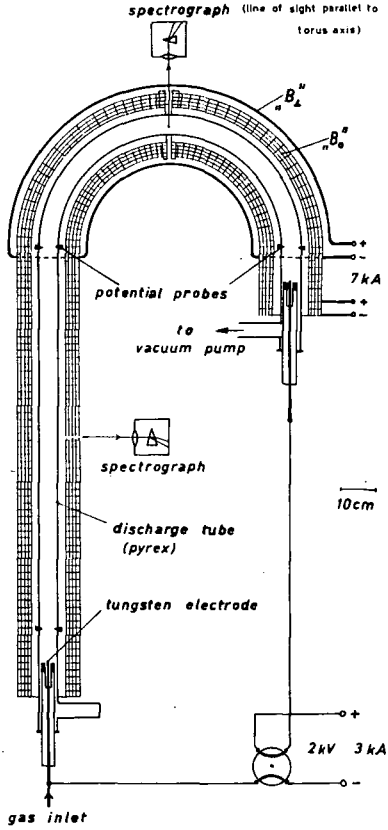


FIG.2. Schematic of AMBIPOL IV.

the longitudinal electric field in the toroidal and linear sections at the same current. This enables the energy balance in the two sections to be compared. Table I lists the most important parameters of the discharge.

The two end electrodes are designed to serve as both anode and cathode, and so the direction of the discharge current can be reversed. The continuously streaming neutral gas (H_2 + 10 % He) was always admitted at the cathode and extracted at the other end of the discharge. The windings denoted by "$B_\perp$" in Fig. 2 produce in addition to the longitudinal magnetic field B_o a transverse magnetic field $\vec{B}_\perp$ (up to 1 kG) parallel to the torus axis. This field can be used together with the main current J_o to shift the discharge channel in the transverse direction as a result of the $\vec{J}_o \times \vec{B}_\perp$ force.

3. Results

a) Calculation of the temperature profile

While the temperature in the linear case is constant on a certain radius r and the temperature maximum is at the centre, the energy balance equation for the toroidal case contains an additional heat flow in the azimuthal direction the divergence of which does not vanish owing to the curvature of the magnetic field and which can cause the isotherms to shift in the Z-direction (Fig. 3). The energy balance equations of a fully ionized plasma were numerically solved for the two temperatures T and T_i.

The two energy equations are:

$$\frac{3}{2} nk \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{s} + \frac{3mnk}{M\tau}(T - T_i) = \sigma E^2 \qquad (1)$$

$$\frac{3}{2} nk \frac{\partial T_i}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{s}_i - \frac{3mnk}{M\tau}(T - T_i) = 0 \qquad (2)$$

$$\vec{s} = -4.67 \frac{nk^2 T c}{eB\omega\tau} \vec{\nabla}_\perp T - 2.3 \frac{nk^2 T \tau}{m} \vec{\nabla}_{\parallel} T + \frac{5}{2} \frac{nk^2 T c}{eB^2} \vec{\nabla} T \times \vec{B}$$

$$\vec{s}_i = -1.45 \frac{nk^2 T_i c}{eB\omega_i \tau_i} \vec{\nabla}_\perp T_i - 5.5 \frac{nk^2 T_i \tau_i}{M} \vec{\nabla}_{\parallel} T_i + \frac{5}{2} \frac{nk^2 T_i c}{eB^2} \vec{\nabla} T_i \times \vec{B}$$

where

n = particle density, T = electron temperature, T_i = ion temperature, B = longitudinal magnetic field, m = electron mass, M = ion-mass, τ = electron-ion collision time, τ_i = ion collision time.

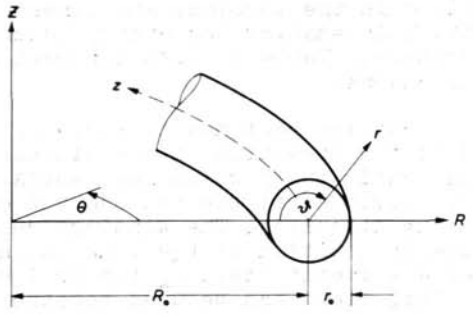


FIG.3. Coordinate system used.

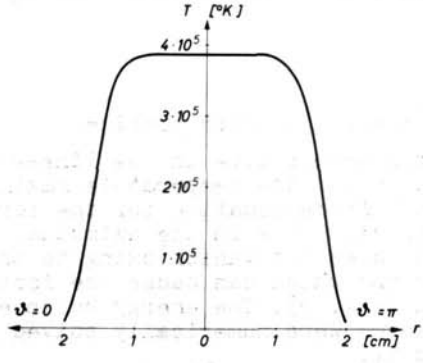


FIG.4. Electron temperature profile at the discharge time t = 0.28 ms.

Numerical solution was made by a time difference method in which the temperature was fixed on the circumference of a circle with radius r_p = 2 cm. The calculations were made for a hydrogen plasma with torus diameter of 60 cm and an external magnetic field of 100 kG. The particle density n = 10^{15} cm^{-3} was assumed constant in both space and time. This entails only a small error in the solution for the temperature profile. This is because the relation between density and temperature gradient (Nernst effect[4]) causes the density to vary very little with the temperature ($n \sim T^{-1/4}$). The electric field, which is constant over the radius, was chosen so that the discharge current density rises in 5 x 10^{-4} sec to 1.6 kA cm^{-2}. Iteration commenced with a uniform temperature distribution of T = 10^4 °K. The temperature profile for this discharge at the time t = 2.7 x 10^{-4} sec is plotted in Fig. 4. The temperature rise is 20 % steeper at the inside wall of the torus ($\vartheta = 0$) than at the outside wall. This shift cannot be due to the $\vec{\nabla}T \times \vec{B}$ term in the energy equation since this term can only cause a shift in the Z direction. The heat flow parallel to the magnetic field, in turn, produces a symmetric temperature profile as a result of the thermal conductivity parallel to the field lines. A temperature balance parallel to the field lines is present because the self-magnetic field of the current is superposed on the longitudinal magnetic field so that magnetic surfaces are formed [4,5] . It is therefore

assumed that it is thermal instabilities that are involved here, these being contained in eqs. (1) and (2). At the time $t = 2.7 \times 10^{-4}$ sec, the rise time of these instabilities is $t_A = 5 \times 10^{-4}$ sec, i.e. a factor of 10 faster than the current rise time. It is being checked whether these instabilities can be avoided by choosing a faster current rise time. In the steady state, the electric field is so small that the stabilizing effect of the thermal conductivity parallel to the magnetic field predominates. The step size was varied to check whether the results are independent of numerical instabilities.

b) Experimental results on temperature distribution

The drift pattern in a toroidal plasma in vacuo with a superposed, uniform magnetic field without rotational transform (i.e. the plasma is forced outward to the vessel wall (cf. [7])) suggests at first glance that in our case the temperature maximum should shift toward the outside wall of the torus. The experimental results for our plasmas with a neutral gas blanket show, however, much more favourable behaviour. From the first spectra recorded (cf. Fig. 5, He II $\lambda = 4686$ Å, He I $\lambda = 4713$ Å) it can be seen that the temperature maximum does not shift outward, but tends rather to be stationary and symmetric, and, in many cases, it is even a little closer (approx. 2 - 3 mm) to the inside wall of the torus.

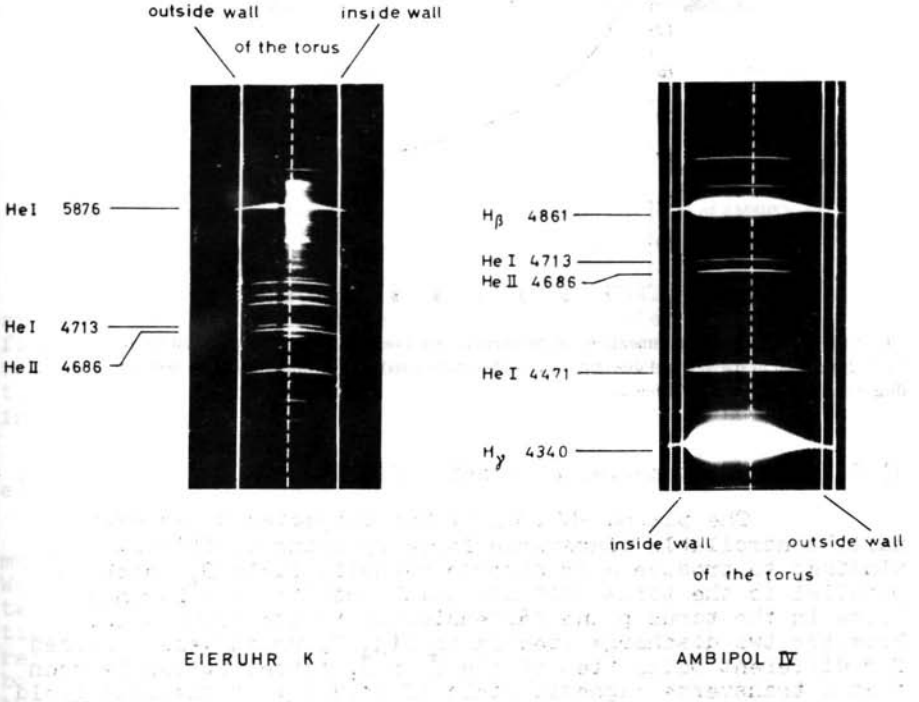


FIG.5. Side-on spectra of EIERUHR K and AMBIPOL IV (line of sight parallel to torus axis).

Short-circuiting of the transverse electric fields at the copper nozzles of the electrodes cannot be the cause of the profile symmetry since the same results were obtained with insulated nozzles.

c) Comparison between linear and toroidal discharges

On comparing the axial temperatures in the linear and toroidal sections of AMBIPOL IV (approx. 70 000 °K) or those in the linear EIERUHR and EIERUHR K (approx. 100 000°K), it is found that the temperatures in the toroidal plasmas are not essentially lower.

The longitudinal electric field strengths in the two sections of AMBIPOL IV agree within the measuring accuracy. They are approx. 2.5 V/cm. The electric field in the EIERUHR K is approx. 10 V/cm, which agrees within the measuring accuracy with that measured in the linear EIERUHR.

It is found that the cross section of the plasma channel in EIERUHR K is a factor of 2 - 2.5 larger in area than the linear EIERUHR and that is not always circular. The shape of the cross section is governed mainly by the filling pressure. The ratio of the transverse dimensions of the plasma cross section is plotted in Fig. 6 as a function of the filling pressure.

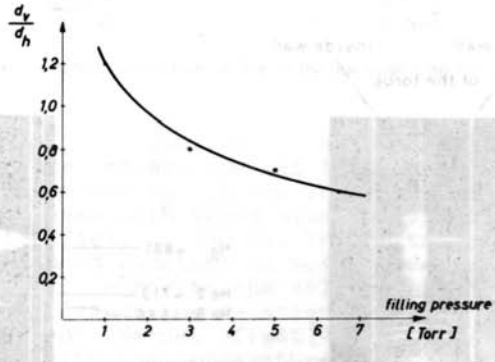


FIG. 6. Ratio of transverse dimensions of the plasma versus neutral gas pressure in EIERUHR K (d_v = dimension in the vertical direction (parallel to torus axis), d_h = dimension in the horizontal direction (parallel to torus radius)).

d) Effect of a transverse magnetic field

The plasma AMBIPOL IV was subjected to an externally controllable transverse force by using additional windings to produce a transverse magnetic field $B_\perp$ which is parallel to the torus axis and which results in a Lorentz force in the torus plane perpendicular to the torus axis. From the two discharge spectra in Fig. 7, which were recorded for different polarities of the $\vec{J}_o \times \vec{B}_\perp$ force, it can be seen that a transverse magnetic field of only 2 % of the main field

is already sufficient to cause a distinct shift of the emission maximum of the He II line λ = 4686 Å and hence of the hot regions of the plasma. For $B_\perp$ = 1 kG, the wall of the torus is destroyed by thermal stress. Whereas the destruction of the wall occurs in each case on that side at which the Lorentz force is directed, the shift of the emission maximum takes the opposite direction (Fig. 7). This suggests that the flow in the plasma (without $B_\perp$ as well) may be of the type found in investigations of the retrograde motion of arcs [8].

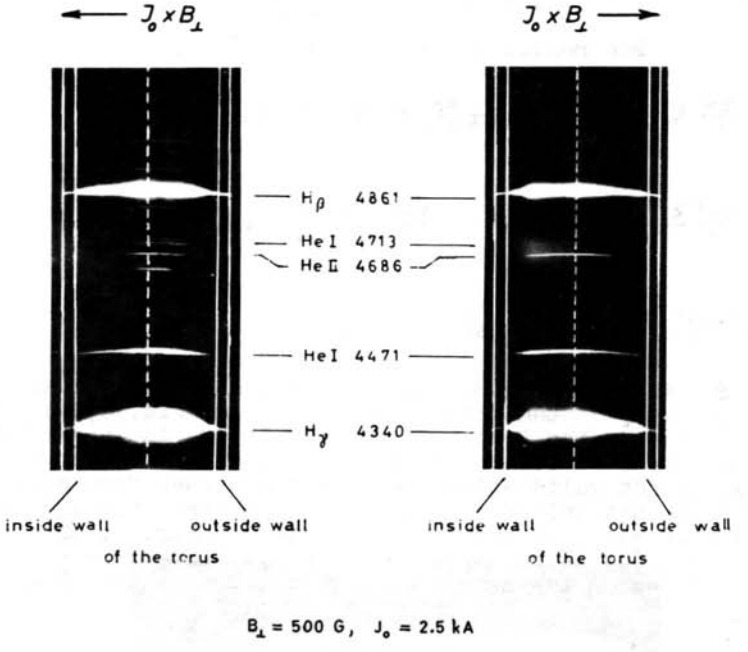


FIG.7. Influence of the transverse magnetic field on the side-on spectrum of AMBIPOL IV.

Any dependence of the longitudinal electric field strength in the toroidal section of the applied transverse field $B_\perp$ is within the present measuring accuracy. The temperature in the maximum apparently drops, however, when the transverse magnetic field is applied (500 G), as can be seen in Fig. 7.

e) Equilibrium of forces and flow in the plasma

Even without a transverse magnetic field, there must be flow in the toroidal plasma to maintain equilibrium. While the position of the plasma column in the TOKAMAK is determined by the repelling forces of the metal wall, the position of the column is governed here by the temperature profile resulting from the energy balance (eqs. (1), (2)) at the given boundary temperature and electric field strength. The temperature distribution together with the current distribution gives

rise to a meridional magnetic field $\vec{B}_\vartheta$, which combines with the longitudinal field to form magnetic surfaces on which the pressure is constant when equilibrium is present. If it is assumed that the density, temperature and B_ϑ depend only on r, the equilibrium here corresponds exactly to the LEVITRON case, the only difference being that here the discharge channel takes the place of the internal conductor. Classical diffusion has been calculated in [9], where the inertia terms in the equation of motion have been neglected. The flow field of a toroidal discharge with temperature gradient was also calculated [5] in a similar manner to that in [9].

The result for the velocity $\vec{v}$ is:

$$v_\theta = \frac{2\pi}{\iota} R_0 \frac{d}{dr}\left(\frac{4\pi^2}{\iota^2} \frac{R_0}{r} \frac{c^2}{\sigma B^2} \frac{dp}{dr}\right) \sin\vartheta + O\left(\frac{r}{R_0}\right) \tag{3}$$

$$v_r = \frac{4\pi^2}{\iota^2} \frac{R_0}{r} \frac{c^2}{\sigma B^2} \frac{dp}{dr} \cos\vartheta - \frac{2\pi^2}{\iota^2} \frac{c^2}{\sigma B^2} \frac{dp}{dr} + O\left(\frac{r}{R_0}\right) \tag{4}$$

$$v_\vartheta = \frac{4\pi^2}{\iota^2} \frac{R_0}{r} \frac{c^2}{\sigma B^2} \frac{dp}{dr} \sin\vartheta + O\left(\frac{r}{R_0}\right) \tag{5}$$

where θ denotes the direction of the longitudinal magnetic field and $\frac{2\pi}{\iota}$ the rotational transform (Fig. 3). In this velocity field, the longitudinal velocity v_θ is largest and diverges for $r \to 0$. At the zero $r = 0$, the solution for v_r and v_ϑ is not valid either because the values from eqs. (4) and (5) are not unique there. The flow pattern for the velocity field of eqs. (4) and (5) is plotted in Fig. 8, the second term in eq. (4) being neglected. The flow lines are circles with their centres on the axis $R = R_0$ that touch at the point $Z = 0$, $R = R_0$.

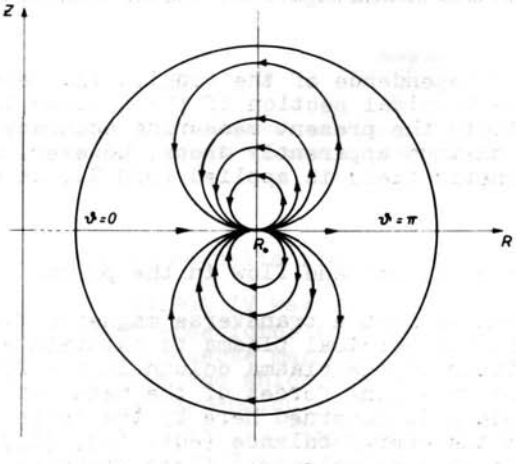


FIG.8. Flow pattern in torus assuming classical diffusion.

This velocity field involves the difficulty that there is permanent mass transport from the outside wall of the torus to the inside wall. It must therefore be assumed that a solution satisfying the boundary conditions is only obtained by taking the inertia terms into account. The energy transport caused by the flow (eqs (4), (5)) is of the order of the thermal conductivity of the electrons, while the total energy loss is governed by the thermal conductivity of the ions. The contribution of the flow to the energy transport in eqs (1) and (2) was therefore neglected in the calculation of the temperature profile.

It was attempted experimentally to measure the flow in the outer region (T = 20 000 °K approx.) of the plasma channel. An estimate showed that the velocity there must be below 10^5 cm/sec. Velocity measurements in the hot region of the plasma are being prepared. The velocities here are expected to be high (velocity of sound).

f) Stability

In this type of discharge ($\beta \approx 10^{-3}$) magnetohydrodynamic instabilities cannot occur [10,11]. As a result of the steep temperature gradients, however, ion temperature driven drift instabilities are to be expected. These should lead to anomalous heat conduction losses, but these only become effective at higher temperatures than those attained experimentally so far [10]. A closed toroidal discharge should make it possible to investigate these anomalous losses at high temperatures (10^6 °K) by optical measurements of the temperature profile.

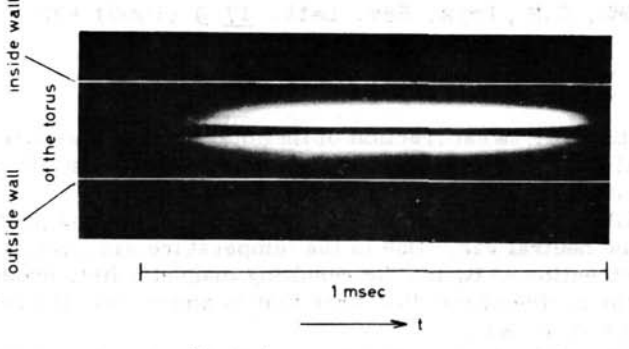


FIG. 9. Streak picture of the discharge in EIERUHR K in the light of He II (4686).

With the discharge parameters of EIERUHR K listed in Table I, no fluctuations in intensity could be observed in streak pictures taken in the light of the He II line λ = 4686 Å and framing pictures taken in the light of the He I line λ = 4471 Å, the camera being directed in each case in two mutually perpendicular directions. As an example, Fig. 9 shows a streak picture of the discharge taken in the direction parallel to the torus axis. (The dark strip in the centre of the picture is caused by an opaque strut inside the field coil).

The results of the calculations and the two experiments arouse hopes of obtaining a stationary high temperature plasma free of MHD instabilities by neutral gas confinement in a closed torus with a superposed magnetic field.

REFERENCES

[1] MAHN, C., RINGLER, H., ZANKL, G. IPP 3/44 (Nov. 1966) (to be published in Z. Naturf. (1968)).

[2] WULFF,H.,Proc.VII.Int.Conf.Phen.Ion.Gas.,Belgr. 1,(1965) 829.

[3] KARGER, F., Z. Naturforschg. 22a (1967) 1890.

[4] BRAGINSKII, S., Reviews of Plasmaphysics, Vol. 1, Consultants Bureau, New York (1965).

[5] FENEBERG, W., Second Europ. Conf. on Nucl. Fusion, Stockholm (1967) (to be published).

[6] KADOMTSEV, B.B., Reviews of Plasma Physics, Vol. 2, Consultants Bureau, New York (1965).

[7] JUNKER, J., Phys. Fluids, 11 3 (1968) 646.

[8] SCHRADE, H.O., ARL 67 - 0119.

[9] PFIRSCH, D., SCHLUTER, A., MPI/PA 7/62.

[10] KADOMTSEV, B.B., Plasma Phys. and Conf. Nucl. Fusion Res., Conf. Proc., Vol. 1, 365, Culham (1965).

[11] BRAAMS, C.M., Phys. Rev. Lett. 17 9 (1966) 470.

DISCUSSION

C.E. NIELSEN: What fraction of the total plasma pressure is supplied by the neutral gas? In the presence of an external magnetic field the plasma pressure must be greater than the neutral pressure.

F. KARGER: Only a very small fraction of the plasma pressure is supplied by the neutral gas. Due to the temperature gradient, a current flows in the direction of B_θ and the resulting magnetic field produces a pressure at the centre of the discharge that is higher than the pressure of the neutral gas at the wall.

C.E. NIELSEN: Did you include the magnetic field drift effect in calculating the energy loss by heat conductivity?

F. KARGER: Yes, we did.

J.C. TERLOUW: Have you observed any influence of potential flow due to combination of the axial gas flow with the radial electric fields? Have you ever performed experiments without gas flow, or have you included potential flow in your theory?

F. KARGER: One of our experimental devices (EIERUHR K) works without neutral gas flow. Since the results for this device are in agreement with those for AMBIPOL IV, we have no reason to assume that axial gas flow affects our plasma and have therefore neglected it in our theory.

ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И СБРОСЫ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В АДИАБАТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ

Б.Б.КАДОМЦЕВ и О.П.ПОГУЦЕ
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

CYCLOTRON INSTABILITY AND ABRUPT PLASMA DENSITY DECREASES IN ADIABATIC TRAPS. Frequently observed phenomena in adiabatic magnetic mirror traps are cyclotron oscillation bursts with ejection of part of the plasma from the trap. Although these phenomena are fairly general, their detailed behaviour is strongly dependent on the actual experimental conditions. In the present paper, which is a theoretical study of cyclotron instability, the authors have in mind experiments which have been carried out by M. S. Ioffe and co-workers and in which cyclotron oscillations of the flute type are observed. The fact that these oscillations have a fairly large wavelength across the field lines conflicts with the theory of cyclotron instability for a homogeneous plasma. The inhomogeneity of the plasma is taken into account by the authors from the very outset. It is shown that surface cyclotron waves in which electron and ion charge separation occurs only near the plasmoid boundary can propagate in such a plasma. As was also observed in the experiments of Ioffe and co-workers, these waves travel along the azimuth in the same direction as the ions. The frequency of the oscillations is close to the upper hybrid ion frequency, and the oscillation build-up mechanism is similar to the negative mass instability. The question of an abrupt decline in plasma density during a cyclotron oscillation burst is discussed. The results obtained are compared with experimental data.

ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И СБРОСЫ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В АДИАБАТИЧЕСКИХ ЛОВУШКАХ. В адиабатических ловушках с магнитными пробками часто наблюдаются вспышки циклотронных колебаний с выбросом некоторой доли плазмы из ловушки. Будучи довольно общим по своей природе, это явление в своих деталях сильно зависит от параметров и конкретных экспериментальных условий. В данной работе, ставящей своей целью теоретическое исследование циклотронной неустойчивости, имеются в виду эксперименты Иоффе с сотрудниками, которые наблюдали циклотронные колебания желобкового типа. Эти колебания имеют достаточно большую длину волны поперек силовых линий, что не согласуется с теорией циклотронной неустойчивости для однородной плазмы. В работе с самого начала учитывается неоднородность плазмы. Показано, что в такой плазме могут распространяться поверхностные циклотронные волны, у которых разделение зарядов электронов и ионов происходит лишь вблизи границы плазменного сгустка. Эти волны бегут по азимуту в ионную сторону, как и наблюдается в экспериментах Иоффе с сотрудниками. Частота колебаний близка к верхней гибридной ионной частоте, а механизм раскачки колебаний аналогичен неустойчивости отрицательной массы. Обсуждается вопрос о сбросе плотности плазмы во время вспышки циклотронных колебаний. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными.

1. ВВЕДЕНИЕ

После того, как в адиабатических ловушках была преодолена желобковая неустойчивость, на первый план выдвинулись неустойчивости, связанные с анизотропией функции распределения удерживаемых в ловушке частиц. При не очень высокой плотности эти неустойчивости проявляются в виде вспышек циклотронных колебаний, сопровождающихся выбросом некоторой доли плазмы из ловушки. В ряде случаев наблюдаемые экспериментально вспышки колебаний можно связать с теоретически предсказываемыми неустойчивостями. Однако полного соответствия между теорией

и экспериментом пока еще установить не удается. Частично это связано с тем, что теоретические исследования, как правило, проводятся в рамках целого ряда упрощающих допущений, таких, как однородность магнитного поля, малая неоднородность плазмы и т.д. Чтобы установить, какие из этих допущений являются наименее безобидными, следует, естественно, обратить внимание на те экспериментальные данные, которые не согласуются с упрощенной теорией.

В данном докладе обсуждаются эксперименты М.С.Иоффе с сотрудниками на установке ПР-5. В этих экспериментах [1-3] наблюдались резкие сбросы плотности плазмы во время вспышек циклотронного излучения. Подробное исследование характеристик ВЧ-колебаний [4] показало, что они представляют собой бегущие по азимуту в сторону вращения ионов возмущения плотности заряда вида $\exp(-i\omega t - im\theta)$, где m соответствует числу волн, укладывающихся по азимуту. Экспериментально было установлено, что сильные сбросы плазмы происходят при раскачке колебаний с $m = 2$. Кроме того, наблюдаются малые скачки, соответствующие модам $m = 3,4$, а иногда возникают небольшие колебания с $m = 1$.

Для всех этих колебаний поперечная длина волны оказывается значительно больше среднего ларморовского радиуса ионов. Но согласно теоретическим представлениям в однородной плазме такие волны должны быть устойчивыми [5]. Грубо говоря, колебания с большой длиной волны не могут различить такие тонкие особенности функции распределения ионов, как анизотропия или наличие выеденного конуса.

В данной работе с самого начала учитывается неоднородность плазмы и магнитного поля. Как будет показано ниже, за счет продольной неоднородности магнитного поля появляется возможность развития неустойчивости типа отрицательной массы [6-8]. Эта неустойчивость должна проявляться в развитии поверхностных волн, бегущих в ионную сторону, как и наблюдается экспериментально.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В ловушке ПР-5 плазма представляет собой сгусток сравнительно небольших размеров, расположенный в центре ловушки. Его продольная длина l около 30 см, а распределение плотности по радиусу может быть аппроксимировано экспонентой $n_0 = \text{const}\ \exp(-r/r_0)$, где $r_0 \approx 3$ см. В области, занятой плазмой, магнитное поле можно считать слабо неоднородным, так что его зависимость от продольной координаты z может быть аппроксимирована параболой

$$H = H_0\left(1 + \frac{z^2}{L^2}\right) \qquad (2.1)$$

а зависимостью H от поперечных координат r,θ вообще можно пренебречь. Следует заметить, что в рассматриваемом здесь случае плазмы с малым средним ларморовским радиусом ионов поперечная неоднородность поля вообще является менее существенной, чем продольная.

Как известно, в магнитном поле пробочной конфигурации (2.1) частицы совершают продольные колебания за счет отражения от "магнитных зеркал". Мы учтем этот эффект в дрейфовом приближении и тогда для

описания поведения ионов в ловушке получим следующее упрощенное кинетическое уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial t}f + (\vec{v}_\perp\nabla)f + v_z\frac{\partial}{\partial z}f - \frac{\partial H}{H\partial z}\frac{v_\perp^2}{2}\frac{\partial}{\partial v_z}f + \frac{e}{M}\left(-\nabla\varphi + \frac{1}{c}[\vec{v}\vec{H}]\right)\frac{\partial}{\partial \vec{v}}f = 0 \qquad (2.2)$$

В этом уравнении мы учли изменение продольной скорости за счет отражения от пробок, но пренебрегли изменением поперечной энергии частиц при движении вдоль силовых линий, предполагая, что $v_z^2 \ll v_\perp^2$ и, следовательно, $v_\perp^2 \approx v^2 = \text{const}$, в отсутствие электрических полей. В ловушке ПР-5, например, поперечная энергия более чем на порядок превосходит продольную, так что это приближение вполне оправдано.

В уравнении (2.2) удобно перейти к новым переменным. Для описания продольных колебаний мы введем переменные λ, β типа действие–угол, связанные соотношениями:

$$z = \lambda\sin\beta$$
$$v_z = \Omega\lambda\cos\beta \qquad (2.3)$$

где $\Omega = v_\perp/L$ – частота продольных колебаний, а λ имеет смысл положения точки поворота, где $v_z \approx 0$, т.е. $\beta = \pi/2$. Очевидно, что $\lambda^2 = z^2 + v_z^2/\Omega^2$. Кроме того, в пространстве скоростей введем полярные (точнее, цилиндрические) координаты, так что для радиальной v_r, и азимутальной v_θ компонент в обычной цилиндрической системе координат r, θ, z будем иметь $v_r = v_\perp\cos\alpha$, $v_\theta = v_\perp\sin\alpha$.

В этих переменных с учетом того, что $\frac{\partial H}{H\partial z} \approx \frac{2z}{L^2}$, уравнение (2.2) запишется в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}f + (\vec{v}_\perp\nabla)f + \Omega\frac{\partial}{\partial\beta}f - \omega_H\frac{\partial}{\partial\alpha}f = \frac{e}{M}\nabla_\perp\varphi\frac{\partial}{\partial\vec{v}_\perp}f \qquad (2.4)$$

где $\Omega = \frac{v_\perp}{L}$, $\omega_H = \frac{eH}{Mc} = \frac{eH_0}{Mc}\left(1 + \frac{\lambda^2}{L^2}\sin^2\beta\right)$

Учитывая, что в дальнейшем мы будем рассматривать колебания только желобкового типа с потенциалом, не зависящим от z, мы опустили слагаемое $\frac{e}{M}\frac{\partial\varphi}{\partial z}\frac{\partial}{\partial v_z}f$ в правой части этого уравнения.

Из уравнения (2.4) явно видно, что в отсутствие электрического поля частицы совершают колебания с частотой Ω вдоль силовых линий и вращаются по азимуту α в пространстве скоростей с зависящей от продольной координаты z циклотронной частотой ω_H.

Наличие двух угловых переменных α и β несколько усложняет математическую сторону задачи. Чтобы это усложнение не затенило физическую картину, мы рассмотрим сначала некоторый предельный случай очень быстрых продольных колебаний, т.е. устремим Ω к ∞. Это означает, во-первых, что частота Ω должна быть много больше, чем изменение частоты $\Delta\omega_H$ на длине l плазменного сгустка $\Delta\omega_H \sim \omega_H l^2/L^2$, т.е. $\rho_i = \frac{v_i}{\omega_i} > l^2/L$. Во-вторых, Ω должна быть больше расстройки $\Delta\omega$, т.е. отклонения частоты колебаний ω от ω_H, поскольку для рассматриваемых ниже колебаний вида $f' \sim \exp(-i\omega t + i\alpha)$ именно эта величина характеризует порядок малости суммы первого и последнего членов в левой час-

ти уравнения (2.4). В установке ПР-5 как $\Delta\omega_H$, так и $\Delta\omega$ имеют порядок величины Ω, так что рассматриваемое приближение $\Omega\to\infty$ является скорее модельным, чем соответствующим реальным условиям. Тем не менее, мы им воспользуемся, поскольку не изменяя существенно физики явления, оно сильно упрощает все последующие выкладки. Более общий случай будет рассмотрен в разделе 5.

При $\Omega\to\infty$ в нулевом приближении f не зависит от β. Из условия разрешимости следующего приближения, которое сводится к обращению в нуль усредненного по Ω уравнения (2.4) находим:

$$\frac{\partial}{\partial t}f + (\vec{v}_\perp\nabla)f - \langle\omega_H\rangle\frac{\partial}{\partial\alpha}f = \frac{e}{M}\nabla_\perp\varphi\left\langle\frac{\partial}{\partial\vec{v}_\perp}f\right\rangle \qquad (2.5)$$

где $f=f(v_\perp,\alpha,\vec{r}_\perp,\lambda,t)$, а под $\langle\omega_H\rangle$ следует понимать усредненную по β циклотронную частоту $\langle\omega_H\rangle = \frac{eH_0}{Mc}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\lambda^2}{L^2}\right)$. Что касается угловых скобок в правой части, то они введены в связи с тем, что $\frac{\partial}{\partial\vec{v}_\perp}f$, кроме производной по явной переменной, $\vec{v}_\perp$, содержит еще производную $\frac{\partial}{\partial\lambda}f\cdot\frac{\partial\lambda}{\partial\vec{v}_\perp} = -\frac{\vec{v}_\perp}{v_\perp^2}\lambda\omega^2\beta\frac{\partial}{\partial\lambda}f$, среднее по β от которой равно $-\frac{\vec{v}_\perp}{2v_\perp^2}\lambda\frac{\partial}{\partial\lambda}f$, так что $\left\langle\frac{\partial}{\partial\vec{v}_\perp}f\right\rangle = \left(\frac{\partial}{\partial\vec{v}_\perp} - \frac{\lambda\vec{v}_\perp}{2v_\perp^2}\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)f$.

Второй член в левой части уравнения (2.5) пропорционален малому параметру ρ_i/a, где ρ_i – средний ларморовский радиус, а – характерный поперечный размер плазмы или поперечная длина волны колебаний, однако при вычислении возмущенной плотности непосредственно из функции распределения его необходимо учитывать. Задачу можно существенно упростить, если вместо плотности вычислить с помощью функции распределения ток $n\vec{v}$, а затем найти возмущенную плотность из уравнения непрерывности. При таком подходе малые члены, связанные с пространственным градиентом функции распределения в уравнении (2.5), можно опустить. В результате мы приходим к совсем простому уравнению

$$\frac{\partial}{\partial t}f - \langle\omega_H\rangle\frac{\partial}{\partial\alpha}f = \frac{e}{M}\left(\nabla_\perp\varphi\frac{\partial}{\partial\vec{v}_\perp}f - \frac{1}{2}(\vec{v}_\perp\nabla_\perp\varphi)\frac{\lambda}{v_\perp^2}\frac{\partial}{\partial\lambda}f\right) \qquad (2.6)$$

в котором переменная $\vec{r}$ в f может рассматриваться как некоторый параметр.

Для определения самосогласованного потенциала φ теперь удобно воспользоваться уравнением Пуассона, предварительно продифференцировав его по времени и выразив производные плотности dn/dt из уравнения непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta\varphi = 4\pi e\,\mathrm{div}\,n(\vec{v}_i - \vec{v}_e) \qquad (2.7)$$

Как уже было сказано выше, правую часть (2.7) теперь можно вычислять с помощью функции (2.6). Другими словами, уравнения (2.6), (2.7) совместно с уравнениями движения для электронов вполне достаточны для описания желобковых колебаний с циклотронной частотой и с большой поперечной длиной волны.

Что касается электронов, то в ионногорячей плазме их можно считать холодными, и соответственно для их описания можно воспользоваться гидродинамическими уравнениями движения:

$$m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt} = e\nabla\varphi - \frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}] \tag{2.8}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div} n\vec{v}_e = 0 \tag{2.9}$$

Предположим, что в равновесном состоянии электрическое поле отсутствует, а плотность электронов $n_e = n_0$ и совпадает с плотностью ионов. В линейном приближении электронный ток $\vec{j}_e = en_0\vec{v}_e$, так что для его определения достаточно найти $\vec{v}_e$. Из продольной компоненты уравнения движения (2.8) для колебаний вида $\exp(-i\omega t)$ находим $v_{ze} = i\frac{e}{m_e\omega}\frac{\partial\varphi}{\partial z}$, а для поперечного движения достаточно ограничиться дрейфовым приближением:

$$\vec{v}_{\perp e} = c\frac{[\vec{h}\nabla\varphi]}{H} \tag{2.10}$$

где $\vec{h} = \vec{H}/H$ – единичный вектор, направленный вдоль оси z. Подставляя эти выражения в (2.7), получим:

$$-i\omega\Delta\varphi = 4\pi e \operatorname{div}\int\vec{v}f\,d\vec{v} - \operatorname{div}\frac{4\pi n_0 c}{H}[\vec{h}\nabla\varphi] - i\frac{\partial}{\partial z}\frac{\omega_{0e}^2}{\omega}\frac{\partial}{\partial z}\varphi \tag{2.11}$$

где $\omega_{0e}^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e}$ – квадрат ленгмюровской частоты.

В плотной плазме ленгмюровская частота значительно больше всех характерных частот. В ловушке ПР-5, например, ω_{0e}^2 более чем на три порядка превышает квадрат частоты колебаний $\omega^2 \approx \omega_H^2$. Следовательно, как видно из (2.11), внутри плазмы $\partial\varphi/\partial z \approx 0$, т.е. потенциал φ должен быть почти постоянным вдоль силовых линий, вплоть до таких значений $z = l_0/2$, где плазменная частота ω_{0e} становится порядка ω и происходит переход к вакууму (вне плазмы $\Delta\varphi = 0$, так что потенциал φ быстро спадает на расстояниях порядка $\Delta z \sim 1$, где $k_\perp^{-1}$ – поперечное волновое число). Учитывая это обстоятельство, усредним уравнение (2.11) по z на длине l_0, где $\varphi = \text{const}$ вдоль z.

Тогда мы получим из (2.11):

$$-i\omega\Delta_\perp\varphi = 4\pi e \operatorname{div}\int\frac{dz}{l_0}\int\vec{v}_\perp f'\,d\vec{v} - \operatorname{div}\frac{4\pi e\bar{n}_0 c}{H}[\vec{h}\nabla\varphi] \tag{2.12}$$

где $\bar{n}_0 = \int\frac{dz}{l_0}n_0$, f' – возмущение функции распределения.

Так как l_0 определяется областью, где имеется редкая плазма с плотностью, соответствующей соотношению $\omega_{0e}^2 \geq \omega_{Hi}^2$, где l_0 может быть в несколько раз больше характерного размера плазмы l, что следует иметь в виду в дальнейшем.

Чтобы получить замкнутое уравнение для потенциала φ малых колебаний, необходимо в (2.12) выразить возмущение функции распределения f' через φ. Для этого обратимся к уравнению (2.6). В равновесии $\varphi = 0$ и, следовательно, $f = f_0$ не зависит от α. В линейном приближении для возмущения потенциала вида $\varphi(r)\exp(-i\omega t - im\vartheta)$ правая часть (2.6) будет содержать зависимость от α только в виде $\left(\cos\alpha\frac{\partial\varphi}{\partial r} - \sin\alpha\frac{im}{r}\varphi\right)$ поэтому f' можно искать в виде:

$$f' = f_1\cos\alpha + f_2\sin\alpha \tag{2.13}$$

Подставляя это выражение в линеаризованное уравнение (2.6), находим:

$$f_1 = \frac{i}{\omega^2 - \langle\omega_H\rangle^2}\left\{\omega\frac{\partial\varphi}{\partial r} + \langle\omega_H\rangle\frac{m}{r}\varphi\right\}\frac{e}{M}\left(\frac{\partial}{\partial v_\perp} - \frac{\lambda}{2v_\perp}\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)f_0 \tag{2.14}$$

$$f_2 = \frac{i}{\omega^2 - \langle\omega_H\rangle^2}\left\{\omega\frac{m}{r}\varphi + \langle\omega_H\rangle\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right\}\frac{e}{M}\left(\frac{\partial}{\partial v_\perp} - \frac{\lambda}{2v_\perp}\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)f_0 \tag{2.15}$$

Мы ищем колебания с частотой, близкой к циклотронной, т.е. $\omega \approx \langle\omega_H\rangle$, либо $\omega \approx -\langle\omega_H\rangle$. Если считать m положительным, то частота $\omega \approx -\langle\omega_H\rangle$ отвечает волнам, бегущим в положительную сторону по азимуту θ, т.е. вращающимся в электронную сторону, а частота $\omega = +\langle\omega_H\rangle$ соответствует волнам, бегущим в ионную сторону. При отрицательных m, положительные и отрицательные частоты меняются ролями. Как мы увидим ниже, и это соответствует экспериментальным данным, циклотронные волны бегут в сторону вращения ионов. Поэтому мы примем для определенности $\omega \approx +\langle\omega_H\rangle$, и тогда распространению волн в ионную сторону будут соответствовать положительные m, а в электронную – отрицательные. Как видно из формул (2.14),(2.15), возмущение функции распределения ионов при этом пропорционально $\left(\frac{\partial\varphi}{\partial r} + \frac{m}{r}\varphi\right)$. Подставляя выражения (2.14), (2.15) в уравнение (2.12), мы получим уравнение для потенциала малых циклотронных колебаний плазмы. Так как выражения для f_1 и f_2 содержат малый знаменатель $\omega^2 - \langle\omega_H\rangle^2$, то при заданной величине вклад возмущения плотности ионов в (2.12) в $\omega_H/\Delta\omega$ раз больше вклада электронов, и поэтому вторым слагаемым в правой части (2.12) можно пренебречь. Другими словами, колебания можно считать чисто ионными при неподвижных электронах. В этом приближении уравнение для φ имеет вид:

$$\Delta_\perp\varphi = \frac{1}{r}\frac{d}{dr}rN\left(\frac{d\varphi}{dr} + \frac{m}{r}\varphi\right) - N\frac{m}{r}\left(\frac{d\varphi}{dr} + \frac{m}{r}\varphi\right) \tag{2.16}$$

где

$$N = -\frac{1}{2}\int\frac{dz}{l_0}\int d\bar{v}\,\frac{\omega_{0i}^2 v_\perp}{\omega^2 - \langle\omega_H\rangle^2}\frac{d}{dv_\perp}\left(\frac{f_0}{n_0}\right) \tag{2.17}$$

В этом выражении $\omega_{0i}^2 = \frac{4\pi e^2 n_0}{M}$, f_0 – равновесная функция распределения ионов, $\frac{d}{dv_\perp} = \frac{\partial}{\partial v_\perp} - \frac{\lambda}{2v_\perp}\frac{\partial}{\partial \lambda}$, l_0 – длина области, где $\omega_{0e}^2 > \omega_{Hi}^2$. Для простоты мы считаем l_0 не зависящей от $\vec{r}_\perp$.

Заметим, что поскольку f_0 является функцией от $v_\perp$ и λ, не зависящей от β, то в (2.17) можно произвести замену переменных с учетом $dz\, dv_z = \Omega \lambda\, d\lambda\, d\beta$. После интегрирования по β получим:

$$N = -\frac{\pi}{l_0}\int \frac{4\pi e^2 \Omega}{M(\omega^2 - \langle\omega_H^2\rangle)} \frac{df_0}{dv_\perp} v_\perp d\vec{v}_\perp \lambda\, d\lambda \qquad (2.18)$$

где $d\vec{v}_\perp = 2\pi v_\perp dv_\perp$, $\Omega = \frac{v_\parallel}{L}$.

3. ЦИКЛОТРОННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

В уравнении (2.16) N является функцией r, так что его точное решение представляет определенные трудности. Поэтому мы рассмотрим сначала простейший пример однородного цилиндра радиуса a с N = const при $r \le a$ и N = 0 при $r > a$. Кроме того, допустим, что плотность плазмы невелика, так что $\overline{\omega_{0i}^2} = \frac{1}{l_0}\int \omega_{0i}^2\, dz \ll \omega_H^2$.

На этом примере мы увидим, что неоднородная плазма обладает новой ветвью поверхностных волн, которые могут заметно отличаться от объемных колебаний однородной плазмы.

Чтобы еще больше упростить задачу, допустим, что ионы холодные, а магнитное поле почти однородно. Тогда, считая в (2.17) $\omega_H^2 = \text{const}$, после интегрирования по частям получим

$$N = N_0 = \frac{\overline{\omega_{0i}^2}}{\omega^2 - \omega_H^2} \qquad (3.1)$$

и уравнение (2.16) запишем в виде:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr} r\left(1 - N_0\right)\left(\frac{d\varphi}{dr} + \frac{m}{r}\varphi\right) - \frac{m}{r}\left(1 - N_0\right)\left(\frac{d\varphi}{dr} + \frac{m}{r}\varphi\right) = 0 \qquad (3.2)$$

Это уравнение, как нетрудно видеть, имеет решение внутри плазмы $\varphi = r^{|m|}$, а снаружи $\varphi = r^{-|m|}$. Интегрируя его по тонкому слою на границе плазмы, получаем условие сшивки производных на границе, которое приводит к дисперсионному соотношению:

$$-2 + \frac{\overline{\omega_{0i}^2}}{\omega^2 - \omega_H^2} = -\frac{m}{|m|}\frac{\overline{\omega_{0i}^2}}{\omega^2 - \omega_H^2} \qquad (3.3)$$

Отсюда видно, что при отрицательных m удовлетворить дисперсионному уравнению нельзя, а при $m > 0$ получаем:

$$\omega = \omega_H + \frac{1}{2}\frac{\overline{\omega_{0i}^2}}{\omega_H} \qquad (3.4)$$

Так как мы условились считать ω близким к $+\omega_H$, то положительным m соответствует волна, распространяющаяся в ионную сторону. Другими словами, при учете границы остаются только волны, бегущие в ионную сторону. При $\omega_{0i}^2 \ll \omega_H^2$ частота этой волны действительно близка к циклотронной.

Сама волна имеет вид поверхностной волны – ионный заряд в таких колебаниях выступает только на поверхности плазменного цилиндра.

Вернемся теперь к уравнению (2.16) для общего случая произвольной зависимости N от r и при этом m будем считать положительным. Уравнение (2.16) имеет решение $\varphi = r^{-m}$. Пользуясь этим, нетрудно найти с помощью подстановки $\varphi = r^m u(r)$ второе решение:

$$\varphi = \frac{1}{r^m}\int \frac{r^{2m-1}}{N-1}\,dr \qquad (3.5)$$

Это решение ведет себя нужным образом при $r \to 0$, а именно, $\varphi \sim r^m$. Обозначим через r_0 положение точки, дальше которой N становится заметно меньше единицы. Тогда снаружи от плазмы $\varphi \approx \varphi(r_0) - \frac{r^{2m} - r_0^{2m}}{2m r^m}$

Пусть b есть радиус кожуха, где потенциал обращается в нуль. Если $b^{2m} \gg r_0^{2m}$, то приближенно значение потенциала φ в точке r_0 должно быть равно

$$\varphi(r_0) \approx \frac{b^m}{2m} \qquad (3.6)$$

Сравнивая это значение с (3.5), мы видим, что N должно быть близко к единице на некотором участке Δr вблизи r_0, а именно, из условия

$\frac{r_0^{m-1}\Delta r}{\langle N-1\rangle} = \varphi_0 \approx \frac{b^m}{2m}$ находим, что на участке Δr разность $\langle N-1\rangle$ должна быть порядка

$$\langle N-1\rangle \approx 2m\left(\frac{r_0}{b}\right)^m \frac{\Delta r}{r_0} \qquad (3.7)$$

Так как $r_0/b < 1$, то разность $\langle N-1\rangle$ должна быть значительно меньше величины $\Delta r/r_0$, которую было бы естественно ожидать при линейной зависимости N от r.

Если условие (3.7) выполняется, то в плазме возможны колебания типа поверхностных волн, локализованные вблизи точки $r = r_0$, где $N = 1$. Условие $N = 1$ мы будем рассматривать как приближенное дисперсионное соотношение для таких колебаний (для распределения в виде "столбика", как это следует из (3.3), условие $N = 1$ является точным).

Это условие можно также получить из интегрального соотношения. Для этого умножим (2.16) на $\varphi^* r dr$ и проинтегрируем по r. После интегрирования по частям с учетом $\varphi(b) = 0$, получим:

$$\int_0^b (N-1)\left|\frac{d\varphi}{dr} + \frac{m}{r}\varphi\right|^2 r\,dr = 0 \qquad (3.8)$$

Отсюда видно, что потенциал φ должен быть мал в области, где N значительно больше единицы, т.е. колебания должны иметь максимальную амплитуду вблизи N = 1.

4. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ МАССЫ

Рассмотрим теперь более подробно дисперсионное соотношение N = 1, где N дается формулой (2.18). Учитывая, что $\omega \approx \langle \omega_H \rangle$, мы представим его в виде:

$$1 + \frac{2\pi^2 e^2}{M\omega_H^0 L l_0} \int \left(\frac{\partial f_0}{\partial v_\perp} - \frac{\lambda}{2v_\perp} \frac{\partial f_0}{\partial \lambda} \right) \frac{v_\perp^2 \, d\vec{v}_\perp \lambda \, d\lambda}{\omega - \langle \omega_H \rangle} \approx 0 \qquad (4.1)$$

где $d\vec{v}_\perp = 2\pi v_\perp dv_\perp$, $\langle \omega_H \rangle = \omega_H^0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{L^2} \right)$ – средняя циклотронная частота, $\omega_H^0 = \frac{eH_0}{Mc}$, а λ соответствует координате точки отражения от магнитной пробки. Проинтегрируем (4.1) по частям по $v_\perp$. Произведя некоторую перегруппировку членов, представим затем (4.1) в виде:

$$1 - \frac{2\pi e^2}{M\omega_H^0} \int \left\{ F_0 + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\lambda F_0}{4} \right) \right\} \frac{d\lambda}{\omega - \langle \omega_H \rangle} = 0 \qquad (4.2)$$

где $F_0(\lambda) = \int f_0 \frac{2\pi \Omega \lambda}{l_0} d\vec{v}_\perp$ имеет смысл функции распределения частиц по λ, так что $\int F_0 \, d\lambda = \bar{n}_0 = \int n_0 \frac{dz}{l_0}$.

Заметим еще, что, поскольку $v_z = \Omega \sqrt{\lambda^2 - z^2}$, плотность n_0 связана с F_0 соотношением:

$$n_0(z) = 2 \int_z^\infty \int f_0 \, d\vec{v}_\perp \frac{\Omega \lambda \, d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - z^2}} = \frac{l_0}{\pi} \int_z^\infty \frac{F_0(\lambda) \, d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - z^2}} \qquad (4.3)$$

где множитель 2 перед первым интегралом учитывает вклад от области $-\infty < z < -z$. Усреднение (4.3) по z на длине l_0 снова приводит к соотношению $\bar{n}_0 = \int F_0 \, d\lambda$. Соотношение (4.3) можно рассматривать как интегральное уравнение для F_0, которое можно свести к уравнению Абеля. Его решение дается соотношением:

$$F_0(\lambda) = -2\lambda \frac{d}{d\lambda} \lambda \int_\lambda^\infty \frac{n_0(z) \, dz}{l_0 z \sqrt{z^2 - \lambda^2}} \qquad (4.3a)$$

Отсюда по известной экспериментально зависимости $n_0(z)$ можно восстановить $F_0(\lambda)$.

Рассмотрим сначала простейший случай монохроматического по λ распределения: $F_0 = \bar{n}_0 \delta(\lambda - l)$, где l – длина плазменного сгустка. В этом случае уравнение (4.2) существенно упрощается, а именно, оно становится алгебраическим:

$$1 - \frac{2\pi e^2 \bar{n}_0}{M\omega_H^0}\left\{\frac{1}{\omega - \langle\omega_H\rangle} - \frac{1}{(\omega - \langle\omega_H\rangle)^2}\frac{l}{4}\frac{d\langle\omega_H\rangle}{dl}\right\} = 0 \qquad (4.4)$$

где $\langle\omega_H\rangle = \omega_H^0\left(1 + \frac{1}{2}\frac{l^2}{L^2}\right)$, $\frac{d\langle\omega_H\rangle}{dl} = \frac{l}{L^2}\omega_H^0$

Вводя обозначения $\nu = (\omega - \langle\omega_H\rangle)/\omega_H^0$, $\rho = \pi e^2 \bar{n}_0 / M\omega_H^2$, мы запишем его его в виде:

$$\nu^2 - 2\rho\nu + \frac{\rho}{2\omega_H^0}\frac{d\langle\omega_H\rangle}{dl} = 0 \qquad (4.5)$$

Отсюда видно, что при $\frac{d\langle\omega_H\rangle}{dl} > 0$, как имеет место в рассматриваемом нами случае, уравнение (4.5) имеет комплексные корни, если $\rho < \frac{l}{2\omega_H^0}\frac{d\langle\omega_H\rangle}{dl} = \frac{l^2}{2L^2}$, т.е.

$$\frac{\overline{\omega_{0i}^2}}{\omega_H^2} = \frac{4\pi\bar{n}_0 M c^2}{H_0^2} < 2\frac{l^2}{L^2} \qquad (4.6)$$

Если вместо усредненной по длине l_0 плотности холодной плазмы ввести в рассмотрение плотность горячей плазмы n_0 и учесть, что $\bar{n}_0 \approx ln_0/l_0$, то условие неустойчивости (4.6) можно представить в виде

$$\frac{\omega_{0i}^2}{\omega_H^2} < \frac{2l_0 l}{L^2} \qquad (4.7)$$

Величина l_0 может быть порядка L, так что согласно (4.7) неустойчивость может развиваться, если ω_{0i}^2 становится меньше или порядка $\omega_H^2 l/L$. При этом на границе устойчивости частота колебаний равна $\omega = \langle\omega_H\rangle + \frac{1}{2}\frac{\overline{\omega_{0i}^2}}{\omega_H} \approx \langle\omega_H\rangle + \frac{l^2}{L^2}\omega_H^0$. При малой плотности частота колебаний близка к $\langle\omega_H\rangle$, так что в фигурных скобках (4.4) первое слагаемое много меньше второго, и дисперсионное уравнение принимает вид:

$$1 + \frac{4\pi e^2 \bar{n}_0}{M(\omega - \langle\omega_H\rangle)^2}\frac{l}{8\omega_H^0}\frac{d\langle\omega_H\rangle}{dl} = 0 \qquad (4.8)$$

Сравним это уравнение с дисперсионным соотношением для ленгмюровских колебаний холодной электронной плазмы:

$$1 - \frac{4\pi e^2 n_0}{m_e\omega^2} = 0 \qquad (4.9)$$

где m_e – масса электрона, ω – частота колебаний.

Как видим, уравнение (4.8) сходно с (4.9). При $\frac{d\langle\omega_H\rangle}{dl}$ они различаются знаком при втором слагаемом, т.е. в (4.8) масса частиц как бы отрицательна, и поэтому кулоновские силы отталкивания приводят не к колебаниям, а к образованию сгустков частиц. Эта неустойчивость называется неустойчивостью отрицательной массы [6-8]. Она связана со следующим физическим механизмом.

Пусть частота колебаний близка к циклотронной. Тогда ионы плазмы могут эффективно обмениваться энергией с волной, причем, в зависимости от фазы, ионы могут либо отбирать, либо отдавать энергию волне. Те ионы, которые приобретают поперечную энергию, будут испытывать отражения в магнитных пробках при меньшей величине магнитного поля, и их средняя частота $\langle\omega_H\rangle$ уменьшается. Наоборот, ионы, теряющие энергию, заходят дальше в пробки и увеличивают $\langle\omega_H\rangle$. Другими словами, производная $\frac{d}{dW_\perp}\langle\omega_H\rangle < 0$, где $W_\perp = \frac{Mv_\perp^2}{2}$ – поперечная энергия. Этот эффект, эквивалентный отрицательности массы ионов, и приводит к неустойчивости. Если рассмотреть движение ионов по фазе α, то нетрудно установить, что при $\frac{d}{dW_\perp}\langle\omega_H\rangle < 0$ кулоновские силы отталкивания приводят как бы к притяжению частиц в пространстве скоростей и их бунчировке по фазе α. Внешне такие бунчированные по фазе ионы проявляют себя как циклотронные колебания.

Вернемся теперь к уравнению (4.2) и рассмотрим общий случай произвольной функции распределения $F_0(\lambda)$. В этом уравнении, как обычно, в знаменателе $\omega - \langle\omega_H\rangle$ частоту ω следует считать находящейся в верхней полуплоскости комплексного переменного ω, что эквивалентно либо учету малого затухания, либо решению задачи с начальными данными преобразованием Лапласа. Это значит, что интегрирование особенности в (4.2) следует проводить в смысле замены $1/\omega - \langle\omega_H\rangle$ на $P./\omega - \langle\omega_H\rangle - i\pi\delta(\omega - \langle\omega_H\rangle)$, где P означает главное значение.

Рассмотрим, как будет изменяться частота ω при изменении плотности $\bar{n}_0$. При достаточно большой плотности частота колебаний ω велика и полюс $\omega = \langle\omega_H\rangle$ будет приходиться на столь большие λ, где F_0 мала. В этом случае при интегрировании $P/\omega - \langle\omega_H\rangle$ можно приближенно вынести $\omega - \langle\omega_H\rangle$ из под интеграла при некотором среднем значении $\omega - \langle\bar{\omega}_H\rangle$, т.е. получим:

$$1 - \frac{\overline{\omega_{0i}^2}}{2\omega_H^0(\omega - \langle\bar{\omega}_H\rangle)} + i\pi\frac{2\pi e^2}{M\omega_H^0}\int\delta(\omega - \langle\omega_H\rangle)\left\{F_0 + \frac{\partial}{\partial\lambda}\left(\frac{\lambda F_0}{4}\right)\right\}d\lambda = 0 \qquad (4.10)$$

Считая мнимую часть малой, находим приближенно:

$$\omega = \langle\bar{\omega}_H\rangle + \frac{\overline{\omega_{0i}^2}}{2\omega_H^0} - i\frac{\pi^2 e^2 \omega_{0i}^2}{M\omega_H^{02}}\int\delta(\omega - \langle\omega_H\rangle)\left\{F_0 + \frac{\partial}{\partial\lambda}\left(\frac{\lambda F_0}{4}\right)\right\}d\lambda \qquad (4.11)$$

Отсюда видно, что знак мнимой части ω, т.е. инкременты $\gamma = \mathrm{Im}\,\omega$, определяется знаком фигурной скобки под интегралом. Если эта скобка отрицательна, т.е. F_0 убывает с λ быстрее, чем λ^{-5}, то при некоторой плотности $\bar{n}_0$, когда частота колебаний ω совпадает с частотой $\langle\omega_H\rangle$,

отвечающей соответствующим значениям λ, где $\frac{\partial}{\partial\lambda}(\lambda^5 F_0)<0$, должна иметь место раскачка колебаний. Другими словами, любое достаточно быстрое спадающее с λ распределение F_0 должно приводить к неустойчивости. При этом неустойчивость должна иметь место лишь в некотором интервале плотностей: при очень большой плотности частота ω настолько велика, что не может осуществляться резонанс $\omega = \langle\omega_H\rangle$, а при достаточно малой плотности резонанс должен попадать в область, где F_0 не очень сильно убывает с λ, т.е. колебания становятся затухающими. Область неустойчивых плотностей, как нетрудно видеть, соответствует условию $\frac{\omega_{0i}^2}{\omega_H^2} \sim \frac{\Delta\omega_H}{\omega_H} \sim \rho^2/L^2$, что согласуется с критическим значением плотности (4.6), полученным для монохроматического распределения по λ.

Таким образом, при δ – образном распределении $F_0(\lambda)$ неустойчивость должна иметь место при любой плотности $\bar{n}_0$, меньшей критической (4.6), при уширении $F_0(\lambda)$ появляется еще нижняя предельная плотность, а если распределение $F_0(\lambda)$ является настолько плавным, что всюду F_0 убывает с λ медленнее, чем λ^{-5}, рассматриваемая неустойчивость полностью стабилизируется.

5. УЧЕТ ПРОДОЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ИОНОВ

Всюду выше мы считали, что частота продольных колебаний Ω значительно больше разброса по циклотронным частотам $\Delta\omega_H$ за счет продольной неоднородности магнитного поля. В реальных условиях ловушки ПР-5 эти величины одного порядка, поэтому возникает вопрос, что будет, если Ω не велико. Чтобы рассмотреть случай $\Omega \sim \Delta\omega_H$, следует вернуться к уравнению (2.4), в котором мы пренебрежем малым вторым членом, так что в линейном приближении получим:

$$\frac{d}{dt}f' = \frac{\partial}{\partial t}f' + \Omega\frac{\partial}{\partial\beta}f' - \omega_H\frac{\partial}{\partial\alpha}f' = \frac{e}{M}\nabla_\perp\varphi\frac{\partial}{\partial\vec{v}_\perp}f \qquad (5.1)$$

где d/dt означает полную производную вдоль траекторий невозмущенного движения:

$$\beta = \beta_0 + \Omega t$$
$$\alpha = \alpha_0 - \int_0^t \omega_H\,dt \qquad (5.2)$$

где $\omega_H = \omega_H^0\left(1 + \frac{\lambda^2}{L^2}\sin^2\beta\right)$, α_0 и β_0 – значения углов α и β при $t = 0$.

Из (5.1) нетрудно найти возмущение функции f'. Считая, что потенциал имеет вид $e^{-i\omega t}\varphi(\vec{r}_\perp)$, и аналогично возмущение функции есть $e^{-i\omega t}f'$, получаем

$$f' = \frac{e}{M}\nabla_\perp\varphi\int_{-\infty}^{0}\vec{v}_\perp(t)e^{-i\omega t}\left\{\frac{1}{v_\perp}\frac{\partial}{\partial v_\perp} - \frac{\cos^2\beta(t)}{v_\perp^2}\lambda\frac{\partial}{\partial\lambda}\right\}f_0\,dt \qquad (5.3)$$

Если подставить это выражение в уравнение (2.12) и произвести некоторые несложные, но несколько громоздкие выкладки, то мы снова придем к уравнению вида (2.16), в котором лишь несколько изменяется N:

$$N = -\frac{1}{2}\int\frac{dz}{l_0}\int\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\frac{\omega_{0i}^2 J_n^2(\eta)}{\omega^2-(\langle\omega_H\rangle+2n\Omega)^2}\left\{v_\perp\frac{\partial}{\partial v_\perp}-\frac{1}{2}\left(1-\frac{n}{\eta}\right)\lambda\frac{\partial}{\partial\lambda}\right\}f_0\,\frac{d\vec{v}}{n_0} \qquad (5.4)$$

где I_n – функция Бесселя индекса n, $\eta = \frac{\omega_H^\circ \lambda^2}{4\Omega L^2} \sim \frac{\Delta\omega_H}{\Omega}$. При $\eta \to 0$ это выражение переходит в (2.17). Для колебаний, бегущих в ионную сторону, с частотой $\omega \approx \langle\omega_H\rangle$ выражение (5.4) после замены переменных с учетом $dz\,dv_z = \Omega\lambda\,d\lambda\,d\beta$ принимает вид:

$$N = -\frac{2\pi^2 e^2}{M\omega_H^\circ L l_0}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\int\frac{J_n^2(\eta)v_\perp dv_\perp\lambda\,d\lambda}{\omega-\langle\omega_H\rangle-2n\Omega}\left\{v_\perp\frac{\partial}{\partial v_\perp}-\frac{1}{2}\left(1-\frac{n}{\eta}\right)\lambda\frac{\partial}{\partial\lambda}\right\}f_0 \qquad (5.5)$$

Отсюда видно, что член с $n = 0$ сохраняет свой вид, при нем появляется лишь дополнительный множитель $I_0^2(\eta)$, стремящийся к единице при больших $v_\perp$, т.е. $\eta \to 0$. Поэтому вплоть до $\eta \sim 1$ для частиц со средней тепловой скоростью нулевое слагаемое качественно не изменяется. При $\eta \sim 1$ вступают в игру высшие гармоники по Ω, и,как видно из (5.5),при $\omega > \langle\omega_H\rangle$ большой вклад дают гармоники с $n > 0$. Нетрудно видеть, что при этом раскачка колебаний может быть связана не только с производной $\frac{\partial}{\partial\lambda}f_0 < 0$, но и с $\frac{\partial}{\partial v_\perp}f_0$, когда распределение имеет вид вырезанного конуса, т.е. $\frac{\partial}{\partial v_\perp}f_0 > 0$.

Таким образом, при $\eta \sim 1$ при функции распределения с вырезанным конусом область неустойчивости может несколько расшириться. Но чтобы не усложнять рассмотрения, мы ограничимся в дальнейшем только случаем $\Omega \to \infty$.

6. КВАЗИЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Для описания эволюции функции распределения f_0 мы воспользуемся квазилинейным приближением. Для этого усредним уравнение (2.6) по углу α, считая, что $f = f_0 + f_1\cos\alpha + f_2\sin\alpha$. При этом слагаемое в правой части, пропорциональное f_0, выпадает и остаются только члены, пропорциональные функциям f_1 и f_2, определяемым соотношениями (2.14), (2.16). При $\omega \approx \langle\omega_H\rangle$ получим:

$$\frac{\partial}{\partial t}f_0 = \left(\frac{1}{v_\perp}\frac{\partial}{\partial v_\perp}v_\perp - \frac{\lambda}{2v_\perp}\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)D\left(\frac{\partial}{\partial v_\perp} - \frac{\lambda}{2v_\perp}\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)f_0 \qquad (6.1)$$

где

$$D = -\frac{e^2}{4M^2}\left|\frac{d\varphi}{dr}+\frac{m}{r}\varphi\right|^2 \mathrm{Im}\,\frac{\omega_H^\circ}{\omega^2-\langle\omega_H\rangle^2} \qquad (6.2)$$

а Im означает мнимую часть. Для колебаний с инкрементом γ эффек-

тивный коэффициент диффузии D в пространстве скоростей при $\omega \approx \langle \omega_H \rangle$ равен:

$$\mathcal{D} = \frac{e^2}{8M^2} \left| \frac{d\varphi}{dr} + \frac{m}{r}\varphi \right|^2 \frac{\gamma}{(\omega - \langle \omega_H \rangle)^2 + \gamma^2} \qquad (6.3)$$

Коэффициент D зависит только от λ и r, но не зависит от $v_\perp$. Как видно из (6.3), он существенен только вблизи тех λ, для которых имеет место резонанс $\omega = \langle \omega_H \rangle$. Из (6.1) видно, что диффузия происходит вдоль линий $\lambda^2 v_\perp = const$, что соответствует, как и следовало ожидать, сохранению продольного адиабатического инварианта. $J_\parallel = \langle v_z^2 \rangle / \Omega = \lambda^2 \Omega / 2$.

Так как неустойчивость имеет место только при достаточно резком спаде функции F_0 с λ, то при раскачке колебаний диффузия в пространстве скоростей должна идти в сторону расплывания функции распределения по λ, и при этом в силу сохранения адиабатического инварианта должна уменьшаться средняя поперечная энергия частиц. Особенно хорошо это видно, если записать уравнение (6.1) в переменных λ, $I_\parallel$:

$$\frac{\partial}{\partial t} f_0 = \lambda^5 \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\mathcal{D}\lambda}{J_\parallel^2} \frac{\partial}{\partial \lambda} f_0 \right) \qquad (6.4)$$

Так как $I_\parallel \sim v_\perp$, то отсюда видно, что диффузия по λ холодных ионов идет гораздо быстрее, чем диффузия горячих.

7. КАЧЕСТВЕННОЕ ОБСУЖДЕНИЕ

Обсудим теперь качественно основные следствия из полученных выше соотношений, сопоставляя их с экспериментальными данными на ПР-5.

Прежде всего, колебания типа поверхностных желобковых волн, бегущих в сторону вращения ионов, которые следуют из теоретического рассмотрения, буквально напрашиваются и из экспериментальных данных. Из теории следует, что эти колебания могут приводить к неустойчивости лишь в некотором интервале плотностей – при очень малой плотности они стабилизируются за счет того, что резонанс $\omega = \langle \omega_H \rangle$ попадает на "внутренние" ионы, где имеет место затухание, а при очень большой плотности частота ω настолько велика, что резонанс $\omega = \langle \omega_H \rangle$, не может осуществляться. Этот результат также соответствует экспериментальным данным.

Сама неустойчивость существует не всегда – если функция $F_0(\lambda)$ является достаточно медленно спадающей с λ, то плазма устойчива. Если условия неустойчивости выполняются, то колебания должны развиваться на частоте $\omega = \langle \omega_H \rangle$, соответствующим точкам поворота λ, лежащим вблизи торцов плазмы, где F_0 быстро спадает с λ, т.е. ω может заметно превышать ω_H^0 циклотронную частоту в центре. Если допустить, что на периферии плазмы ее длина l меньше, чем вблизи оси, то можно понять, почему колебания с более высокими m, т.е. более сдвинутые к периферии, имеют меньшую частоту. Однако, такое объяснение не позволяет понять, почему возможны частоты ω, меньше циклотронной частоты в центре ω_H^0. По-видимому, в этом случае нельзя пренебрегать вкладом от высших гармоник по Ω в дисперсионном уравнении.

Качественно согласуется с теорией и факт уменьшения частоты колебаний со временем. Как видно из выражения (3.4), частота колебаний уменьшается вместе с плотностью, и поэтому во время скачка плотности она должна убывать.

Обсудим, наконец, самый интересный вопрос – почему происходят сбросы плазмы? Другими словами, с чем связан тот факт, что, начав развиваться, неустойчивые колебания существуют до тех пор, пока не выбросят заметную долю плазмы.

Выброс плазмы представляет собой нелинейный эффект, и его нужно рассматривать с точки зрения нелинейных процессов в плазме. Одним из таких нелинейных процессов является диффузия в пространстве скоростей, описываемая в квазилинейном приближении уравнением (6.4). Микроскопически этой диффузии соответствует обмен энергией частиц с волной, так что резонансные частицы в зависимости от фазы то набирают, то теряют энергию. Так как при наборе поперечной энергии λ уменьшается и частица "прячется" внутрь плазмы, то через торцы будут выбрасываться только "отработавшие" частицы в фазе с малой поперечной энергией. Этот эффект должен приводить к раскачке колебаний и в нелинейном режиме.

Кроме того, существует еще один нелинейный эффект – появление положительного потенциала плазмы при наличии колебаний. Он связан со своеобразным детектированием ВЧ-*сигнала: в полупериод с пониженным* потенциалом избыточные электроны выбрасываются из плазмы, а обратно из стенок они не поступают. Поэтому потенциал должен колебаться между нулем и удвоенной амплитудой колебаний около некоторого среднего значения.

Появление положительного потенциала приводит к обрезанию плазмы с торцов – ионы с достаточно большими λ и не очень большими $v_\perp$ будут выбрасываться вдоль силовых линий в пробки. Вследствие этого, функция распределения f_0, а стало быть и F_0, могут более круто спадать с λ, что усиливает неустойчивость. Возможно, что именно этот эффект приводит к длительному существованию колебаний, так что даже при сравнительно малом инкременте сброс плотности довольно велик. Заметим, что поскольку φ_0 пропорционально $|\varphi|$, а коэффициент диффузии D пропорционален $m^2\varphi^2$, при малых m должен преобладать дестабилизирующий эффект зарядки плазмы, а при больших m – стабилизирующий эффект диффузии по λ. Это может приводить к увеличению глубины скачка по мере уменьшения m. Впрочем, по мере уменьшения m и колебания становятся более объемными, что также может способствовать увеличению глубины скачка при переходе к меньшим значениям.

Так как колебания имеют вид поверхностных волн, а раскачка связана с частицами с большими λ, то во время скачка должна как бы сбрасываться оболочка плазмы. Этот вывод качественно соответствует экспериментальному факту уменьшения продольного и поперечного размеров сгустка после скачка.

Резюмируя, можно сказать, что изложенные выше теоретические представления в целом ряде пунктов качественно соответствуют экспериментальным данным. Для более полного сопоставления теории с экспериментом было бы желательно получить сведения о том, какие именно параметры плазмы ответственны за появление или отсутствие неустойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ГОТТ, Ю.В., ИОФФЕ, М.С., ЮШМАНОВ, Е.Е., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vienna 1 1966, p. 35.
[2] БАЙБОРОДОВ, Ю.Т., ГОТТ, Ю.В., ИОФФЕ, М.С., ЮШМАНОВ, Е.Е., ЖЭТФ, Письма в редакцию 3 (1965) 92.
[3] БАЙБОРОДОВ, Ю.Т., ИОФФЕ, М.С., СОБОЛЕВ, Р.И., ЮШМАНОВ, Е.Е., ЖЭТФ 53 (1967) 513.
[4] КАНАЕВ, Б.И., ЮШМАНОВ, Е.Е., Доклад CN-24/H-9, Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vienna 2 1969.
[5] ПИСТУНОВИЧ, В.И., ТИМОФЕЕВ, А.В., Вопросы теории плазмы, вып. 5 (1967) 351.
[6] КОЛОМЕНСКИЙ, А.А., ЛЕБЕДЕВ, А.Н., Атомная энергия 7 (1959) 549.
[7] POSTMA, H., DUNLAP, J.L., DORY, R.A., HASTE, G.R., YOUNG, R.A., Phys. Rev. Letters 16 (1966) 265.
[8] LANDAU, R.W., NEIL, V.K., Phys. Fluids 9 (1966) 2412.

DISCUSSION

T.K. FOWLER: How much spread in the distribution is required to suppress the modified negative mass instability? Would it be dangerous in a full loss cone distribution?

B.B. KADOMTSEV: The instability is suppressed if the ion density distribution along the trap is sufficiently smooth. Filling of the loss cone along the entire length of the plasma should suppress the negative mass instability.

V.A. CHUYANOV: What is the sign of the energy?

B.B. KADOMTSEV: It is positive.

V.A. CHUYANOV: What is the growth rate of the modified negative mass instability?

B.B. KADOMTSEV: It depends on the distribution function. For a monochromatic function it may reach cyclotron frequency.

V.G. MAKHANKOV: In normal accelerators one can suppress negative mass instability by means of a sufficiently large energy spread. Is it possible in your case?

B.B. KADOMTSEV: Yes, negative mass instability is suppressed in the linear approximation if the velocity distribution function is sufficiently smooth. In the experimentally observed non-linear regime, however, the instability may occur even when there is a large velocity spread.

R.F. POST: What is the effect of large magnetic inhomogeneity on this instability? In other words, do you require a region of nearly uniform magnetic field between the mirrors, as suggested in paper CN-24/H-6?

B.B. KADOMTSEV: The magnetic field was assumed to vary parabolically along the magnetic field, but no assumptions were made regarding the longitudinal gradient. The transverse gradient need not be considered if the Larmor radius is small.

J.F. CLARKE: Further to Mr. Post's question regarding the shape of magnetic field which will permit the modified negative mass instability, we have found that almost any mild variation of the magnetic field will allow its occurrence if the distribution function is nearly monochromatic. For instance, circulating particles in a bumpy torus can undergo a modified negative mass instability with finite parallel wavelength.

RESONANT LOSS-CONE INSTABILITIES IN MIRROR-CONFINED PLASMAS*

C. O. BEASLEY, Jr., R. A. DORY, W. M. FARR, G. E. GUEST AND D. J. SIGMAR
OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, OAK RIDGE, TENN., UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

RESONANT LOSS-CONE INSTABILITIES IN MIRROR-CONFINED PLASMAS. We consider resonant instabilities (having frequencies near harmonics of the ion gyrofrequency, Ω_i) which may occur in dense, energetic mirror-confined plasmas. The Harris dispersion relation for electrostatic oscillations in an infinite homogeneous plasma in a uniform magnetic field is solved for a set of steady-state distribution functions chosen to simulate mirror confined or electrostatically confined plasma components. The Bers-Briggs procedure is used to obtain spatial and temporal growth rates of unstable waves, and the stabilizing effects of several parameter variations are examined through the resulting changes in (1) these growth rates, (2) marginal stability threshold densities, (3) transition densities at which growth becomes absolute rather than convective, and (4) axial wavelengths of the unstable oscillations. We have surveyed the effects of (a) variations in the electron temperature, (b) variations in the width of the distribution functions, and (c) addition of low-temperature ions to the hot plasma. Although within the present model we find no set of parameters for which high-density mirror-confined plasma is stable, it appears that laboratory plasmas can be effectively stable if (1) the particle distributions approach collisional equilibrium, (2) the ion and electron temperatures are roughly equal, and (3) the plasma length does not exceed a value around 100 ion gyroradii. Low-temperature ions are impractical for stabilizing the resonant modes near higher harmonics of gyrofrequency ($\omega \approx \ell\Omega_i$, ℓ = 2, 3, 4, ...).

1. INTRODUCTION

Non-Maxwellian plasmas confined in magnetic mirror traps can support unstable electrostatic oscillations at frequencies near harmonics of the ion gyrofrequency and extending up to the ion plasma frequency. From a consideration of the critical conditions for onset of three classes of such instabilities, Post and Rosenbluth [1] concluded that stable mirror confinement of high-density plasma in a state of collisional equilibrium should be possible provided the plasma was roughly spherical in shape with a diameter of 300-500 ion gyroradii. A large class of resonant loss-cone instabilities [2] was omitted from those considerations on the assumption that their critical conditions would be less restrictive than those imposed by the related "Type A" convective mode [1] which established the critical plasma length for stability. It has since become apparent that the resonant loss-cone modes have significant temporal growth rates($\sim\Omega_i/10$, where Ω_i is the ion gyrofrequency) and sufficiently short axial wavelengths($< 100\ \rho_i$, where ρ_i is the ion gyroradius) to merit detailed consideration. Therefore, we have extended our earlier studies [2, 3] of this type of micro-instability to include high densities, widely variable electron temperatures and possible low-temperature ion components, expected to enhance stability of loss-cone plasmas.

* Research sponsored by the U.S. Atomic Energy Commission under contract with the Union Carbide Corporation.

The procedure followed in the present work is based on the criteria developed by Bers and Briggs [4] for obtaining temporal and spatial growth rates of absolute and convective instabilities. The results are threshold densities, either for marginal stability or for the transition from convective to absolute growth, as well as frequencies, wavelengths, and growth rates of the unstable waves, all within the framework of the infinite homogeneous plasma model. Use of these results to predict quantitative features of finite plasmas is unwarranted, but the analysis should indicate directions experiments should follow.

It is customary to assume that predictions of absolute instability from infinite plasma models can be applied to laboratory plasmas which are spatially uniform over a few half wavelengths of the oscillation in question. On this basis, the most restrictive modes would be those having maximum growth rate and minimum wavelength; a useful figure of merit is maximum (Im ω Re $k_{||}$). Recently, Rosenbluth et al. [5] have given a stability criterion which takes account of slow spatial variation in the confining magnetic field leading, (under some circumstances) to stabilization in a sufficiently inhomogeneous magnetic field. In Section 2 we study the characteristics of the resonant loss-cone instabilities and determine the most restrictive modes. This permits the systematic examination of possible stabilization techniques, summarized in Section 3.

It has long been recognized that control of electron temperature could have stabilizing effects on loss-cone modes [2, 6]. We evaluate these effects by comparing growth rates, wavelengths, and the figure of merit Im ω Re $k_{||}$ as functions of electron temperature, finding a net stabilizing effect on the worst modes as electron temperature is increased. There are definite limitations on the maximum permissible electron temperature, both from the standpoint of radiation cooling and plasma stability. We note the importance of an ion-ion instability which is possible if the electrons are more energetic than the ions.

A second proposed stabilization technique relies on partially filling the loss-cone with low-temperature ions. We study this question by computing the relative density and temperature of a group of Maxwellian ions able to stabilize the loss-cone modes, finding that the amounts required to stabilize the worst modes are enough to cause the high-frequency flute-like instabilities of Pearlstein et al. [7]. This result, however, applies only to attempts to fill the loss-cone using external sources of low-temperature ions and does not indicate the kinds of stabilizing effects which may result from improved confinement (perhaps by RF fields) of loss-cone particles.

From these studies we conclude that resonant loss-cone instabilities in the frequency range $\omega \sim (5 - 8)\ \Omega_i$ impose serious restrictions on conceptual designs of high-density mirror traps, suggesting a critical length for stability of order 100 ion gyroradii. The most promising remaining techniques for improving stability in mirrors seem to rest on reducing the loss-cone by improved confinement, either through larger mirror ratios or through supplementary RF fields.

2. BASIC CHARACTERISTICS OF RESONANT LOSS-CONE INSTABILITIES

2.1 Threshold Densities

Resonant loss-cone instabilities result from a maser-like transfer of fast-ion energy to collective oscillations of the plasma, principally electron plasma oscillations and ion sound waves. Threshold densities follow from the requirement that:

(1) the frequency of the plasma oscillation equals a harmonic of the ion gyrofrequency, $\ell\Omega_i$;

(2) the perpendicular phase velocity of the wave be somewhat less than the peak perpendicular speed of the ions (so that $\partial f_o/\partial v_\perp > 0$ at $v_\perp = \omega/k_\perp$); and

(3) Landau damping of the plasma wave be weak.

For example, if the fundamental plasma wave is an electron plasma oscillation, these requirements are:

$$\omega \approx \omega_{pe}\, k_\parallel/k \approx \ell\Omega_i \approx k_\perp v_\perp/2 > k_\parallel v_e$$

leading to:

$$(\omega_{pe}/\ell\Omega_i)^2 \gtrsim (1 + 4\, M\, T_e/m\, T_i).$$

This threshold density is valid until the electron temperature approaches that of the ions. The fundamental excitation then changes to ion sound waves with threshold densities determined by the requirement that a sound wave of frequency $\ell\Omega_i$ be able to propagate, hence $\omega_{pi} > \ell\Omega_i$. At the densities required for fusion reactors ($\omega_{pi}^2 \gtrsim 1000\ \Omega_i^2$) roughly thirty harmonics may be expected to be unstable.

2.2 Temporal and Spatial Growth Rates and Wavelengths

From (3) above (the condition that Landau damping be weak), it follows that the axial wavelengths of the unstable waves may be rather long:

$$\lambda_\parallel/\rho_i \gtrsim (2\pi/\ell)(M\, T_e/m\, T_i)^{1/2}.$$

The distance over which stabilization must be effective is related to this wavelength in two different ways, depending on whether the growth is convective or absolute.

For convective growth with a spatial growth length of the same order as the axial wavelength, we take the critical length to be ten e-folding lengths. The difficult question of reflection from the plasma extremities remains unresolved; any reflection is expected to diminish this critical length.

For absolute growth, we take the critical length to be a few half wavelengths; the exact number must be determined by a more sophisticated model able to account for spatial variation in the plasma parameters.

Since instabilities are absolute by virtue of dispersive spreading of the initial disturbance, and since dense plasmas may be highly dispersive for frequencies near harmonics of the gyrofrequency, we anticipate that resonant loss-cone modes will be absolute for densities above the threshold value. This behavior is verified by extensive numerical solutions of the Harris dispersion relation for a wide variety of mirror-confined plasma models [2, 3, 6]. Typical results are shown in Figure 1, where contours of constant (temporal) growth rate are plotted. For the dense plasma assumed in this calculation ($\omega_{pi}^2 = 10^3\Omega_i^2$) instabilities up to the twelfth harmonic were absolutely unstable, while higher harmonics were convectively unstable. Because the high-frequency

convective modes have shorter axial wavelengths, it is possible for their critical lengths (10 growth lengths) to be comparable to those set by the lower frequency absolute instabilities (a few half wavelengths).

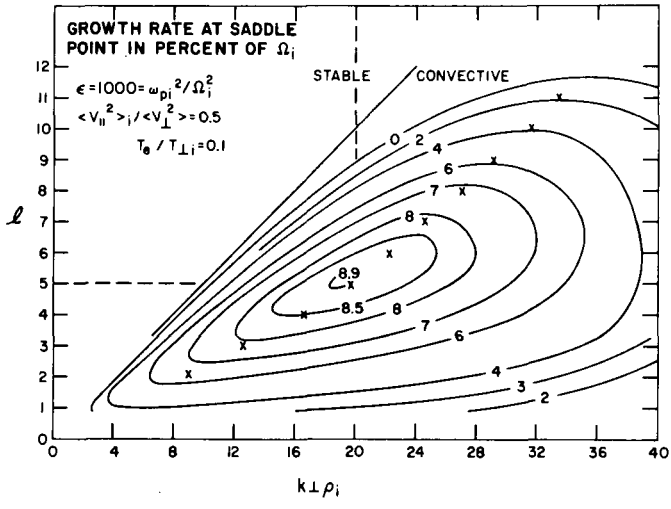


FIG. 1. Contours of constant temporal growth rate (in percent of ion gyrofrequency) for resonant loss-cone instabilities in a dense ($\omega_{pi}^2 = 10^3 \Omega_i^2$) plasma containing energetic mirror-confined ions and warm Maxwellian electrons ($T_e = 0.1\, T_{\perp i}$). Crosses show the perpendicular wave-length for maximum growth rate of each harmonic.

Figure 1 indicates that the fastest growing absolute modes are near the fifth harmonic. In a similar plot of contours of constant values of the figure of merit growth rate/wavelength, the peak is shifted to the eighth harmonic. In Section 3 we shall consider how changes in the plasma parameters affect the growth rate and wavelengths of modes in this frequency range on the assumption that these modes are representative of the most restrictive members of the present class.

2.3 The Plasma Model

We simulate mirror confinement of the ions with distribution functions

$$f_o(v_\parallel^2, v_\perp^2) = (\pi^{3/2} \alpha_\perp^2 \alpha_\parallel j!)^{-1} (v_\perp^2/\alpha_\perp^2)^j \exp(-v_\perp^2/\alpha_\perp^2 - v_\parallel^2/\alpha_\parallel^2).$$

The electrons are taken to be Maxwellian (as are any cold-ion components). The appropriate distribution functions are used in the Harris dispersion relation for linearized electrostatic fluctuations.

The ion distributions permit two variations with close experimental counterparts: the parameter j governs the energy width; the ratio $\alpha_\parallel^2/\alpha_\perp^2$ and j together govern the angular spread in velocity space. We choose $j = 1$, $\alpha_\parallel^2/\alpha_\perp^2 = 0.5$ as a convenient representation of a collisional equilibrium in a mirror trap of conventional mirror ratio. We assume that a more accurate representation would not substantially affect the results.

The present work is concerned with residual instabilities which persist even in the most favorable mirror-confined plasmas. For this

reason we do not present any results for plasmas sharply peaked in energy (large j) or angle (small $\alpha_{\parallel}^2/j\alpha_{\perp}^2$). It has previously been demonstrated that such departures from collisional equilibrium introduce new instabilities [8] or a worsening of existing ones [3].

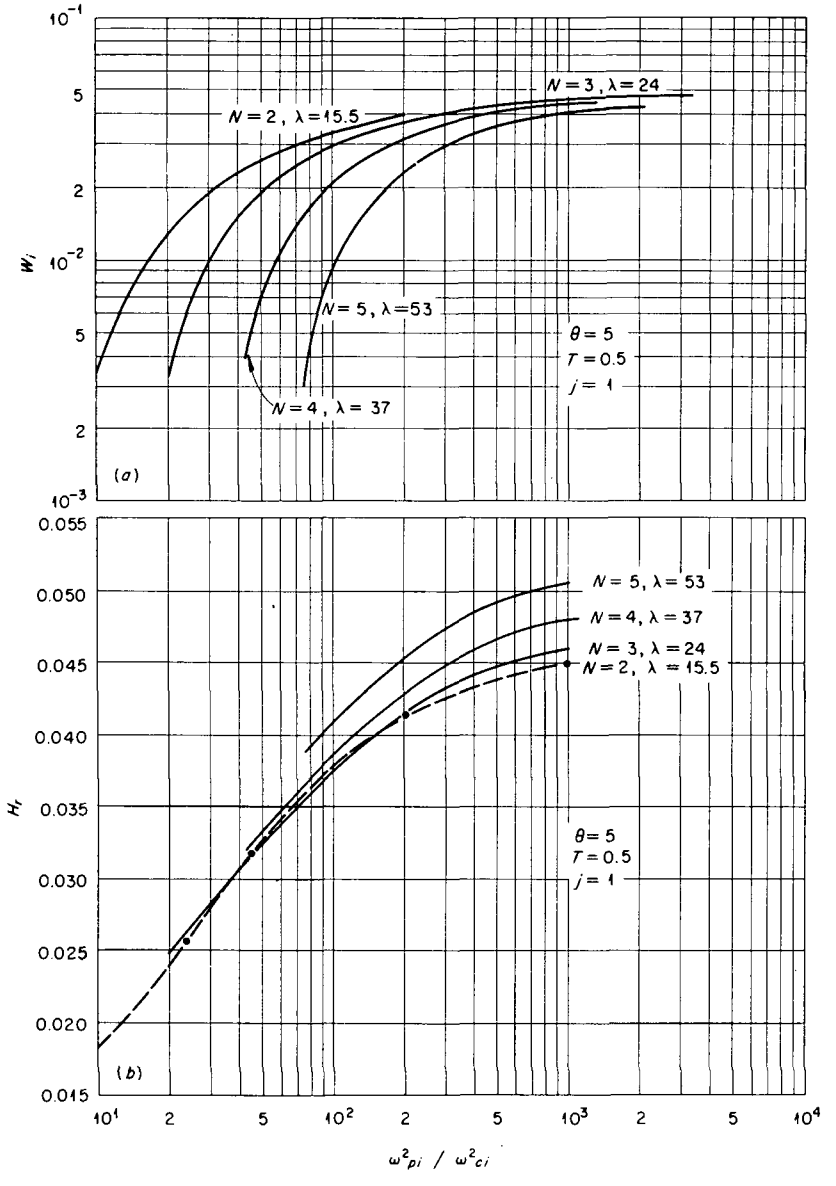


FIG.2. The dependence on density of the temporal growth rate, $W_i = \mathrm{Im}\,\omega/\Omega_i$, and axial propagation vector, $H_r = \mathrm{Re}\, k_{\parallel} \bar{v}_{\parallel,i}/\Omega_i$, for harmonics $\ell = 2$, 3, 4, and 5 in a plasma of mirror-confined ions and energetic Maxwellian electrons ($T_e = 5 E_{\parallel,i}$).

For the most part the present results pertain to dense plasmas, $\omega_{pi}^2 = 10^3\Omega_i^2$. Figure 2 shows that growth rate and wavelength change only slowly for further increases in density. We have not taken into account finite plasma pressure effects; evidence for stabilizing effects on the higher frequency modes ($\ell > 10$) caused by finite-β effects has recently been described by Pearlstein [9].

3. POSSIBLE STABILIZATION TECHNIQUES

3.1 Effect of Electron Temperature on the Resonant Loss-Cone Modes

It is expected that in an open-ended fusion reactor the ions may be roughly ten times more energetic than the electrons [10]. However, since supplementary means are available for selectively heating the electrons (such as electron cyclotron heating) we investigate the possible stabilizing effects of such measures on the more restrictive resonant loss-cone modes, $\ell \sim 5 - 8$.

In Figure 3 we show the dependence on T_e of the absolute instability parameters for $\ell = 5$ and $\ell = 8$ in the dense plasma described in Section 2.3. The perpendicular wavelength has been chosen to give maximum growth rate and minimum wavelength. The quantities shown are (1) frequency shift $\Delta W = \ell - \mathrm{Re}\,\omega/\Omega_i$, (2) growth rate (measured in ion gyrofrequencies) $W_i = \mathrm{Im}\,\omega/\Omega_i$, (3) the real part of the axial propagation times the ion gyroradius: $\mathrm{Re}\,k_{\|}\rho_i$, and (4) the spatial growth rate

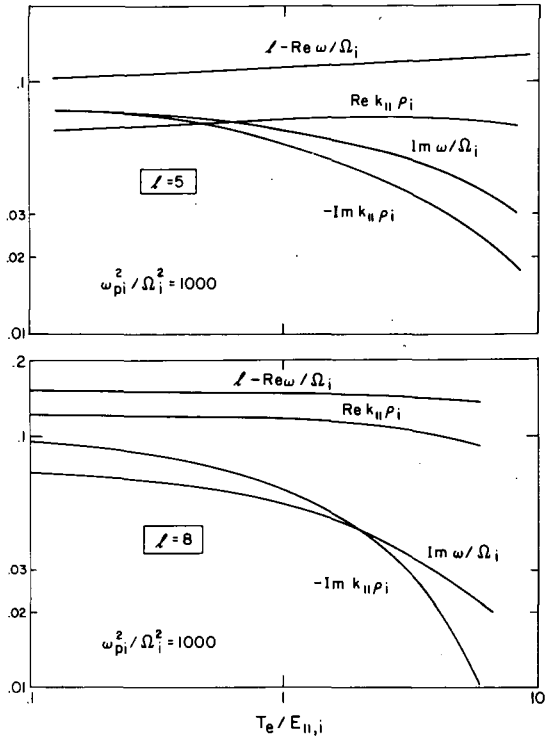


FIG. 3. The dependence on electron temperature of the characteristics of absolute instabilities for $\ell = 5$ and 8. The four curves are $\ell - \mathrm{Re}\,\omega/\Omega_i$, $\mathrm{Im}\,\omega/\Omega_i$, $\mathrm{Re}\,k_{\|}\rho_i$, and $-\mathrm{Im}\,k_{\|}\rho_i$.

- Im $k_{||}\rho_i$. The independent variable is the ratio $T_e/E_{||,i}$. Axial wavelengths in the two cases are $\lambda_{||}/\rho_i \sim 90$ for $\ell = 5$, and $\lambda_{||}/\rho_i \sim 55$ for $\ell = 8$.

From these results it is apparent that increasing the electron temperature can reduce the growth rates, both temporal and spatial, by a significant amount. An upper limit on the permissible electron temperature is set by new instabilities as well as by single particle radiation. An instability initially recognized by Hall, Heckrotte, and Kammash [11] and designated "Type B, ion-ion instabilities" may occur as the result of a coupling of cyclotron harmonic waves from adjacent harmonics, energetically favorable in non-Maxwellian plasmas. For such a coupling to take place it is necessary that the electrons respond passively, which requires $T_e < 5\ T_i$. The instabilities have frequencies near odd half harmonics of the ion gyrofrequency, growth rates approaching half the gyrofrequency, wavelengths comparable to gyroradius, threshold densities of order $\omega_{pi} \sim \Omega_i$, and are absolutely unstable. At present they appear to set a definite upper limit on electron temperature: $T_e < 5\ T_i$.

3.2 Effect of Low-Temperature Ions on the Resonant Loss-Cone Modes

One can attempt to stabilize these modes by partially filling the loss-cone with low-temperature Maxwellian ions, introduced from outside the trap and allowed to flow through the mirror-confined plasma. If only low densities and temperatures were required for stabilization, the power requirements need not be prohibitive.

From the standpoint of wave propagation two effects introduced by the low-temperature ions are important: (1) Cut-off of wave propagation may result for $\omega < \ell\Omega_i$. For $\ell = 1$ this effect is independent of temperature and can be strong for relatively low cold-ion densities; for $\ell > 1$ it only becomes important for cold-ion temperatures in excess of several percent of the mirror-confined ion temperature and at relatively high densities. (2) Cyclotron damping, possible if $|\omega - \ell\Omega_i| < k_{||}\bar{v}$ (cold ions), hence again prominent only if the cold-ion temperature is non-negligible.

We estimate the relative density and temperature of the thermal ions required to stabilize resonant loss-cone modes from two criteria, marginal stability, possibly too pessimistic, and the onset of absolute instability. The results are shown in Figure 4 for a plasma of the type described in Section 2.3. Here we show the boundary between convective and absolutely unstable regions for several values of hot-ion density. Below the boundary absolute instability may occur for the corresponding hot-ion density. The second harmonic ($\ell = 2$) is used in this illustration. Higher harmonics are qualitatively similar but more difficult to stabilize. The marginal stability boundary is shown dashed.

There is a maximum permissible concentration of cold-ions set by the onset of flute-like high-frequency instabilities studied by Pearlstein, Rosenbluth, and Chang [7]. These modes may occur if the hybrid frequency

$$\omega \approx \left[\omega_{pi}^2\ (\text{cold}) + \Omega_i^2 \right]^{1/2}$$

can approach harmonics of the hot-ion gyrofrequency. We indicate the stability criterion of Reference 7 by the dot-dash line in Figure 4, where parameters above the curve may support the flute-like instability.

From these results we conclude that at reactor densities the introduction of low-temperature thermal ions is not a practical method for controlling the more restrictive resonant loss-cone modes ($\ell > 1$), since the relative density required is sufficient to permit the flute-like absolute modes arising from the excitation of hybrid-frequency oscillations in the cold-ion group. A notable exception is the $\ell = 1$ case where small cold-ion densities have important stabilizing effects.

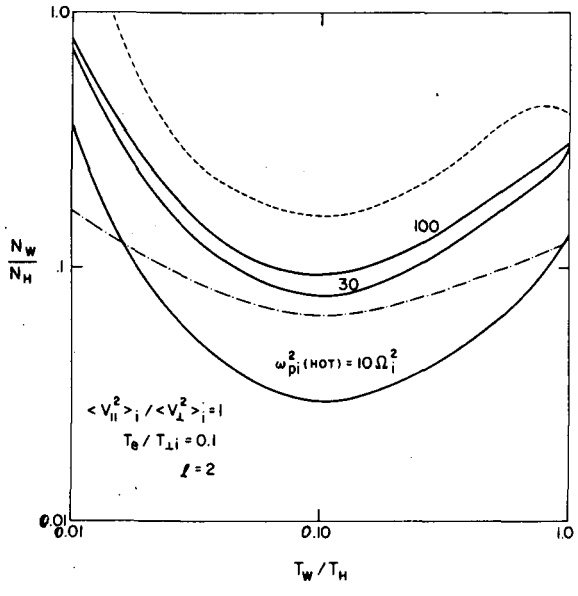


FIG.4. Stability boundaries for stabilization of the second-harmonic resonant loss-cone mode by addition of thermal ions. The solid curves are convective-absolute transition boundaries for the hot-ion densities shown on the curve (values shown are ω_{pi}^2/Ω_i^2). The dashed curve is the marginal stability boundary; and the dot-dash curve is the stability boundary for flute-like high-frequency modes.

4. CONCLUSIONS

In this paper we consider the significance of resonant loss-cone modes in reactor-like mirror-confined plasmas and examine two stabilization techniques. The plasma model used (an infinite homogeneous plasma in a uniform magnetic field) may be overly pessimistic in the sense that magnetic field inhomogeneities may have a stabilizing effect on these resonant instabilities. This possibility has been under active investigation during the past year, but comprehensive criteria are not yet available.

Lacking such criteria, we reach the following conclusions:

(1) Resonant loss-cone modes in the frequency range $\omega \sim (5 - 8)\Omega_i$ set severe restrictions on the maximum stable plasma length for mirror-confined high-density plasmas.

(2) Critical lengths for stable confinement are of order 100 ion gyroradii, provided the plasma is in a state of collisional equilibrium in a trap of high mirror ratio and with the electron and ion temperatures nearly equal.

(3) The presence of distinct groups of low-energy thermal ions is detrimental to plasma stability in that the amounts required to stabilize the present instabilities are sufficient to permit additional modes to occur.

REFERENCES

[1] R. F. Post and M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids 9, 730 (1966).

[2] G. E. Guest and R. A. Dory, Phys. Fluids 8, 1853 (1965); C. O. Beasley, Jr., Phys. Fluids 10, 466 (1967).

[3] C. O. Beasley, Jr. and J. G. Cordey, Plasma Phys. 10, 411 (1968).

[4] R. J. Briggs, "Electron-Stream Interaction with Plasmas", Chapter 2, Research Monograph No. 29, The M. I. T. Press, Cambridge, Massachusetts, 1964.

[5] M. N. Rosenbluth, H. Berk, L. D. Pearlstein, and C. W. Horton, Jr., Paper 4D-5, Ninth Annual Meeting, Div. Plasma Phys., APS, Austin, Texas, Nov. 8 - 11, 1967.

[6] G. E. Guest and R. A. Dory, "Effect of Electron Temperature on Absolute Instabilities in Loss-Cone Plasmas", to be published in Phys. Fluids.

[7] L. D. Pearlstein, M. N. Rosenbluth, and D. B. Chang, Phys. Fluids 9, 953 (1966).

[8] R. A. Dory, G. E. Guest, and E. G. Harris, Phys. Rev. Lett. 14, 131 (1965).

[9] L. D. Pearlstein, "Finite β Stabilization of Absolute Loss-Cone Instabilities", UCRL-50397, March 12, 1968.

[10] T. K. Fowler and M. Rankin, J. Nucl. Energy C4, 311 (1962).

[11] L. S. Hall, Warren Heckrotte, and Terry Kammash, Phys. Rev. 139, A1117 (1965).

CRITERIA FOR STABILIZATION OF ELECTROSTATIC MODES IN MIRROR-CONFINED PLASMAS*

H. L. BERK, T. K. FOWLER, L. D. PEARLSTEIN AND R. F. POST
LAWRENCE RADIATION LABORATORY, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, LIVERMORE, CALIF., UNITED STATES OF AMERICA
AND
J. D. CALLEN, W. C. HORTON AND M. N. ROSENBLUTH
INSTITUTE FOR ADVANCED STUDY, PRINCETON, N.J., UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

CRITERIA FOR STABILIZATION OF ELECTROSTATIC MODES IN MIRROR-CONFINED PLASMAS. Improved mirror stability criteria are derived which include: stabilization of resonant cyclotron modes by the longitudinal magnetic gradient dB/dz; improved calculation of wave reflection; and stabilization by the addition of low-density, "warm" Maxwellian components partially filling the loss cone. Combined, these results, for the modes considered, point to stable mirror systems of much more favourable aspect ratios and dimensions than were indicated heretofore.

If the mirror ratio R is high, the addition of a few low-energy ions effectively fills the loss cone. Thus, with R = 10, the convective loss cone mode is suppressed by adding a Maxwellian component with $n_c/n \approx 0.03$ and $T_c/T \approx 0.02$, where n_c, T_c and n, T are the density and temperature of the Maxwellian and loss cone distributions. Similarly, the drift-cyclotron instability (ℓth harmonic) is suppressed if $n_c/n > (T_c/T)^{3/2} > (\ell\rho_i/R_p)^{3/2}$ where R_p is the plasma radius and ρ_i is the hot ion gyroradius. Various hybrid systems (torus, multiple mirrors) could provide adequate confinement of the Maxwellian ions, which contain only a small fraction of the total plasma energy.

Since the absolutely unstable modes occur at frequencies close to multiples of the gyrofrequency Ω, it is expected that inhomogeneity in the magnetic field along the lines weakens the resonance, which tends to stabilize the mode. Roughly, stabilization occurs if the spread in the gyrofrequency within a parallel wavelength exceeds the infinite medium growth rate, which predicts stability if $(1/B)/(d^2B/dz^2)\rho_i^2 > \ell(m/M)$, where the largest unstable harmonic number, ℓ max $\approx (\omega_{pi}^2/\Omega_i^2)^{3/2}$ $(M/m)^{1/8}$ for $(\omega_{pe}/\Omega_e) \ll 1$ and $\approx (M/m)^{1/2}$ for $(\omega_{pe}/\Omega_e) \gg 1$. This heuristic conclusion is tested by a WKB calculation.

The estimates of the critical length, for which the convective loss-cone mode is harmless, can be modified if a strong wave-reflection mechanism exists. Such is the case if there exists a point along the field line at which τ (the time it takes an electron resonant with the wave to return to this point) possesses an extremum with respect to the energy. This mechanism is quenched if the effective potential confining the electrons varies less than quadratically along the line, as then no extrema occur.

1. INTRODUCTION

It has appeared for some time that achieving stable mirror confinement of fusion plasmas may be mainly a matter of satisfying critical size requirements. Most past experiments have shed little light on this important possibility, largely because of what may be regarded as "unnecessary" instabilities associated either with radical departures of the distribution functions from well-randomized loss-cone distributions or with other departures from known stabilizing situations. Not long after the successful verification of flute stabilization in magnetic well mirror fields, it was

* Work performed under the auspices of the U.S. Atomic Energy Commission.

shown that two of the fastest growing electrostatic modes could be eliminated, in theory, by proper scaling of the plasma dimensions [1], [2]. These were: (1) The drift cyclotron mode, eliminated if the plasma radius is large enough, and (2) the high-frequency convective loss cone mode, suppressed if the plasma length is not too great. These calculations indicated the need for a short, fat mirror machine, the critical radius R_c and the critical length L_c being each a few hundred ion gyroradii. Though not unacceptable parameters for fusion purposes, the need for these large critical dimensions could only be verified in sizeable and expensive experiments. Also, the fact that R_c and L_c are comparable somewhat reduces the flexibility of design of the confining field. Any factors which would tend to relieve the critical length requirements toward smaller plasma radii and larger critical lengths would be clearly advantageous in carrying forward mirror research toward fusion conditions.

To explore these matters further we have (1) recalculated the critical lengths L_c to include refinements in the analysis of wave reflection processes, (2) taken into account the stabilizing effects of longitudinal magnetic field and density gradients on the "resonant" absolute modes, and (3) considered modifications of the collisional loss-cone distributions, primarily as a way of reducing the critical radius. The overall result of the various calculations is to yield more reliable stability criteria, and ones which permit a greater flexibility in the choice of parameters.

2. CRITICAL LENGTH

2.1. Theory

In this section we examine the properties of the unstable absolute modes (modes whose group velocity vanishes) that are driven by the inverted loss cone distribution and oscillate at frequencies close to multiples of the ion-gyrofrequency [3], [4]. Since these modes do not convect away, but grow in a region of space at rates that are a few percent of the ion-gyrofrequency, they are extremely dangerous for mirror machine containment and need to be stabilized.

Absolute modes are determined by simultaneously satisfying the following relation in the complex ω and k planes

$$\epsilon(k,\omega) = \frac{\partial \epsilon(k,\omega)}{\partial k} = 0 \qquad (1)$$

The former constraint is the usual one describing the solution of a dispersion relation, and the latter is equivalent to the vanishing of the group velocity. Further, one must investigate the mathematical significance of the solution—analyses which have been discussed elsewhere and will not be considered here [5]. Suffice it to say that at the values determined by Eq. (1) two waves with a common ω and separate values of k coalesce ("pinch").

We would now like to apply these results, found for spatially infinite and homogeneous systems, to finite geometry. In finite systems, detuning due to the variation in the magnetic field should weaken the mode and possibly lead to stability. However, the problem is more general; namely, what is the analog of an absolute mode in finite geometry? Basically, the requirement is that there exist a pair of internal "turning points" at which the wave can reflect and thus set up a standing wave solution. Between the "turning points," the group velocities of the two waves comprising the standing wave solution are of opposite sign, and at the "turning point," where the modes coalesce,

the group velocity vanishes. Outside the turning points the topology of the Stokes lines is such that outgoing solutions can be constructed on the real s axis.

This type of problem is conveniently handled by WKB formalism provided the medium is slowly varying, i. e.,

$$\frac{1}{B}\ \frac{1}{k(s)}\ \frac{dB}{ds} \ll 1 \tag{2}$$

where B is the magnetic field and s is the distance along the field. Only this variation is considered since detuning is the dominant process. In this limit it can be shown that if for the perturbed electrostatic potential we use

$$\phi = \exp\left(i \int k ds\right) \hat{\phi}(s) \tag{3}$$

where $\hat{\phi}(s)$ is slowly varying (adiabatic or eikonal approximation), then

$$\epsilon[k(s), \omega, s]\ \hat{\phi}(s) + iB\left(\frac{1}{B}\ \frac{\partial \epsilon}{\partial k}\right)^{1/2}\ \frac{\partial}{\partial s}\ \left(\frac{1}{B}\ \frac{\partial \epsilon}{\partial k}\right)^{1/2}\ \hat{\phi}(s) = 0 \tag{4}$$

In Eq. (4)

$$\epsilon[k(s), \omega, s] = -\frac{1}{k_\perp^2 \lambda_{D_e}^2}\ Z'\left(\frac{\omega}{k_\parallel(s)\ v_e}\right)$$

$$+ \frac{\omega_{pi}^2}{k_\perp^2}\ \epsilon_i\ (k(s),\ \omega,\ s) \tag{5}$$

with

$$\epsilon_i\ (k(s), \omega, s) = m \int \frac{dE d\mu B}{(E - \mu B)^{1/2}} \left[\omega \left.\frac{\partial f}{\partial E}\right)_{\mu} + (\omega - k_\parallel(s) w) \left.\frac{\partial f}{\partial \mu B}\right)_{E}\right]$$

$$\times \sum \frac{1}{\omega - k_\parallel(s) w - n\omega_c(s)}\ J_n^2 \left[\frac{k_\perp}{\omega_c} \left(\frac{2\mu B}{m}\right)^{1/2}\right] \tag{6}$$

$$Z'(x) = -\left[1 + x(2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} dy\ e^{-y^2/2}\ (y - x)^{-1}\right]$$

and $w = [2(E - \mu B)/m]^{1/2}$, the velocity parallel to $\vec{B}$. To arrive at these results, we have integrated the perturbed Vlasov equation over unperturbed orbits with the neglect of the long-time bounce and drift terms, and then substituted the resultant distribution function in Poisson's equation.

It is immediately apparent that if k(s) is chosen to satisfy

$$\epsilon(k(s), \omega, s) = 0 \tag{7}$$

then the solution to Eq. (4) is the standard adiabatic relation

$$\phi(s) \propto \left(\frac{1}{B}\frac{\partial \epsilon}{\partial k}\right)^{-1/2} \exp\left(i \int^{s} k ds\right) \tag{8}$$

For modes of a resonant nature, only the resonant term in Eq. (6) need be used to adequately describe the ion contribution to the dielectric function. Consequently, for our problem, we need only consider

$$\epsilon_i(k(s), \omega, s) = m \int \frac{dE d\mu B}{(E - \mu B)^{1/2}} \left(n\omega_c \frac{\partial f}{\partial E}\right)_{\mu} + (n\omega_c - k(s)\,\omega) \frac{\partial f}{\partial \mu B}\Bigg)_{E} \Bigg) \times J_n^2 \left[\frac{k_\perp}{\omega_c}\left(\frac{2\mu B}{m}\right)^{1/2}\right] \frac{1}{\delta_\omega - k(s)w} \tag{6'}$$

where $\delta\omega = \omega - n\omega_c$.

In general, Eq. (2) assures that all quantities in Eqs. (7) and (8) are slowly varying except in the vicinity of isolated points where

$$\frac{\partial \epsilon[k(s), \omega, s]}{\partial k} = 0 \tag{9}$$

There the Eikonal solution breaks down and the full WKB treatment must be used to connect solutions across these points.

Now, considering the pair of k modes which coalesce, we may write

$$\phi^{\pm} = A_i \left(\frac{1}{B}\frac{\partial \epsilon}{\partial k}\right)^{-1/2} \exp \frac{1}{2}\left[i \int^{s} (k_1 + k_2)\, ds \pm i \int^{s} (k_1 - k_2)\, ds\right]$$

$$= A_i \left(\frac{1}{B}\frac{\partial \epsilon}{\partial k}\right)^{-1/2} \exp\left(i\psi_+ \pm i\psi_-\right)$$

From the structure of $\phi^{\pm}$ we see that the breakdown occurs when $k_1 - k_2 = 0$ at which $\partial\epsilon/\partial k = 0$. Consequently, it is this part of the solution that is of interest near the turning point. The remaining term (ψ_+) in general is well-behaved and can be continued almost everywhere.

It has been shown by Furry [6] that connection formulae can be obtained by considering the properties of the solution asymptotic to the turning point, remembering that the exact equation governing the system allows only non-singular solutions. In this case about the turning point (s_0),

$$k_1 - k_2 \propto \left(s - s_0\right)^{1/2}$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial k} \propto \left(s - s_0\right)^{1/2} \tag{10}$$

and the asymptotic solutions are identical to those of the Airy equation. Moreover, for our problem a detailed numerical study of the Stokes lines demonstrates that $\psi_-(s)$ dominates $\psi_+(s)$ for large values of s and hence forcing $\phi(s)$ to be well-behaved as $s \to \pm\infty$ assures the presence of a

localized solution. Finally, the uniqueness of the solution between turning points leads to the standard phase integral relation,

$$\oint \psi_{\perp} ds = \oint \frac{k_1 - k_2}{2} ds = (2m + 1)\pi, \quad m = 0, 1, 2, \ldots \tag{11}$$

Alternatively, one can expand the integral equation in the vicinity of the turning point about the local solution and obtain in similar fashion to the derivation of Eq. (4) the operator relation

$$\epsilon\left[k(s) - i \frac{\partial}{\partial s}, \omega, s\right] \hat{\phi}(s) = 0 \tag{12}$$

which when expanded about the turning point $\epsilon(s_0) = \partial\epsilon/\partial k)_{s=s_0} = 0$ produces

$$\left[\left(\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial k^2}\right)_{s_0} \frac{\partial^2}{\partial s^2} + \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \omega}\right)_{s_0} \frac{2(s - s_0)s_0 n\omega_c}{L^2}\right] \hat{\phi} = 0 \tag{13}$$

Analyzing this Airy equation in the vicinity $s - s_0 = 0$ enables us, in standard fashion [6], to obtain connection formulae leading to the phase integral relation, Eq. (11) as the condition for the presence of a localized mode.

2.2. Model—Results

We have used two models for our investigation. In one case the full dispersion equation [see Eq. (6)] was taken, with the following choice for the electron and ion distribution functions [7]:

$$f_e = \left(2\pi v_e^2\right)^{-3/2} \exp\left[-\left(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2\right)/2v_e^2\right]$$
$$f_i = \left(2\pi v_i^2\right)^{-3/2} \; v_{\perp}^2/2v_i^2 \exp\left[-\left(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2\right)/2\, v_i^2\right] \tag{14}$$

In a simplified analysis the anisotropy term was dropped (the term proportional to $k_{\parallel} w$), only the resonant term for the ions was used (see Eq. 6') and we set $\omega = n\omega_{ci}$ except in the resonant denominator. In addition, the following type of Lorentzian parallel velocity distributions were chosen

$$f_e = \left(2\pi^2 v_e\right)^{-1} \left(v_{\parallel}^2 + v_e^2\right)^{-1} \exp\left(-v_{\perp}^2/2v_e^2\right)$$
$$f_i = \left(2\pi^2 v_i\right)\left(v_{\parallel}^2 + v_i^2\right)^{-2} v_2^2 \exp\left(-v_{\perp}^2/2v_i^2\right) \tag{14'}$$

(with this simplified model the values of ω and k for absolute instability have been obtained analytically.)

Both models simulate the ion loss-cone distribution with independent perpendicular and parallel velocity ranges. This approximation is convenient for calculation but somewhat suspect if, as is the case for absolute modes, ion cyclotron damping terms are important. Hence, we must caution that all results obtained from these models are used to exhibit only the qualitative trends, and not precise quantitative features.

The results from Eqs (14) and (14') are in excellent agreement with each other for moderate harmonic number and therefore, since the second model (14') is simpler, only the analysis of the latter is presented here. It was necessary to use a higher order Lorentzian for the ions since the simple Lorentzian leads to anomalous wave propagation and did not produce absolute instability.

We find that the dispersion relation in terms of normalized quantities is given by

$$\epsilon = \rho - \left[\kappa/(1 + i\eta^{1/3}\kappa)\right]^2 + \left[\Omega(s) + 2i\kappa\right]\Big/\left[\Omega(s) + i\kappa\right]^2 \tag{15}$$

where

$$\eta = (T_e/T_i)^{3/2}(m_i/m_e)^{1/2}\Gamma_n\ ;\quad \rho = k_\perp^2\lambda_{D_e}^2\eta^{-2/3}$$

$$\Gamma_n = 2v_i^2\int d^3v\ \frac{\partial^2 f_i}{\partial v_\perp^2}\ J_n^2\left(\frac{k_\perp v_\perp}{\omega_{ci}}\right)$$

$$k = kv_e\eta^{-1/3}/n\omega_{c_i}(0)\ ;\quad \Omega(s) = \left[\omega - n\omega_{c_i}(s)\right]\eta^{-1/3}v_e/v_i n\omega_{c_i}(0) \tag{16}$$

and λ_{D_e} is the electron Debye length. From this normalized form the appropriate scaling for the absolute instabilities is obvious, the condition being just the dominance of the ion and electron terms over the vacuum contribution with $\kappa \sim \Omega(0) \sim 1$. The density threshold is then found to be $\rho \lesssim 1.5$.

We now consider the modification introduced by finite geometry. The derivation of the phase integral relation, Eq. (13), assumed that all disturbances vanish at infinity. This is guaranteed if the appropriate Stokes lines asymptote to the real s-axis as $s \to \pm\infty$, and there ψ_- must dominate the phase ψ_+. A detailed numerical study of the "level" lines for the dispersion relation, Eq. (15), was undertaken and, in Fig. 1 we have sketched representative behavior. Diagram A depicts the "level" lines for parameters which satisfied the "pinch" condition in the infinite medium limit and it is seen to have the proper topology to permit well-behaved solutions for large $|s|$. On the other hand, diagram B represents the "level" lines for a set of parameters which did not satisfy the "pinch" criterion in infinite geometry. This topology does not permit well-behaved solutions for $\pm s$, $|s|$ large. In addition, for all parameters it was seen that the difference phase ψ_- was dominant (as was required).

To obtain an estimate of the WKB correction to the infinite medium ("local") growth rates we write $B = B_0(1 + s^2/L^2)$ and expand all terms in

Eq. (13) about s = 0 and Ω, the infinite medium eigenfrequency. We then find as our dispersion relation

$$\Omega(0) - \Omega = (2m + 1)\lambda \left| N_1 + (2m + 1)\lambda N_2 \right| \tag{17}$$

where

$$\begin{aligned} N_1 &= (-\epsilon_{kk}/\epsilon_\Omega)^{1/2} \\ N_2 &= \Big[-5(\epsilon_{kkk}/\epsilon_{kk})^2 + 18\,\epsilon_{kkk}\,\epsilon_{k\Omega}/\epsilon_{kk}\,\epsilon_{\Omega\Omega} \\ &\quad -9(\epsilon_{k\Omega}/\epsilon_\Omega)^2 + 9\,\epsilon_{kkkk}/\epsilon_{kk} + 9\,\epsilon_{\Omega\Omega}\epsilon_{kk})(\epsilon_\Omega)^2 \\ &\quad -18\,\epsilon_{kk\Omega}/\epsilon_\Omega\Big]/48 \end{aligned} \tag{18}$$

and

$$\lambda = (a_i/2nL)(m_i/m_e)^{3/4}\,\Gamma_n^{-1/2}\,; \quad a_i = v_i/\omega_{ci}(0) \tag{19}$$

In the above, the subscripts refer to partial differentiation with respect to the subscript. Including the first-order term alone, for which it turns out $|\mathrm{Im}\, N_1| << |\mathrm{Re} N_1|$, a region of destabilization was found for $\eta \lesssim 0.1$. However, the second-order term, for which $|\mathrm{Im}\, N_2| \approx |\mathrm{Re} N_2|$, overcomes this tendency for small values of the expansion parameter λ and predicts stabilization even for large values of L/a_i (Although in extreme cases $\lambda \lesssim 0.5$ and therefore the expansion is on the verge of breakdown.)

The numerical results for Eq. (17) are depicted in Fig. 2 where we have plotted critical lengths (L/a_i) vs harmonic number (n) for fixed values of T_e/T_i for fusion conditions ($\omega_{pe}/\omega_{ce} = 1$, $m_i/m_e = 3600$). For all the values shown $kL >> 1$ so that the WKB approximation is valid. We see from

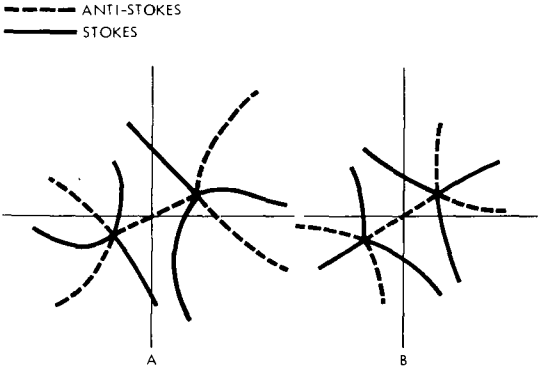


FIG.1. Topology of Stokes Lines: The topology of (A) allows for standing waves in the centre that decay at infinity. In (B) the anti-Stokes lines do not cross the real axis, and therefore, since well-behaved solutions cannot be constructed at infinity, there are no modes associated with these turning points.

the graph that the higher electron temperatures as well as higher harmonics are more difficult to stabilize. The breaks in the curves occur at the position at which the mode is stable in infinite medium theory. In addition, a determination of critical lengths as a function of density for fixed n and T_e/T_i shows that it is relatively insensitive to density, provided it is above the infinite medium threshold.

These results, which should be qualitatively sound, indicate that even large values of L/a_i are still adequate to stabilize resonant absolute modes for mirror ratios of about 2. Larger mirror ratios should allow even larger critical lengths. However, in order to describe this stabilization with more precision, we are currently investigating a non-separable, loss-cone distribution.

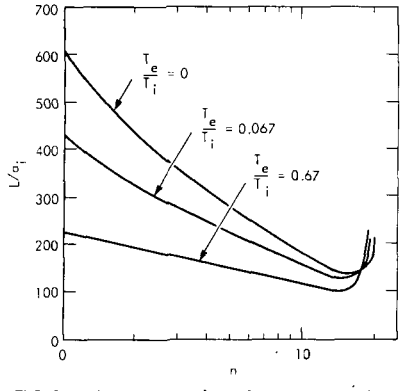


FIG. 2. Critical lengths vs harmonic number.

There is one dangerous aspect arising out of this calculation, namely the hotter the electrons the more difficult it is to stabilize. Thus the plasma possesses the ingredients for an explosive instability (attenuated by loss-cone filling) due to electron heating that would arise if instability once occurs.

3. REFLECTION OF CONVECTIVELY UNSTABLE MODES

Convectively unstable modes can normally be tolerated in open-ended devices since unstable waves generally propagate away from their initial region of excitation and finally their wave energy is absorbed at the ends of the system. If the length of the system is less than say ten e-folding lengths[1], [2], the existence need not be detrimental to containment. However, this optimistic viewpoint can be altered by wave reflection if it can cause a sufficient amount of feedback to induce an unstable standing wave.

There have been several investigations of wave reflection of convective waves due to plasma density gradients [8], [9], [10]. It has been found that local reflection mechanisms in general do not greatly alter the rough ten e-folding rule in a system that is sufficiently slowly varying. However, a nonlocal reflection mechanism investigated by Baldwin [11] and Berk et al. [10] can, under the proper circumstances, seriously limit the critical length of the machine.

This machine is similar to a wave echo [12] in which particles that absorb energy in one point in phase space can re-emit their energy elsewhere. A condition for such efficient energy transfer in a slowly varying medium is that there be a band of particles which at one point in space have a velocity about equal to that of local phase velocity. If these particles return to the same point of space with opposite velocity, in a time that is independent of their energy, they can then induce a wave that propagates in the opposite direction.

If this condition can be met in a mirror machine in which the electrons are entirely confined by an ambipolar electric potential, it has been shown [11] that the critical length L for the machine is then

$$L \sim \ell \ln(k_{\parallel} \ell) \tag{20}$$

where ℓ is the spatial e-folding length, and thus we have a severe length restriction. However, if the mirror fields influence electron confinement, then the regeneration can only be affected by particles with a definite magnetic moment. Though now the reflection is not nearly as strong it can still be significant, and roughly for the convective instability it produces the following critical length:

$$L \sim \ell \left(\frac{\ell}{a_i}\right) \frac{T_i}{T_e} \frac{\omega_{pe}}{\left(\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2\right)^{1/2}} \tag{21}$$

where a_i is the ion Larmor radius and ω_{pe} and ω_{ce} are electron plasma and cyclotron frequencies.

However, with proper design of the mirror fields one can eliminate this reflection mechanism by not fulfilling the stationary return time condition; e. g., an effective potential that varies slightly less than quadratically would prevent this reflection mechanism from arising.

4. STABILIZATION BY SHAPING THE ION DISTRIBUTION FUNCTIONS

Loss-cone-driven instability modes feed mainly from regions of positive slope in the ion distribution functions. In high mirror ratio systems, collisional loss-cone functions have positive slopes only at low relative energies, where phase volumes are small. It follows that strong stabilizing effects can arise from the controlled addition of relatively few ions, representing only a small fraction of the total particle energy density. The confinement time of the added group could thus be much shorter than that of the main distribution without seriously compromising the overall energetics. Mirror systems can be visualized to solve this problem.

We here consider two loss-cone sensitive modes: (1) the high-frequency convective loss-cone (HFCLC) mode, and (2) the drift cyclotron loss-cone (DCLC) mode. Both are essentially non-resonant modes only weakly dependent on anisotropy of the ion distribution function.

From the theory of the HFCLC it is simple to obtain a sufficient condition for stability by requiring that the growth length approaches infinity. Since it turns out that the use of more than one ion species is advantageous,

we state the condition for an arbitrary mixture of ion species. The condition is

$$\sum_j \eta_j (Z_j/A_j) y_j^2 \, \mathrm{Im}\, F(y_j) \geq 0 \text{ stable} \tag{22}$$

where

$$\mathrm{Im}\, F(y) = -2 \int_{\sqrt{y}}^{\infty} dx \, \frac{\partial \psi}{\partial x} \left[\frac{1}{(1 - x/y^2)^{1/2}} \right] \tag{23}$$

and $\psi(v_\perp^2)$ is the normalized distribution function of $(v_\perp^2, v_\parallel^2)$ after integration over $v_\parallel$. The quantity η_j is the fractional density of the jth species, $\sum_j \eta_j = 1$; Z_j and A_j are the charges and masses relative to protons; and $y_j = \omega/kv$.

Inspection of (2) above shows that the effect of stabilizing components contributing positive terms favors low energies through the term y_j^2, and favors lighter ions through the term (Z_j/A_j). Various types of stabilizing distribution functions can be considered, including energy-spread ion beams or lower energy loss-cone distributions. One of the most effective and simplest to analyze is a "warm" Maxwellian component, the case to be considered here.

Consider first a single-species plasma. The main ion distribution is characterized by the loss-cone-like distribution of Ref. [2], roughly representing a collisional distribution for mirror ratio $R_M = 2$. To this is added a warm Maxwellian component with relative temperature parameter θ. (Here $\theta = 1$ corresponds to a relative mean energy of 0.75.) Item I of Table I gives the result of optimizing calculations, with θ as a parameter, defining the value of η_M required to satisfy (26).

Even lower values may be achieved by use of different ion species. Also, as might be expected, higher mirror ratio distributions are even more readily stabilized. Such cases are also illustrated in the table, for $R_M = 2$ and $R_M = 10$. Each case has been optimized to minimum energy density. The first two cases indicate the one noted above and one for $R = 10$. The second two are for a composite distribution; a 50-50 mix of mass 2 and mass 3 ions (deuterons and tritons !) of equal mean energy plus a warm Maxwellian component of protons.

Inspection of the table shows both the importance of increasing the mirror ratio and the advantages of mixing ion species. We conclude that if it is indeed possible technically to create situations such as those calculated, the HFCLC should be suppressed.

We note, however, that the satisfaction of condition (26) does not imply that the loss-cone has been completely filled, there still being regions of positive slope for large $v_\parallel$. Thus one cannot expect lower frequency resonant modes to be effectively stabilized by these techniques. Some numerical computations of these modes have been carried out using the exact dispersion relation. In general, it is found that the density

threshold for the resonant modes is increased by the addition of the warm ion component in the proportion indicated in Table I, but only by a factor which is usually much less than 10. The finite length and finite magnetic gradient effects previously discussed are much more effective.

TABLE I. Optimized Relative Temperatures and Density for Warm Maxwellian Stabilizing Components.

R_M	θ	$\bar{U}_C/\bar{U}_H$	η_1	Relative Energy Density	Remarks
2	0.14	0.105	0.063	0.0067	Single Species
10	0.04	0.033	0.027	0.00089	Single Species
2	0.08	0.06	0.015	0.00090	(Mass 2 and 3) + (Mass 1)
10	0.015	0.012	0.015	0.00017	(Mass 2 and 3) + (Mass 1)

4.1. Stabilization of the drift cyclotron loss-cone mode

The DCLC mode, exhibiting a density gradient dependent threshold, imposes a lower limit on the plasma radius. This critical radius, of order 100 orbit radii [2] for the usual loss-cone distributions, may be substantially reduced by the addition of warm ion components. We consider first a simple case; the stabilization factors (reduction in critical radii) achievable by the addition of two different loss-cone distribution functions of differing energy. When only a single ion species is present and when the energies of both ion groups are large enough to permit asymptotic expansion of the dispersion equation the stabilization factor, derivable from the dispersion equation, becomes simply

$$S = \left[\sum_j \eta_j K_j^3\right] \tag{24}$$

Here $K_j = (\bar{a}/a_j)$, and $\bar{a} = \sum_j \eta_j a_j$, the mean orbit radius. Note that $K_j \sim U_j^{-1/2}$, (U_j is the mean energy of the jth group), again favoring lower energy components. An example will suffice to illustrate the gains achievable. Take $\eta_1 = 0.02$, $U_1 = 0.02$, $\eta_2 = 0.98$ and $U_2 = 1$, i.e., consider the effect of adding a 2% warm loss-cone component of 2% relative mean energy to a hot loss-cone distribution. In this case

$$S = \left[\sum_j \eta_j U_j^{-3/2}\right]^{1/3} = \left[7.1 + 0.98\right]^{1/3} = 2.0$$

Evaluation of the value ka_j for this case shows that $ka_2 \approx 14$, so that $ka_1 \approx 2$, roughly satisfying the asymptotic requirement.

When arbitrary species and non-loss-cone stabilizing components are considered, numerical methods must be used to obtain quantitative results. The dispersion equation for this mode, easily generalized to multiple species cases, will not be given here. Again the cases treated involve the addition of warm Maxwellian components to collisional loss-cone

TABLE II. Critical Gradients

Relative Energy	Fraction of Warm Plasma	Decreasing Density → $b_e^2 = 0$	Stab. Factor	$b_e^2 = 1$	Stab. Factor	$b_e^2 = 10$	Stab. Factor	$b_e^2 = 100$	Stab Factor	Mirror Ratio
-	0,0	0,0055	-	0.0090	-	0.032	-	0.19	-	10
0.01	0,001	0.011	2.0	0.014	1.6	0.038	1.2	0.27	1.4	10
	0,0025	0.021	3.8	0.024	2.7	0.047	1.5	stable	∞	
	0.005	0.031	5.6	0.041	4.6	0.064	2.0	stable	∞	
	0.010	0.021	3.8	0.036	4.0	0.16	4.9	stable	∞	
	0,015	0,0007	(0.13)	0.024	2.7	0.12	3.8	stable	∞	
	0.020	UNSTABLE		0.0023	(0.26)	0.11	3.4	stable	∞	
0.02	0.005	0.031	5.6	0.034	3.8	0.059	1.8	stable	∞	10
	0.01	0.074	13.5	0.078	8.7	0.10	3.3	stable	∞	
	0.02	0.076	13.8	0.099	11.0	stable	∞	stable	∞	
-	0.0	0.0038	-	0.0062	-	0.022	-	0.13	-	3
0.04	0.04	0.022	5.8	0.049	7.9	stable	∞	stable	∞	3

distributions. Some general features of the results obtained are: (1) The lowest critical gradients no longer need occur for $0 < \omega < \omega_{ci}$ for the main species, but may be found at higher frequencies. (2) The possibility of "double-hump" [13] destabilization leads to optimum densities for a given warm plasma temperature: At too high a warm plasma density the stabilization factors can become less than 1. (3) Composition plays a secondary role, except that mixed-species hot ion groups are always more stable than single-species cases.

The upshot of the calculations is that for mirror ratios $\gtrsim 3$, stabilizing factors of order 10 can be achieved at high plasma densities by the addition of a fraction of a percent to a few percent of warm Maxwellian components, still without risking the onset of double-hump instabilities. At somewhat lower densities, complete stabilization can result. Table II summarizes the results of some of the calculations for a single-species plasma. Density is designated through the parameter $b_e^2 = \omega_{ce}^2/\omega_{pe}^2$. Note that even at very high densities, $b_e^2 < 1$, critical gradients as large as 0.1 can be achieved.

How one solves the technical problems of creating composite ion distribution functions such as the ones we have examined will clearly depend on the system to be used. We have only gone as far as to satisfy ourselves that solutions to these problems exist in principle, and that the attendant energy and particle losses are not prohibitively large.

5. CONCLUSIONS

We have found that certain electrostatic instabilities in mirror-confined fusion plasmas can be eliminated if reasonable critical size requirements are satisfied. It has also been shown that, if necessary, the previously calculated critical dimensions for stabilizing the fastest-growing modes can be relaxed substantially through small modifications of the loss-cone distribution, while "resonant" modes not considered heretofore are stabilized by the inhomogeneity of the magnetic field. While new problems may emerge in time, it is nonetheless encouraging that the above important problems can be solved in principle. Of course, experiments must be the ultimate judge.

REFERENCES

[1] ROSENBLUTH, M. N., POST, R. F., Phys. Fluids 8 (1965) 547.

[2] POST, R. F., ROSENBLUTH, M. N., Phys. Fluids 9 (1966) 730.

[3] BEASLEY, C. O., CORDEY, J. G., Convective and Absolute Ion Cyclotron Instabilities in Homogeneous Plasmas, (to be published in Plasma Physics).

[4] DORY, R. A., GUEST, G. E., USAEC Rep. NYO-1480-73 (Paper presented at Sherwood Theoretical Meeting, New York University, March 1967).

[5] BRIGGS, R. J., Electron Stream Interchange with Plasmas, M.I.T. Press, Cambridge, Mass. (1964).

[6] FURRY, W. H. Phys. Rev. 21 (1947) 360.

[7] DORY, R. A., GUEST, G. E., HARRIS, E.G., Phys. Rev. Letters 14, 131 (1965).

[8] AAMODT, R. E., BOOK, D. L., Phys. Fluids 9 (1966) 143.

[9] BERK, H. L., HORTON, C. W., ROSENBLUTH, M. N., SUDAN, R. N., Phys. Fluids 10 (1967) 2003.

[10] BERK, H. L., HORTON, C. W., ROSENBLUTH, M. N., BALDWIN, D.E., SUDAN, R.N., Phys. Fluids 11 (1968) 365.

[11] BALDWIN, D.E., Phys. Rev. Letters 18 (1967) 1119.

[12] GOULD, R. W., O'NEIL, T. M., MALMBERG, J. H., Phys. Rev. Letters 19 (1967) 219.

[13] PEARLSTEIN, L. D., ROSENBLUTH, M. N., CHANG, D. B., Phys. Fluids 9 (1966) 953.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ В ПЛАЗМЕ ТОКОМ, ТЕКУЩИМ ПОПЕРЕК УДЕРЖИВАЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В.И.АРЕФЬЕВ, А.В.ГОРДЕЕВ и Л.И.РУДАКОВ
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

INSTABILITIES PRODUCED IN A PLASMA BY A CURRENT FLOWING ACROSS THE CONTAINING MAGNETIC FIELD. An analysis is made of the conditions producing the instability of a plasma in a non-uniform magnetic field. It is shown that the current component perpendicular to the magnetic field can cause the instability. The authors study the high-frequency region of unstable oscillations in which ions are not magnetized. The authors discuss instabilities on the electron acoustic oscillation branch, where the oscillation increments are large. They construct a non-linear theory for this instability and calculate the rate of ion heating due to Cherenkov absorption of the unstable oscillations. The theory is found to be in good agreement with the results of experimental heating of a plasma by magneto-acoustic and ion-cyclotron waves. The authors consider the instabilities that can develop at the front of a straight magneto-acoustic shock wave as it is being formed in a dilute plasma. It is shown that a wave front with a width δ less then c/ω_{pi} is unstable with respect to "whistling atmospherics" perturbations of the order δ. These instabilities develop within a time less than the "steepening" time of a non-linear magneto-acoustic wave and should hinder the formation of a wave front with a width less than c/ω_{pi}. Lastly, they consider the high-frequency instabilities that can develop in a thin-skinned paramagnetic pinch. They attempt to explain, on the basis of these instabilities, the occurrence of a force-free paramagnetic pinch and of energetic ions in experiments carried out in devices of the Zeta type.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ В ПЛАЗМЕ ТОКОМ, ТЕКУЩИМ ПОПЕРЕК УДЕРЖИВАЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ. Анализируются условия возникновения неустойчивостей плазмы в неоднородном магнитном поле. Показано, что в плазме компонента тока, перпендикулярная магнитному полю, может быть причиной неустойчивости. Изучается высокочастотная область неустойчивых колебаний, в которых ионы не замагничены. Рассмотрены неустойчивости, которые могут развиваться на фронте формирующейся прямой магнитно-звуковой ударной волны в разреженной плазме. Показано, что фронт шириной δ, меньшей чем $c/\omega pi$, неустойчив относительно возмущений типа "свистящих атмосфериков" масштаба δ. Эти неустойчивости развиваются за время, меньшее времени укручения нелинейной магнитно-звуковой волны и должны препятствовать образованию фронта с шириной, меньшей $c/\omega pi$. Обсуждаются неустойчивости на ветви электронных звуковых колебаний, инкременты которых велики. Для этой неустойчивости построена нелинейная теория и вычислена скорость нагрева ионов вследствие черенковского поглощения неустойчивых колебаний. Сравнение этой теории с экспериментами по нагреву плазмы магнитно-звуковой волной дает хорошее согласие. Сделана попытка объяснить возникновение энергичных ионов в экспериментах на установке типа "Зета". Наконец, рассмотрена неустойчивость слоя разреженной плазмы, разделяющего магнитные поля разного направления.

1. ВВЕДЕНИЕ

В данном докладе обсуждаются, главным образом, неустойчивости плазмы, в которой плотность тока, текущего поперек магнитного поля, существенно превышает плотность равновесного ларморовского тока. Такой сильный поперечный ток может возникнуть, например, на фронте нелинейной волны в плазме или в периодической магнитно-звуковой волне. Будет показано, что при этом плазма может оказаться неустойчивой от-

носительно возмущений, инкремент которых существенно больше, чем инкремент дрейфовых неустойчивостей. Именно эти неустойчивости могут быть ответственными за разрушение и уширение фронта нелинейной волны и за нагрев ионов. Будет рассмотрена также устойчивость слоя разреженной плазмы, разделяющего магнитные поля разных знаков. Такая конфигурация – трубчатый пинч – возникает, в частности, в экспериментах с ударными волнами. К тому же неустойчивости этих двух объектов имеют общую природу.

Наконец, исследование закономерностей нагрева ионов плазмы, в которой возбуждена мелкомасштабная турбулентность, привело нас к некоторым выводам о зависимости температуры высокоионизованных примесей от их заряда в установках типа "Зета".

Устойчивость нелинейных магнитно-звуковых волн, в частности ударных волн, и устойчивость трубчатого пинча в рамках уравнений магнитной газодинамики изучались ранее (см. [1,20]). Что касается неустойчивостей тока на фронте магнитно-звуковой волны конечной амплитуды, приводящих к возбуждению мелкомасштабных колебаний типа ионного звука, то они также подробно изучены применительно к экспериментам [1,2].

Исследования, собранные в этом докладе, относятся к такому интервалу частот ($\omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_{He}$) и волновых векторов возмущений $\left(\frac{\omega_{pi}}{c} \ll k \ll \frac{\omega_{pe}}{c}\right)$, где уже несправедливы уравнения магнитной газодинамики. При таких масштабах следует пользоваться уравнениями двухкомпонентной газодинамики для электронов и ионов.

Наиболее общая постановка задачи заключается в следующем. Рассматривается неустойчивость различных профилей магнитного поля, плотности и давления по отношению к таким возмущениям, для которых эти профили можно считать квазистационарными.

В рамках двухкомпонентной газодинамики в магнитном поле существуют высокочастотные колебания типа "свистящих атмосфериков" (или "свистов"), которые могут распространяться в плазме со скоростью, много большей скорости ударной волны поперек магнитного поля. Это обстоятельство, в частности, позволяет при исследовании устойчивости возмущений типа "свистов" пренебречь изменением формы профиля магнитного поля в неустановившейся волне и течением плазмы через фронт волны. Поэтому в большинстве приводимых ниже результатов скорость течения плазмы через фронт и скорость деформации профиля магнитного поля не содержатся в явном виде. Но сама величина градиента магнитного поля и давления на фронте нелинейной волны может существенно определяться скоростью течения плазмы через фронт волны:

$$Mn_0 \left\{ \frac{\partial \bar{v}_0}{\partial t} + (\bar{v}_0 \nabla)\bar{v}_0 \right\} = -\nabla p_0 + \frac{1}{4\pi} \left[\mathrm{rot}\, \bar{H}_0, \bar{H}_0 \right] \qquad (1)$$

Именно поэтому часть наших результатов можно сразу применить к покоящейся плазме.

Отметим еще следующее. Как известно, стационарные нелинейные решения уравнений двухкомпонентной магнитной газодинамики в бесстолкновительной плазме [3] или решения, описывающие нелинейные течения перед магнитным полем [4] в плотной плазме ($\omega_{pe} \gg \omega_{He}$) имеют характерные осцилляции магнитного поля и плотности с масштабом c/ω_{pe}. Мы же

будем рассматривать в дальнейшем устойчивость плавных и более широких профилей, где осцилляции такого масштаба отсутствуют. Такой выбор мы сделали, во-первых, потому, что в экспериментах с плотной плазмой профиль фронта волны относительно гладкий и его ширина $\delta \geq (7 \div 10)c/\omega_{pe}$ [5,6,7].

Отсутствие осцилляций масштаба c/ω_{pe} можно объяснить, приняв во внимание возможный эффект рассеяния электронов на мелкомасштабных турбулентных электрических полях, возникших из-за неустойчивости тока на фронте волны [2,8].

Во-вторых, как показывают расчеты [9] и эксперимент [5] осцилляции с масштабом c/ω_{pe}, если и появляются, то на конечной стадии укручения нелинейной магнитно-звуковой волны, а обнаруженная нами неустойчивость может развиваться значительно раньше.

Итак, рассмотрим устойчивость профиля нелинейной магнитно-звуковой волны относительно малых возмущений в рамках уравнений двухкомпонентной газодинамики.

При этом воспользуемся приближением для электронов

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\bar{v}) = 0 \qquad (2)$$

$$m\frac{d\bar{v}}{dt} = -e\bar{E} - \frac{e}{c}[\bar{v}\bar{H}] - \frac{\nabla p_e}{n} - m\nu\bar{v} \qquad (3)$$

$$\frac{d}{dt}(p_e n^{-\gamma}) = 0 \qquad (4)$$

и уравнениями Максвелла.

Гидродинамические уравнения (3) и (4) справедливы только в том случае, если частота столкновений ν достаточно велика. Это могут быть парные соударения или рассеяния на мелкомасштабных флуктуациях электрических полей. Выбор уравнения для p_e определяется характером колебаний. Так, если теплопроводность электронного газа вдоль магнитного поля велика $\omega \ll k_z \frac{v_{Te}^2}{\nu}$, то $\gamma = 1$. В этом случае температура электронов на силовой линии постоянна, т.е.

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + c\,\frac{\bar{E}\times\bar{H}}{H^2}\nabla T_e = 0 \qquad (5)$$

2. УСТОЙЧИВОСТЬ ФРОНТА ПЛОСКОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ВОЛНЫ

В этом разделе будет исследована устойчивость фронта плоской нелинейной волны, движущейся в направлении оси x перпендикулярно направлению основного магнитного поля H_0, направленного вдоль оси z. При этом скорость массового движения плазмы в волне направлена вдоль оси x - v_{0x}, а скорость токового движения электронов вдоль оси y - v_{0y}. Все перечисленные величины, а также плотность n_0 и давление p_0 изменяются только в направлении оси x на фронте волны. Ширину фронта вол-

ны будем обозначать через δ. В некоторых случаях профили различных величин могут иметь разную ширину.

Рассмотрим возмущения, для которых $k_z/k \gg \omega/\omega_{He}$. При этом движение электронной компоненты плазмы в малых колебаниях можно считать безинерционным. Если $\omega \gg \omega_{Hi}$ и $k_z \gg \omega_{pi}/c$, то движением ионов в этих колебаниях можно пренебречь. Таким образом, будем рассматривать неустойчивость, связанную только с движением электронной компоненты плазмы и не затрагивающую ионную компоненту. При этом, вследствие квазинейтральности, $n_{1e} = n_{1i} = 0$. Эффектом омической диссипации в таких колебаниях можно пренебречь, если $\nu/\omega \ll \omega_{pe}^2/k^2c^2$. Если теперь воспользоваться сделанными предположениями и взять ротор от уравнения (3), выразив в нем скорость электронов $\bar{v}$ через rot $\bar{H}$, то уравнения для исследования устойчивости нелинейной волны принимают вид:

$$\frac{4\pi e}{c}\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = \mathrm{rot}\left(\frac{1}{n}\left[\bar{H}, \mathrm{rot}\,\bar{H}\right] + \frac{4\pi}{n}\nabla p_e\right) \tag{6}$$

$$\frac{d}{dt}\left(p_e n^{-\gamma}\right) = 0 \tag{7}$$

Наиболее простой путь сведения линеаризованной системы уравнений (6,7) к одному уравнению следующий. Надо взять x компоненты от первого уравнения и его ротора. Тогда вместе со вторым уравнением получится система уравнений относительно переменных H_{1x}, $(\mathrm{rot}\,\bar{H})_{1x}$ и p_1. Исключая из них $p_1 = \frac{iH_{1x}}{k_z H_0} p^{*\prime}$, $(\mathrm{rot}\bar{H})_{1x}$, получим одно дифференциальное уравнение для H_{1x}

$$\frac{d^2H_x}{dx^2} + H_x\left\{-\kappa^2 - \frac{n}{H}\left(\frac{H'}{n}\right)' + \frac{\kappa^2}{k_z^2}\cdot\frac{4\pi n' p^{*\prime}}{nH^2} + \frac{\omega_{pi}^4}{k_z^2 c^4}\cdot\frac{(\omega - k_y v_y)(\omega - k_y v_n)}{\omega_{Hi}^2}\right\} = 0 \tag{8}$$

где

$$p^{*\prime} = n^{\gamma}\left(p_e n^{-\gamma}\right)', \quad \kappa^2 = k_y^2 + k_z^2$$

$$v_y = \frac{c^2}{\omega_{pi}^2}\omega_{Hi}\frac{H'}{H}, \quad v_n = \frac{c^2}{\omega_{pi}^2}\omega_{Hi}\frac{n'}{n}$$

а штрих обозначает дифференцирование по x. Здесь мы опустили индексы у невозмущенных и возмущенных величин.

Если плазма однородна, то отсюда получается дисперсионное уравнение для колебаний типа "свистящих атмосфериков"

$$-k^2 - k_x^2 + \frac{\omega^2}{\omega_{Hi}^2} \cdot \frac{\omega_{pi}^4}{k_z^2 c^4} = 0 \quad .$$

Чтобы учесть движение ионов, в правую часть этого уравнения следует добавить член $\frac{k^2+k_x^2}{k_z^2} \cdot \frac{\omega_{pi}^2}{c^2}$. Тогда при $k_z \ll \frac{\omega_{pi}}{c}$ рассматриваемые колебания переходят в магнитный звук.

Покажем теперь при помощи уравнения (8), что слабая нелинейная волна ($\Delta H \ll H$) неустойчива относительно возмущений типа поверхностной волны $k\delta \ll 1$. Выберем начало координат в середине профиля нелинейной волны. Тогда вне фронта нелинейной волны, где магнитное поле и плазма считаются однородными, решением уравнения (8) будет:

$$H_x = \begin{cases} A\exp(\varkappa x), & x<0 \\ A\exp(-\varkappa x), & x>0 \end{cases} \qquad \varkappa^2 = k^2 - \left(\frac{\omega}{\omega_{Hi}} \cdot \frac{\omega_{pi}^2}{k_z c^2}\right)^2 \qquad \mathrm{Re}\,\varkappa > 0$$

Проинтегрируем уравнение (8) по x по области, размеры которой δ_1 удовлетворяют условию $\delta \ll \delta_1 \ll x^{-1}$. Пренебрегая под интегралом изменением H_x и членами, не содержащими производных, получим следующее дисперсионное уравнение для поверхностных колебаний:

$$2\varkappa = \int dx \left\{ -\frac{n}{H}\left(\frac{H'}{n}\right)' + \frac{k^2}{k_z^2} \cdot \frac{4\pi n' p^{*\prime}}{nH^2} \right.$$

$$\left. + \frac{k_y^2}{k_z^2} \cdot \frac{H'n'}{Hn} - \frac{\omega_{pi}^2}{k_z^2 c^2} \cdot \frac{\omega k_y}{\omega_{Hi}} \cdot \frac{(Hn)'}{Hn} \right\} \qquad (9)$$

Для того чтобы можно было пренебречь изменением H_x на фронте волны, необходимо считать, что $\frac{k_y^2}{k_z^2} \cdot \frac{\Delta H}{H} \cdot \frac{\Delta n}{n} \ll 1$. Легко убедиться, что выписанное дисперсионное уравнение имеет неустойчивые решения. Так, пренебрегая в этом уравнении двумя первыми и последним членами под интегралом, что возможно в случае $\beta \ll 1$, $\frac{k_y^2}{k_z^2} \gg \frac{H}{\Delta H}$, получим:

$$\sqrt{k_y^2 - \frac{\omega^2}{\omega_{Hi}^2} \cdot \frac{\omega_{pi}^4}{k_z^2 c^4}} = \frac{k_y^2}{2k_z^2} \int dx \, \frac{H'n'}{Hn} \qquad (9')$$

Из уравнения видно, что при

$$\frac{|k_y|}{2k_z^2} \int dx \, \frac{H'n'}{Hn} > 1 \qquad (10)$$

слабая ударная волна неустойчива. Если считать для оценки $\frac{|H'|}{H} \sim \frac{|n'|}{n} \sim \frac{1}{\delta}$ и воспользоваться ограничениями на k_z и k_y $k_z \gg \frac{\omega_{pi}}{c}$, $\frac{H}{\Delta H} \ll \frac{k_y^2}{k_z^2} \ll \left(\frac{L_n}{\Delta H}\right)$, то полученное выше условие неустойчивости можно записать в виде следующего условия на ширину фронта δ нелинейной магнитно-звуковой волны:

$$\frac{1}{\delta} \gg \int dx \left(\ln H\right)'\left(\ln n\right)' \gg \frac{\omega_{pi}}{c} \cdot \frac{\Delta H}{H} \qquad (10')$$

При этом инкремент рассматриваемых колебаний по порядку величины равен:

$$\mathrm{Im}\,\omega \gtrsim \frac{V_{Ai}}{\delta} \cdot \frac{k_z c}{\omega_{pi}} \cdot \frac{\Delta H}{H} \qquad (11)$$

Как мы уже отмечали ранее, развиваемая теория может считаться справедливой только в том случае, если инкремент колебаний значительно больше характерного времени деформации фронта нелинейной волны. Это справедливо при $\frac{H}{\Delta H} \ll \frac{k_z c}{\omega_{pi}} \ll \frac{c}{\delta \omega_{pi}}$. Таким образом, мы показали, что слабая прямая магнитно-звуковая волна, в которой плотность и магнитное поле не сильно "разморожены", неустойчива по отношению к возмущениям типа "свистящих атмосфериков".

В результате развития такой неустойчивости на фронте нелинейной волны, наряду с основной компонентой магнитного поля H_z, появятся также компоненты магнитного поля H_x и H_y.

Конечно, неустойчивыми могут оказаться и сильные волны. Но, к сожалению, для сильной волны нельзя написать общего дисперсионного соотношения. Точное решение можно получить только для некоторых частных случаев. Но для возмущений с $k_y = 0$ ситуация более определенная.

Рассмотрим уравнение (8) на фоне сильной нелинейной волны при $k_y = 0$, $\gamma = 1$.

$$\frac{d^2 H_x}{dx^2} + H_x \left\{ \frac{\omega^2}{k_z^2}\left(\frac{\omega_{pi}^2}{c^2 \omega_{Hi}}\right)^2 - k_z^2 - \frac{n}{H}\left(\frac{H'}{n}\right)' + \frac{4\pi n' T_e'}{H^2} \right\} = 0 \qquad (12)$$

В случае слабой волны $\Delta H \ll H$, это уравнение неустойчиво относительно поверхностных возмущений. Инкремент такого решения определяется дисперсионным соотношением (9), в котором следует положить $k_y = 0$, $p^{*\prime} = nT_e'$.

Этот вывод можно сформулировать еще следующим образом: уравнение (12) имеет, по крайней мере, одно решение с $x^2 > 0$, если выполняется интегральное условие. Этому решению соответствуют устойчивые колебабания при $k_z^2 > x^2$ и неустойчивые колебания при $k_z^2 < x^2$.

Из этих очевидных рассуждений следует, что фронт сильной волны также неустойчив относительно возмущений с $k_y = 0$, если уравнение (12) для такого фронта имеет, по крайней мере, одно собственное решение.

Рассмотрим два примера. При наличии ионной вязкости возможно установление нелинейной волны, в которой плотность изменяется скачком на длине δ_n, в то время как магнитное поле в волне изменяется на длине $\delta_{ск} = \frac{c^2}{4\pi e v_x}$, причем $\delta_{ск} \gg \delta_n$ (изомагнитный скачок [10]). Тогда при G= const в области перед волной (x> 0)

$$H_z = H_{z1} + H_{z2}\,\frac{n_2-n_1}{n_2}\exp\left(-\frac{x}{\delta_{ск}}\cdot\frac{n_2}{n_1}\right), \qquad \frac{H_{z1}}{H_{z2}} = \frac{n_1}{n_2}$$

Здесь H_{z1}, n_1 и H_{z2}, n_2 обозначают величины магнитного поля и плотности соответственно перед фронтом и за фронтом волны. Рассмотрим устойчивость такого фронта по отношению к возмущениям типа поверхностной волны с $k_y = 0$, описываемым уравнением (12). В области за волной (x< 0) решением этого уравнения будет:

$$H_x = A\exp(\varkappa x), \qquad \varkappa^2 = k_z^2 - \frac{\omega^2}{k_z^2}\left(\frac{\omega_{pi}^2}{c^2\omega_{Hi}}\right)^2, \quad \mathrm{Re}\,\varkappa > 0$$

а в области перед волной (x> 0)

$$H_x = A\exp\left(-x\sqrt{\varkappa^2 + \frac{1}{\delta_{ск}^2}\cdot\frac{n_2^2}{n_1^2}}\right), \qquad \varkappa\delta_{ск}\frac{n_1}{n_2} \ll 1.$$

Для получения дисперсионного уравнения необходимо сшить dH_x/dx при $x = 0$.

Из условия сшивки получим:

$$\varkappa + \sqrt{\varkappa^2 + \frac{1}{\delta_{ск}^2}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = \ln\frac{n_2}{n_1}\left\langle -\frac{H'}{H} - \frac{4\pi n T_e'}{H^2}\right\rangle \qquad (13)$$

где $\langle \ldots \rangle$ означает среднее значение величины в точке скачка плотности. Если $\beta_e \ll 1$, то $\left\langle -\frac{H'}{H}\right\rangle \cong \frac{n_2}{2n_1\delta_{ск}}$ и колебания отсутствуют, так как левая часть уравнения всегда больше правой.

При $\beta_e \sim 1$ неустойчивость возможна, если температура электронов T_e и магнитное поле H спадают в одну сторону и

$$\frac{1+\bar\beta}{2}\ln\frac{n_2}{n_1} > 1, \qquad \bar\beta = \delta_{ск}\frac{n_1}{n_2}\left\langle\frac{8\pi n|T_e'|}{H^2}\right\rangle$$

Рассмотрим теперь устойчивость сильной ударной волны, за фронтом которой $\beta_e \gg 1$, а магнитное поле, плотность и давление p_e меняются на одном и том же масштабе δ. Пусть $k_y = 0$, а возмущения магнитного поля мелкомасштабные, $k_x\delta \gg 1$.

В этом случае существуют локальные нарастающие возмущения, описываемые дисперсионным уравнением

$$\int dx\sqrt{\frac{\omega^2}{k_z^2}\left(\frac{\omega_{pi}^2}{c^2\omega_{Hi}}\right)^2 - k_z^2 + \frac{4\pi n' T_e'}{H^2}} = \pi\left(l+\frac{1}{2}\right) \qquad (14)$$

В результате развития такой неустойчивости с инкрементом $\gamma \sim \beta \omega_{Hi} \frac{c^2}{\delta^2 \omega_{pi}^2}$ весь фронт нелинейной волны будет разбиваться на отдельные ячейки с масштабом $\lambda \sim \frac{\delta}{\sqrt{\beta_e}} \simeq \frac{\delta}{\mathcal{M}}$, где M – число Маха.

При выводе уравнения (8) мы пренебрегли движением ионов в колебаниях, что справедливо при $k_z \gg \omega_{pi}/c$, и движением плазмы через фронт волны с переменной скоростью $v_x = Mv_{Ai}$. Очевидно, что если $Im\omega \gg \frac{\mathcal{M} v_{Ai}}{\delta}$, то возмущение успеет вырасти прежде чем снесется потоком из области фронта волны. Отсюда следует вывод, что фронт сильной ударной волны может оказаться неустойчивым, если

$$\delta < \frac{c}{\omega_{pi}} \sqrt{\beta_e} \quad (\beta_e \simeq \mathcal{M}^2).$$

Изученная неустойчивость приводит к локальному пинчеванию тока в плоскости волны. Рассмотрим сначала, каким конфигурациям возмущенных силовых линий соответсвуют решения уравнения (8) для $\omega \ll \omega_{Hi} \frac{k_z^2 c^2}{\omega_{pi}^2}$ и $k_y = 0$. В таких возмущениях электрическое поле можно считать потенциальным, $\vec{E} = -\nabla\varphi$. Тогда квазиравновесные состояния газа электронов определяются уравнениями:

$$en_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}(n_0 T_{1e}) + \frac{1}{c} j_y H_z = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(en_0\varphi - n_0 T_{1e}) - \frac{1}{c} j_y H_x = 0, \qquad (15)$$

$$T_{1e} = -\xi_x T_{0e}', \quad \xi_x = -\frac{iH_x}{k_z H_0}, \quad H_y = 0$$

где $\vec{\xi}$ – смещение электронов в возмущениях. Магнитное поле "вморожено" в электроны.

Из системы (15) следует уравнение (8) для H_x в случае $\omega = 0$. Если это уравнение имеет локализованные решения для некоторого набора значений k_{zl}^2, то это означает, что существуют ряд квазиравновесных состояний.

Рассмотрим теперь возмущение с меньшим значением k_z^2. В этом случае возвращающая сила $\frac{1}{c} j_y H_z$ при той же амплитуде смещения ξ_x меньше и не может полностью уравновесить силу

$$en_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}(n_0 T_{1e}) = \xi_x n_0' T_{0e}' - n_0 \frac{\partial}{\partial x}\left(\xi_x \frac{H_0 H_0'}{4\pi n_0}\right)$$

на величину $\left(k_{z\ell}^2 - k_z^2\right) \frac{H_0^2}{4\pi} \xi_x$. Это приводит к смещению электронов вдоль оси x. Сила $n_0 \frac{e}{c} v_x H_0$ приводит к смещению электронов по y и появлению поля H_y. Неустойчивость должна прекратиться, когда возмущение магнитного поля станет сравнимым с H_0.

В формулах этого раздела отсутствует частота рассеяния электронов ν. Пренебрежение эффектами омической диссипации в колебаниях, как уже отмечалось, оправдано, если $\omega \gg k^2 c^2 \nu / \omega_{pe}^2$. Но ν определяет и минимальный размер δ_H, на котором меняется магнитное поле: $\delta_H \sim \frac{c}{\omega_{pi}} \cdot \frac{\nu}{\omega_{He}}$. Поэтому для неустойчивых возмущений с $Im\,\omega \sim \omega_{Hi} \frac{k_z^2 c^2}{\omega_{pi}^2}$ и $k_z < \frac{1}{\delta}$ это условие выполнено, если $\nu \ll \omega_{He}$ или $\delta_H \ll c/\omega_{pi}$. Проверим также справедливость предположения $\omega \ll k_z^2 v_{Te}^2/\nu$, на основе которого в уравнении (4) положено $\gamma = 1$. Так как $Im\omega \sim \frac{k_z^2 c^2}{\omega_{pi}^2} \omega_{Hi}$, то члены с давлением учтены правильно, если

$v_{Te}^2 \gg \omega_{Hi} \nu\, c^2/\omega_{pi}^2$ или, выражая ν через δ_H, если $\delta_H < c/\omega_{pi}\,\beta$.

3. УСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТНО-ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

В этом разделе мы обсудим устойчивость магнитно-звуковой волны относительно мелкомасштабных возмущений с $K \gg \frac{|H'|}{H}, \frac{|n'|}{n}$. Из уравнений двухкомпонентной магнитной газодинамики в диапазоне значений частот $\omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_{He}$ и волновых векторов $\frac{\omega_{pe}}{c} \gg K \gg \frac{|n'|}{n}$ можно получить следующее дисперсионное соотношение для возмущений вида $\exp(-i\omega t + i\bar{K}\bar{r})$

$$\frac{\omega - k_y v_n}{\omega - k_y v_y} = \frac{k^2 v_{Ai}^2}{\omega^2} + \frac{k_z^2 V_{Ae}^2}{(\omega - k_y v_y)^2} \cdot \frac{k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} \qquad (16)$$

$$v_n = \frac{c^2}{\omega_{pi}^2} \omega_{Hi} \frac{n'}{n}, \quad v_y = \frac{c^2}{\omega_{pi}^2} \omega_{Hi} \frac{H'}{H}, \quad V_{Ai} = \left(\frac{H^2}{4\pi n M}\right)^{1/2}, \quad V_{Ae} = \left(\frac{H^2}{4\pi n m}\right)^{1/2}$$

В отличие от случая, рассмотренного во втором разделе, при выводе этого уравнения учтено движение ионов в колебаниях, но пренебрежено эффектами, связанными с тепловым движением электронов и ионов. Последнее справедливо, если $\omega \gg k v_{Ti}$, $|\omega - k_y v_y| \gg k_z v_{Te}$. Это уравнение переходит в (8) в W.K.B. приближении в предельном случае $\omega/k \gg v_{Ai}$. Формально уравнение (16) имеет неустойчивые решения при сколь угодно малом значении токовой скорости v_y. Но в действительности, из условий применимости уравнения (16) $\omega \gg \omega_{Hi}$, $\omega > k v_{Ti}$ на v_y есть ограничение $v_y \gg v_{Ti}, V_{Ai}\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2}$.

Если $v_y < v_{Ti}$, то при исследовании неустойчивости надо учитывать тепловое движение ионов. В таких возмущениях электрическое поле мож-

но считать потенциальным. Дисперсионное уравнение для потенциальных колебаний в диапазоне частот $k v_{Ti} \gg |\omega - k_y v_y| \gg k_z v_{Te}$ имеет вид:

$$\left(1 + \frac{i\nu}{\omega - k_y v_y}\right)\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{Ti}^2}\left[1 - \frac{\omega^*}{\omega - k_y v_y} + i\sqrt{\pi}\,\frac{\omega - \omega^*(1+\eta)}{k v_{Ti}}\right] -$$

$$- \frac{k_z^2/k^2\ \omega_{pe}^2}{(\omega - k_y v_y)(\omega - k_y v_y + i\nu)} + i\,\frac{2\sqrt{\pi}\,\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Te}^2}\cdot\frac{\omega - k_y v_y}{k_z v_{Te}}\exp\left[-\frac{(\omega - k_y v_y)^2}{k_z^2 v_{Te}^2}\right] = 0 \qquad (17)$$

$$\omega^* = \frac{cT_i}{eH}\cdot\frac{n'}{n}\,,\quad \frac{|n'|}{n} = r_0^{-1}\,,\quad \eta = \frac{d\ln T_i}{d\ln n}$$

Оно получено в предположении, что движение ионов в колебаниях не замагничено. Сравнивая уравнения (16) и (17), можно установить критерий потенциальности: $\frac{kc}{\omega_{pe}} \gg 1$. Отметим, что уравнение (16) было получено и исследовано в [11], а уравнение (17) – в [12]. В случае, когда токовая скорость v_y много больше скорости ларморовского дрейфа ионов, $v_{gp} = \frac{p'}{nM\omega_{Hi}}$ Частота и инкремент неустойчивых колебаний определяются выражениями

$$\omega = k_y v_y + k_z\left(\frac{T_i}{m}\right)^{1/2}\alpha\,,\quad \alpha = \left(1 + \frac{k^2 v_{Ti}^2}{2\omega_{He}\omega_{Hi}}\right)^{-1/2}$$

$$\gamma = -\frac{\nu}{2} - \frac{\sqrt{\pi}}{2}k_z\left(\frac{T_i}{m}\right)^{1/2}\alpha^3\left[\frac{\omega}{k v_{Ti}} + \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{3/2}\alpha\exp\left(-\frac{T_i\alpha^2}{2T_e}\right)\right] \qquad (18)$$

Колебания с $|k_z| < -\frac{k_y v_y}{v_{Ti}}\left(\frac{2m}{M}\right)^{1/2}$ при $T_i \gg T_e$ и $v_y > v_{Ti}\left(\frac{\nu^2}{\omega_{He}\omega_{Hi}}\right)^{1/4}$ неустойчивы.

При $v_{gp} \simeq v_y$ в неоднородной плазме могут раскачиваться дрейфовые колебания [13]

$$\omega = k_y v_y + \frac{cT_i}{eH}\cdot k_y\frac{n'}{n}\alpha\,,\quad k\rho_{Hi}\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} \ll 1 \qquad (19)$$

$$\gamma = -\sqrt{\pi}\,\omega^*\,\frac{\omega - \omega^*(1+\eta)}{k v_{Ti}}\,,\quad \rho_{Hi} = \frac{v_{Ti}}{\omega_{Hi}}$$

Эту неустойчивость можно интерпретировать как черенковское возбуждение колебаний ларморовским током при $\eta > 0$, а также дополнительным током электронов, созданным магнитно-звуковой волной.

Таким образом, формально из уравнения (17) следует, что потенциальные возмущения неустойчивы при любом значении токовой скорости. Правда, величина инкремента сильно зависит от отношения T_e/T_i. Если $T_e/T_i \ll 1$, то при условии $v_y \gg v_{gp}$, $v_y \gg v_{Ti}\left(\frac{\nu^2}{\omega_{He}\omega_{Hi}}\right)^{1/4}$ неустойчивы возмущения с $k_z \neq 0$, а у них γ больше, чем у возмущений с $k_z = 0$ в v_y/v_{gp} раз. Но в действительности существует довольно жесткое ограничение на пороговое значение токовой скорости. Оно связано с требованием, чтобы движение ионов в колебаниях было не замагничено.

Для того чтобы второй член в уравнении (17) правильно учитывал вклад резонансных ионов в возмущение плотности плазмы в колебаниях, требуется удовлетворить хотя бы одному из следующих условий:

$$\gamma \gg \omega_{Hi}, \quad k_z v_{Ti} \gg \omega_{Hi}, \quad k_y \frac{v_{Ti}^2}{\omega_{Hi}} \cdot \frac{H'}{H} \gg \omega_{Hi}$$

Из первого неравенства следует довольно жесткое условие неустойчивости

$$v_y \gg v_{Ti}\left(\frac{m}{M}\right)^{1/4} \tag{20}$$

Неустойчивость потенциальных возмущений может развиваться с большими инкрементами: $\gamma \simeq k v_y \cdot \frac{v_*}{v_{Ti}} \leq \left(\omega_{He}\omega_{Hi}\right)^{1/2}\left(\frac{v_*}{v_{Ti}}\right)^2$, но макроскопический эффект от этих неустойчивостей оказывается существенно меньшим, чем от крупномасштабных неустойчивостей, рассмотренных в разделе 2. В самом деле, возмущения с $k \sim 1/\delta$ приводят к возникновению $H_- \simeq H$ и к размытию фронта волны вплоть до $\delta \simeq c/\omega_{pi}$ за время $1/\gamma \sim 1/\omega_{Hi} \cdot \frac{\delta^2 \omega_{pi}^2}{c^2}$. При мелкомасштабной неустойчивости амплитуда смещения едва ли может быть больше, чем $1/k$, и мала, то-есть "коэффициент диффузии" $\gamma(\Delta x)^2$ не больше, чем γ/k^2. Это слишком малый коэффициент, чтобы привести, например, к размытию фронта ударной волны. Для того чтобы диффузия пересилила эффект укручения, нужно, чтобы $\frac{\gamma}{k^2\delta} > v_{Ai}$. Но для возмущений, описываемых уравнением (16), $\gamma/k < v_{Ai}$. Так что данное условие не выполняется.

4. МЕЛКОМАСШТАБНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

Рассмотренная здесь мелкомасштабная неустойчивость может быть ответственна за аномальный нагрев ионов плазмы. Приведем уравнение, описывающее турбулентный нагрев ионов [12]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \int dk\, d\psi \left(\frac{\omega}{k_y v_\perp} \cdot \frac{\partial}{\partial v_\perp} - \frac{\cos\psi}{\omega_{Hi} z} \cdot \frac{\partial}{\partial z} z \right) D_{k,\psi} \cdot$$

$$\left(\frac{\omega}{k_y v_\perp} \cdot \frac{\partial}{\partial v_\perp} - \frac{\cos\psi}{\omega_{Hi}} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \right) f, \quad D_{k,\psi} = \frac{\omega_{pi}^2}{4\pi M} \cdot \frac{k^2 |\varphi_{k,\psi}|^2}{v_\perp} \qquad (21)$$

$$\cos\psi = \frac{k_y v_y}{k |v_y|}, \qquad v_\perp = \frac{|[\bar{v}\bar{H}]|}{H}$$

f - функция распределения ионов, $\varphi_{k,\psi}$ - компонента Фурье флуктуаций потенциала. Это уравнение получено в предположении, что $\omega/k \ll v_{Ti}$, $k_z \ll k_y$, движение ионов в колебаниях не замагничено и характерное время нагрева много больше, чем $2\pi/\omega_{Hi}$. Считалось также, что амплитуды шумов $\varphi_{k,\psi}$ успевают достичь квазистационарного уровня, определяемого нелинейными эффектами, за время, меньшее полупериода изменения тока T/2. Установление такого состояния возможно при условии

$$v_y \gg v_{Ti} \frac{2}{(\omega_{He}\omega_{Hi})^{1/2} T} \ln \frac{w_{max}}{w_0}$$

где w_{max}, w_0 - максимальный и начальный уровень энергии шумов.

Уравнение (21) можно упростить, если турбулентный нагрев осуществляется периодической магнитнозвуковой волной. Усредняя его по периоду осцилляций тока, получим:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{v_\perp} \cdot \frac{\partial}{\partial v_\perp} v_\perp v_{Ti}^2 \nu_v \frac{\partial f}{\partial v_\perp} + \frac{1}{z} \cdot \frac{\partial}{\partial z} z \nu_\psi \frac{v_\perp^2}{\omega_{Hi}^2} \frac{\partial f}{\partial z} \qquad (22)$$

Эффективные частоты упругих ν_ψ и неупругих ν_v столкновений выражаются следующими формулами:

$$\left.\begin{matrix} \nu_\psi \\ \nu_v \end{matrix}\right\} = \frac{\omega_{pi}^2}{4\pi M} \cdot \frac{1}{v_\perp^3} \int |\varphi_{k,\psi}|^2 d\psi\, dk \left\{ \begin{matrix} k^2 \cos^2\psi \\ \frac{\omega_k^2}{v_{Ti}^2} \end{matrix} \right.$$

Уравнение (22) и неустойчивость, описываемая формулой (18), были использованы в [14] для объяснения аномального нагрева ионов магнитнозвуковыми волнами в экспериментах [15]. Приравнивая члены уравнения (22), описывающие нагрев и остывание ионов плазмы из-за радиальной диффузии, и используя условие неустойчивости $\omega < k_y v_y$, получим следую-

щую оценку для предельно достижимой температуры ионов в плазменном шнуре радиуса r_0:

$$\left(\frac{\rho_{Hi}}{r_0/2}\right)^2 < \left(\frac{v_\varphi}{v_{Ti}}\right)^2 \quad \text{или} \quad T_i \lesssim \frac{M r_0 \omega_{Hi} v_\varphi}{4}$$

Уравнением (21) можно пользоваться для оценки скорости нагрева или остывания ионов в равновесной плазме. Необходимо только помнить, что оно учитывает не весь возможный спектр неустойчивостей, а только те неустойчивые потенциальные колебания, в которых ионы не замагничены. В равновесной плазме $v_y = \frac{p'}{nM\omega_{Hi}}$ и достаточное условие незамагниченности (20) оказывается слишком жестким $k\rho_{Hi} \gg \left(\frac{r_0}{\rho_{Hi}}\right)^2$.

Отметим, что для устройств типа "Зета" и "Левитрон", где $H'/H \sim n'/n$, даже при малом β движение ионов в колебаниях любой частоты можно считать незамагниченным при выполнении более слабого критерия:

$$k\rho_{Hi} \gg \frac{1}{\rho_{Hi}} \cdot \frac{H}{|H'|} \qquad (23)$$

Это связано с тем, что перекрытие циклотронных резонансов может осуществляться за счет теплового разброса значений скоростей центробежного и диамагнитного дрейфов.

Исследования излучения многозарядных ионов тяжелых примесей, проведенные на установках "Альфа" и "Зета", показали, что их энергия слабо зависит от массы ионов и почти пропорциональна их заряду [16,17]. Этот факт рядом авторов объяснялся стохастическим ускорением ионов в флуктуирующих электрических полях [17,18]. Уравнение (21) может быть обоснованием этих соображений. В самом деле, из него можно оценить, что энергия частиц, вследствие конкуренции процессов нагревания и остывания из-за радиальной диффузии, не может превосходить значения $Ze H r_0 \frac{\omega}{kc}$, где ω/k – характерная фазовая скорость колебаний, определяющих значение коэффициента диффузии в уравнении (21), r_0 – радиус плазмы. Если в эту формулу подставить характерные для обсуждаемых экспериментов значения частоты $\omega \sim 10^6$ сек$^{-1}$ и длины волны $\lambda \sim 2$ см колебаний (см. [18,19]), а также $H \simeq 2\cdot 10^3$ э, $r \simeq 20$ см, то получим

$$T_i \lesssim Z \cdot 10^2 \text{ эв}.$$

Эта оценка хорошо соответствует данным эксперимента. Легко проверить, что условие незамагниченности $k \frac{cT}{ZeH} \cdot \frac{|H'|}{H} \gg \frac{ZeH}{Mc}$ примесных тяжелых ионов в колебаниях с $\lambda = 2\pi/k \sim 2$ см выполняется с большим запасом.

5. УСТОЙЧИВОСТЬ РАВНОВЕСНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Рассмотрим устойчивость равновесной конфигурации, в которой магнитное поле меняет знак, например трубчатый пинч [20]. Если воспольз-

зоваться условием равновесия $8\pi nT + H^2 = H_\infty^2$, то для возмущений с $k_y = 0$ уравнение (8) можно записать в виде:

$$\frac{d^2H_x}{dx^2} - H_x\left\{k_z^2 + \frac{H''}{H} + \frac{\gamma^2}{k_z^2}\left(\frac{\omega_{pi}^2}{c^2\omega_{Hi}}\right)^2 + \frac{n'^2}{2n^2}\left(\frac{H_\infty^2}{H^2} - 1\right)\right\} = 0 \quad (24)$$

Здесь мы положили $\omega = i\gamma$. Умножая это уравнение на H и интегрируя по x от точки нулевого магнитного поля $H(x = 0)$ до $x = \infty$, нетрудно убедиться, что это уравнение не имеет собственных решений.

В дальнейшем будем считать, что $\frac{\gamma}{|\omega'_{Hi}|}\cdot\frac{\omega_{pi}}{k_z c^2} \ll 1$, а плотность изменяется медленно по сравнению с магнитным полем. В этом случае уравнение (24) упрощается, и отсутствие локализованных решений можно пояснить следующим образом. Попытаемся построить симметричную моду поверхностных колебаний ($k_z\delta \ll 1$), спадающую экспоненциально вдали от токового слоя. Вблизи от точки, где $H = 0$, H_x пропорционально H. Поэтому экспоненциальное нарастание H_x при приближении к точке $x = 0$ на расстоянии $\delta \ll 1/k_z$ сменится убыванием H_x симметрично с обеих сторон и в точке $x = 0$ неизбежно будет разрыв производной H'_x. Нетрудно найти с помощью уравнения (24) скачок логарифмической производной при $x = 0$:

$$\Delta = \frac{2}{k_z}\cdot\frac{H'^2}{H_\infty^2} \quad (25)$$

В действительности, вблизи точки, где $H = 0$, на масштабе $\sim\delta\left(\frac{\nu}{\omega_{He}}\right)^{1/2}$ существенна диссипация. В этой области следует пользоваться уравнениями, которые получаются из системы (2-4) с учетом конечной проводимости. Будем считать, что $\nu \gg \gamma$. Если теперь перейти к безразмерной переменной

$$\xi = \frac{x}{a}, \quad a = \left(\frac{\nu}{k_z|\omega'_{He}|}\right)^{1/2}, \quad k_z > 0$$

то система уравнений для H_x и H_y вблизи точки $x = 0$, где $H = H'x$, примет вид:

$$H_x'' - \Omega H_x = \varepsilon k_z a\,\xi H_y$$
$$H_y'' - (\Lambda + \xi^2)H_y = \varepsilon\frac{\Omega}{k_z a}\xi H_x - \frac{\varepsilon}{k_z}\left(\ln\frac{H'}{n}\right)'H_x \quad (26)$$

Здесь $\Omega = \frac{\gamma}{|\omega'_{Hi}|}\cdot\frac{\omega_{pi}^2}{k_z c^2}$, $\Lambda = \Omega - \frac{k_z}{\gamma|\omega'_{He}|}\cdot\frac{n'T_e'}{mn}$, $\varepsilon = \operatorname{sign} H'$

Отметим, что аналогичная система уравнений была получена в работе [21] при исследовании неустойчивости пинча в рамках уравнений магнитной газодинамики. При $\Omega < 1$ можно считать, что H_x мало меняется в области, где магнитное поле H слабое и существенны столкновения. В этом

случае для вычисления изменения логарифмической производной в рассматриваемой области можно воспользоваться результатами упомянутой работы. Если $\Lambda \ll 1$, то изменение логарифмической производной равно:

$$\Delta_1 = 2\pi \frac{\Omega}{\alpha} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{4}\right)}$$

Приравнивая это изменение выражению (25), получим дисперсионное уравнение для возмущений. Инкремент по порядку величины будет равен:

$$\gamma \sim \omega_{Hi} \frac{c^2}{\delta^2 \omega_{pi}^2} \cdot \left(\frac{\nu}{\omega_{He}}\right)^{1/2} (k_z \delta)^{-1/2}$$

Отметим, что эта неустойчивость является аналогом так называемой tearing mode [21], в слое разреженной плазмы с шириной $\delta \ll c/\omega_{pi}$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] GARDNER, C.S., KRUSKAL, M.D., Phys. Fluids 7 (1964) 700.
[2] SAGDEEV, R.Z., Proc. Symp. in Applied Maths XVIII (1967) 281.
[3] САГДЕЕВ, Р.З., В сб. "Вопросы теории плазмы" под ред. М.А.Леонтовича, Вып. 4, Атомиздат, 1964, стр.20.
[4] ПОЛОВИН, Р.В., Ядерный синтез 4 (1964) 10.
[5] КУРТМУЛЛАЕВ, Р.Х., НЕСТЕРИХИН, Ю.Е., ПИЛЬСКИЙ, В.И., САГДЕЕВ, Р.З., Доклад на 2-й Междунар. конф. по физике плазмы, Калэм, Англия, 1965; КУРТМУЛЛАЕВ, Р.Х., МАСАЛОВ, В.Л., МЕКЛЕР, К.И., ПИЛЬСКИЙ, В.И., ЖЭТФ, Письма в редакцию 7 (1968) 65.
[6] ЗАГОРОДНИКОВ, С.П., РУДАКОВ, Л.И., СМОЛКИН, Г.Е., ШОЛИН, Г.В., ЖЭТФ 47 (1964) 1717; ЗАГОРОДНИКОВ, С.П., СМОЛКИН, Г.Е., ШОЛИН, Г.В., ЖЭТФ 52 (1968) 1178.
[7] PAUL, J.W.M., HOLMS, L.S., PARKINSON, M.J., SHEFFIELD, J., Nature 208 (1965) 133.
[8] РУДАКОВ, Л.И., КОРАБЛЕВ, Л.В., ЖЭТФ 50 (1966) 220.
[9] БЕРЕЗИН, Ю.А., Диссертация, Новосибирск, 1966.
[10] MARSHALL, W., Proc. Roy. Soc., A 233 (1955) 367.
[11] ИВАНОВ, А.А., МЕЙЛИХОВ, Е.З., ПАРАИЛ, В.В., ФРАНК-КАМЕНЕЦКИЙ, Д.А., ФТП (1968) 2.
[12] АРЕФЬЕВ, В.И., ЖЭТФ, в печати (1968).
[13] МИХАЙЛОВСКИЙ, Л.Б., Ядерный синтез 5 (1965) 125.
[14] АРЕФЬЕВ, В.И., КОВАН, И.А., РУДАКОВ, Л.И., Письма в ЖЭТФ (1968) 8.
[15] КОВАН, И.А., СПЕКТР, А.М., ЖЭТФ 53 (1967) 1278.
[16] ЗАЙДЕЛЬ, А.Н., ГЛУШАК, Г.М., СКИДАН, В.В., СОКОЛОВА, Л.В., ЖТФ 30 (1960) 1422.
[17] Jones, B.B., Wilson, R., Конф. по исследованиям физики плазмы и управ. ядер. синтеза, Зальцбург, Доклад CN-10/57, 1961.
[18] ГЛУХИХ, В.А., КОМАР, Е.Г., ЛАРИОНОВ, Б.А., МАЛЫШЕВ, И.Ф., МОНОСЗОН, Н.А., СТОЛОВ, А.М., СТРЕЛЬЦОВ, Н.С., ЖТФ 30 (1960) 1394.
[19] ЛАРИОНОВ, М.М., РОЖДЕСТВЕНСКИЙ, В.В., ЖТФ 38 (1968) 279.
[20] REBUT, P.H., J. Nucl. Energy C 4 (1962) 159.
[21] FURTH, H., KILLEN, J., ROSENBLUTH, M., Phys. Fluids 6 (1963) 459.

DISCUSSION

R.S. PEASE: Can you say something about the application of these instabilities to the production of non-thermal ion energies in paramagnetic pinches (as referred to in your abstract)?

L.I. RUDAKOV: In the paper, we present what we consider to be an explanation for the charge dependence of the energy of the heavy impurity ions. We have found that stochastic heating of the ions in the electric fields associated with the plasma oscillations has a limit which is determined by the competition between two related processes: turbulent heating and radial diffusion.

R.W. KILB: Your abstract seems to suggest that all shock fronts should be of thickness c/ω_{pi} - in other words, that the thickness should be related to the ion plasma frequency. However, several experiments (such as those described in paper CN-24/A-8) have shown that the thickness can be as little as approximately 3 c/ω_{pe}, which bears a fairly close relation to the electron plasma frequency. Could these short distances be consistent with your theory?

L.I. RUDAKOV: The theory set forth in our paper relates to the stability of smooth profiles with $\delta \gg c/\omega_{pe}$.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

Р.В.ДОЙЧ
ФИЗИЧЕСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН РСР,
ЯССЫ,
РУМЫНСКАЯ СОЦИАЛИСТИЧЕСКАЯ РЕСПУБЛИКА

Abstract — Аннотация

PROPAGATION OF MAGNETOHYDRODYNAMIC WAVES IN AN INHOMOGENEOUS PLASMA. The paper investigates the possible existence of total Alfvén oscillations in inhomogeneous systems and the propagation of fast magnetoacoustic waves in one special case. In plane systems and in systems with axial symmetry such Alfvén oscillations of the whole system are possible, taking place only on the magnetic surfaces and in a transverse direction. Oscillations of density are not then observed. It is shown that the occurrence of such oscillations is possible only when the magnetic field possesses a particular structure. A necessary and sufficient criterion is established for the existence of such waves. When this criterion is not satisfied there occurs Landau damping and Cherenkov damping of the waves originating from the initial Alfvén perturbation of an inhomogeneous collisionless plasma. The necessary and sufficient criterion for the existence of total Alfvén waves is also extended to the case where a gravitational field is present. In the case of a rectilinear current field for fast magnetoacoustic waves with axial symmetry there is the possibility of formulating a variational principle. On the basis of this principle the propagation of such waves in a plasma is investigated.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ. Рассмотрена возможность существования глобальных альфвеновских колебаний неоднородных систем и распространения быстрых магнитоакустических волн в одном особом случае. В плоских системах и в системах с аксиальной симметрией возможны такие альфвеновские колебания целой системы, которые имеют место лишь в магнитных поверхностях и являются поперечными. Колебания плотности при этом не появляются. Доказано, что появление таких колебаний возможно лишь в том случае, когда магнитное поле обладает определенной структурой. Дан необходимый и достаточный критерий существования таких волн. Когда этот критерий не удовлетворяется, появляется затухание Ландау и черенковское затухание тех волн, которые исходили из начальных альфвеновских возмущений неоднородной бесстолкновительной плазмы. Полученный критерий, необходимый и достаточный для существования глобальных альфвеновских волн, обобщен также на случай присутствия гравитационного поля. В случае поля прямолинейного тока для быстрых магнитоакустических воли с аксиальной симметрией имеется возможность сформулировать вариационный принцип. На основе этого принципа рассмотрено распространение таких волн в плазме.

1. УСЛОВИЯ СТАТИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Неоднородная плазма находится в статическом равновесии, если выполнено следующее условие [1]:

$$\frac{1}{\mu_0}[\vec{B}\,\mathrm{rot}\,\vec{B}] + \rho\nabla\psi + \nabla p = 0 \qquad (1.1)$$

где $\vec{B}$ – индукция магнитного поля, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, ρ – плотность плазмы, ψ – потенциал гравитационного поля, а p – давление плазмы. Когда влияние гравитационного поля ничтожно мало по

сравнению с влиянием магнитного поля, условие (1.1) упрощается и становится

$$\frac{1}{\mu_0}[\vec{B}\,\mathrm{rot}\,\vec{B}] + \nabla p = 0 \tag{1.2}$$

В этой работе предполагается, что исследуемая неоднородная плазма находится в статическом равновесии и через такую плазму распространяются такие возмущения, которые имеют частоту, намного меньшую циклотронной частоты ионов, и, следовательно, магнитогидродинамическое приближение в данном случае применимо. В первой части работы рассматривается условие существования таких глобальных колебаний целой системы, которым в каждой точке системы соответствуют альфвеновские волны. Затем рассматриваются некоторые частные примеры, когда условие существования глобальных альфвеновских колебаний выполнено. В последней части работы рассматривается распространение быстрых магнитоакустических волн в магнитном поле прямой токовой нити.

Прежде чем начать рассмотрение распространения волн, перечислим несколько основных свойств неоднородной статической плазмы. Такую плазму можно характеризовать магнитными поверхностями. Эти поверхности порождены магнитными силовыми линиями, а также линиями электрического тока. На этих поверхностях плазмы, если влияние гравитационного поля ничтожно, давление плазмы является постоянным. Из условия $p = \mathrm{const}$, на магнитной поверхности в изотермической плазме следует условие $\rho = \mathrm{const}$ для точки магнитной поверхности. Можно еще привести ряд таких величин, которые являются постоянными на магнитных поверхностях. Эти величины называются поверхностными. Такими величинами при отсутствии гравитационного поля являются p и ρ.

Когда влияние магнитного поля не является ничтожным в условии статического равновесия, возникает также второй член выражения (1.1), и, следовательно, p и ρ не являются поверхностными величинами. В этом случае на магнитных поверхностях постоянными являются следующие величины [2]:

$$\varrho = e^{\alpha\psi} p \tag{1.3}$$

и

$$\varrho_0 = e^{\alpha\psi} \varrho \tag{1.4}$$

где α означает коэффициент пропорциональности между ρ и p в изотермической плазме:

$$\varrho = \alpha p \tag{1.5}$$

2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ. УСЛОВИЕ СУЩЕСТВОВАНИЯ ГЛОБАЛЬНЫХ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН

Предположим, что в такой статической магнитогидродинамической системе, в которой выполнено в каждой точке условие равновесия (1.2), распространяются малые возмущения. Как известно, при изучении одно-

родных магнитогидродинамических систем установлено, что в таких системах имеются три различные волны: альфвеновская волна и две магнитозвуковые волны (быстрая и медленная). Альфвеновская волна является трансверсальной и распространяется вдоль силовых линий. При альфвеновских волнах не появляется какого-либо колебания плотности плазмы. Эти свойства позволяют нам пользоваться удобным методом для изучения возможности распространения подобных волн в неоднородных системах. Работа в такой системе криволинейных координат, чтобы одна из осей системы была силовая линия, является естественной. Вторая ось должна быть на магнитной поверхности, переходя естественно через такие точки, где $\rho = \text{const}$. Следовательно, для нахождения условия существования альфвеновских колебаний, которые распространяются в неоднородных магнитогидродинамических системах, нужно выбирать косую криволинейную систему координат следующим образом:

Предположим, что магнитные поверхности являются поверхностями координат

$$x^1 = x^1(x, y, z) \tag{2.1}$$

Они порождены силовыми линиями магнитного поля. Чтобы определить также остальные поверхности координат, предположим, что можно построить такую поверхность Σ, которая будет обладать следующим свойством: содержать одну выбранную точку системы. Эту точку обозначим $P(x_0, y_0, z_0)$. Магнитные силовые линии являются перпендикулярными к Σ. Поверхность Σ пересекает магнитные поверхности вдоль семейства кривых Λ. На поверхности Σ можно еще построить семейство таких кривых Γ, которые будут в каждой точке перпендикулярны к Λ. Вдоль кривых Γ магнитные силовые линии пересекают поверхность Σ. Они порождают семейство поверхностей, которые будем считать координатными поверхностями

$$x^2(x, y, z) = \text{const} \tag{2.2}$$

Они отличаются тем, что вдоль кривых Γ являются перпендикулярными к магнитным поверхностям. Так как магнитные силовые линии могут быть совершенно различными по форме, то условие перпендикулярности может не выполняться в тех точках, которые не будут находиться на Γ. Поэтому, вообще, поверхности $x^1 = \text{const}$ и $x^2 = \text{const}$ не являются перпендикулярными.

Третье семейство координатных поверхностей будем определять таким образом, чтобы они в каждой точке поля были перпендикулярны к силовым линиям. Это семейство обозначим

$$x^3 = x^3(x, y, z) = \text{const} \tag{2.3}$$

На основе изложенных свойств семейств координатных поверхностей метрика системы, в которой предстоит работать, будет дана тензором следующей формы:

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} g_{11} & g_{12} & 0 \\ g_{21} & g_{22} & 0 \\ 0 & 0 & g_{33} \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

Малые возмущения магнитогидродинамических величин обозначим через δp, $\delta\rho$ и δB, а скорость движения элементов плазмы через $\vec{u}$. В этом случае уравнения малых колебаний для магнитогидродинамических систем, в которых плазма и магнитное поле являются неоднородными, можно записать в следующем виде:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \frac{1}{\rho}\nabla\delta p + \frac{1}{\mu_0\rho}[\vec{B}\,\mathrm{rot}\,\delta\vec{B}] + \frac{1}{\mu_0\rho}[\delta\vec{B}\,\mathrm{rot}\,\vec{B}] = 0\\
&\frac{\partial \delta\vec{B}}{\partial t} - \mathrm{rot}\,[\vec{u}\,\vec{B}] = 0\\
&\frac{\partial \delta\rho}{\partial t} + \mathrm{div}\,\rho\vec{u} = 0\\
&\delta p = c_0^2\,\delta\rho
\end{aligned}\right\} \qquad (2.5)$$

Последним уравнением можно пользоваться, если $[\vec{u}\nabla\rho_0 - c_0^2\vec{u}\nabla p_0]$ будет величиной второго порядка по параметру $|\vec{u}|$.

Здесь скорость звука обозначена через c_0.

Из системы (2.5) в криволинейной системе координат для ковариантных компонент малых возмущений находим:

$$\rho\frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\partial \delta p}{\partial x^1} + \frac{B}{\mu_0\sqrt{g_{33}}}\left(\frac{\partial \delta B_1}{\partial x^3} - \frac{\partial \delta B_3}{\partial x^1}\right) + \frac{\delta B_3}{\mu_0 g_{33}}\frac{\partial}{\partial x^1}\left(\sqrt{g_{33}}B\right) = 0 \qquad (2.6)$$

$$\rho\frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{\partial \delta p}{\partial x^2} - \frac{B}{\mu_0\sqrt{g_{33}}}\left(\frac{\partial \delta B_3}{\partial x^2} - \frac{\partial \delta B_2}{\partial x^3}\right) + \frac{\delta B_3}{\mu_0 g_{33}}\frac{\partial}{\partial x^2}\left(\sqrt{g_{33}}B\right) = 0 \qquad (2.7)$$

$$\rho\frac{\partial u_3}{\partial t} + \frac{\partial \delta p}{\partial x^3} + \frac{g_{33}}{\mu_0 g}\left\{(g_{12}\delta B_1 - g_{11}\delta B_2)\frac{\partial}{\partial x^2}\left(\sqrt{g_{33}}B\right)\right.$$

$$\left. + (g_{12}\delta B_2 - g_{22}\delta B_1)\frac{\partial}{\partial x^1}\left(\sqrt{g_{33}}B\right)\right\} = 0 \qquad (2.8)$$

$$\frac{\partial \delta B_1}{\partial t} - \frac{1}{\sqrt{g}}\left\{g_{11}\frac{\partial}{\partial x^3}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\,g_{22}Bu_1\right) - g_{11}\frac{\partial}{\partial x^3}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\,g_{12}Bu_2\right)\right.$$

$$\left. - g_{12}\frac{\partial}{\partial x^3}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\,g_{12}Bu_1\right) + g_{12}\frac{\partial}{\partial x^3}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\,g_{11}Bu_2\right)\right\} = 0 \qquad (2.9)$$

$$\frac{\partial \delta B_2}{\partial t} - \frac{1}{\sqrt{g}}\left\{ g_{12}\frac{\partial}{\partial x^3}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\, g_{22} B u_1\right) - g_{12}\frac{\partial}{\partial x^3}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\, g_{12} B u_2\right) - g_{22}\frac{\partial}{\partial x^3}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\, g_{12} B u_1\right) + g_{22}\frac{\partial}{\partial x^3}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\, g_{11} B u_2\right)\right\} = 0 \qquad (2.10)$$

$$\frac{\partial \delta B_3}{\partial t} + \frac{g_{33}}{\sqrt{g}}\left\{ \frac{\partial}{\partial x^1}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\, g_{22} B u_1\right) - \frac{\partial}{\partial x^1}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\, g_{12} B u_2\right) - \frac{\partial}{\partial x^2}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\, g_{12} B u_1\right) + \frac{\partial}{\partial x^2}\left(\sqrt{\frac{g_{33}}{g}}\, g_{11} B u_2\right)\right\} = 0 \qquad (2.11)$$

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \frac{c_0^2}{\sqrt{g}}\left\{ \frac{\partial}{\partial x^1}\left[\sqrt{g}\,\rho\,(g^{11}u_1 + g^{12}u_2)\right] + \frac{\partial}{\partial x^2}\left[\sqrt{g}\,\rho\,(g^{12}u_1 + g^{22}u_2)\right] + \frac{\partial}{\partial x^3}\left(\sqrt{g}\,\rho\, g^{33}u_3\right)\right\} = 0 \qquad (2.12)$$

Физические компоненты векторов, которые проектируются в направлении, перпендикулярном к координатным поверхностям, являются пропорциональными по отношению к ковариантным компонентам, так как они равны

$$u_{ni} = \sqrt{g^{ii}}\, u_i \qquad \delta B_{ni} = \sqrt{g^{ii}}\, \delta B_i \qquad (2.13)$$

Следовательно, систему (2.6) – (2.13) можно рассматривать как полную систему уравнений для этих физических величин.

Система (2.6) – (2.13) позволяет, между прочим, изучать локальные свойства магнитогидродинамических волн в каждой точке неоднородной системы. Так как в каждой точке имеется возможность построить локальные перпендикулярные системы координат, и в данном случае $g_{11} = g_{22} = g_{33} = 1$, а $g_{12} = 0$, характеристический детерминант системы (2.6) – (2.13) является равным дисперсионным уравнениям магнитогидродинамических волн, которые распространяются в однородной среде [3]. Следовательно, в каждой точке неоднородной плазмы имеются три различные магнитогидродинамические волны, которые локально, в инфинитезимальной близости к каждой точке плазмы, имеют свойства, подобные свойствам волн, которые распространяются в однородных средах [4]. Однако это не означает, что в неоднородных средах эти три волны могут распространяться так, что при этом возникают три вида глобальных колебаний целой системы, соответствующие каждому из тех типов волн, которые возникают в однородных средах. Например, из-за альфвеновских колебаний, происходящих в одной точке среды, в соседних точках могут появляться такие колебания, которые являются суперпозицией всех трех локальных магнитогидродинамических волн, а следовательно, появляются также и пульсации плотности плазмы. Таким образом, в неоднородных

средах имеется возможность взаимного преобразования магнитогидродинамических волн. Эти преобразования происходят за счет неоднородностей среды [5]. Так как, вообще, энергия медленной магнитозвуковой волны поглощается, прежде всего, в бесстолкновительной плазме, то появляется новый механизм затухания волн в неоднородных средах, а именно при преобразовании этих волн в медленную волну и при затухании этой последней волны.

На основе системы (2.6) – (2.13) имеется возможность изучить следующий вопрос: в каких условиях могут возникать колебания целой неоднородной магнитогидродинамической системы, чтобы в каждой точке они соответствовали бы альфвеновским волнам? Такие колебания неоднородной плазмы будем называть глобальными альфвеновскими колебаниями неоднородной системы, а соответствующие волны – глобальными альфвеновскими волнами. Чтобы найти необходимое и достаточное условие для существования глобальных альфвеновских волн, будем пользоваться системой (2.6) – (2.13). Из того факта, что поверхности $x^1(x,y,z) = \text{const}$ являются магнитными поверхностями, следует:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial x^2} = \frac{\partial \varrho}{\partial x^3} = 0 \tag{2.14}$$

Следовательно, уравнение (2.12) может быть записано в виде:

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} + \frac{c_0^2 \varrho}{\sqrt{g}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x^1}\left(\sqrt{g}\, u^1\right) + \frac{\partial}{\partial x^2}\left(\sqrt{g}\, u^2\right) + \frac{\partial}{\partial x^3}\left(\sqrt{g}\, u^3\right) \right\} + c_0^2 u^1 \frac{\partial \varrho}{\partial x^1} = 0 \tag{2.15}$$

Из существования последнего члена следует, что те поперечные колебания на магнитных силовых линиях, которые не происходят касательно к магнитным поверхностям (и таким образом они деформируют магнитные поверхности) из-за неравенства

$$u^1 \neq 0 \tag{2.16}$$

вызывают колебания плотности. Следовательно, глобальные альфвеновские волны могут быть только те, при которых в каждой точке плазмы имеют место движения элементов плазмы по касательному направлению к магнитным поверхностям и которые не вызывают деформаций магнитных поверхностей. Когда элементы плазмы движутся во время колебаний так, что $u^1 \neq 0$, поскольку $\partial\rho/\partial x^1$ не равно нулю, они проходят через области с различными плотностями. В связи с этим возникает колебание плотности.

Следовательно, глобальные альфвеновские колебания должны быть такими, чтобы $u^1 = 0$. Так как продольные колебания в случае альфвеновских волн не могут существовать ни в одной из точек плазмы, то естественно, что глобальным альфвеновским волнам будут соответствовать такие решения системы (2.6) – (2.13), для которых

$$u^2 \neq 0 \quad , \quad u^1 = u^3 = 0 \tag{2.17}$$

при всех значениях координат x^1, x^2 и x^3.

В однородных системах единственной компонентой возмущения магнитного поля, которая отлична от нуля, является δB^2. Так как глобальная альфвеновская волна получается из суперпозиции локальных альфвеновских волн, то необходимо, чтобы в каждой точке были выполнены следующие условия:

$$\delta B^2 \neq 0 \quad , \quad \delta B^1 = \delta B^3 = 0 \tag{2.18}$$

Записав на основе системы (2.6) – (2.13) уравнения, соответствующие контравариантным компонентам, пропорциональным тем физическим компонентам, которые являются касательными к координатным линиям, можно сделать вывод, что решения (2.17) и (2.18) могут существовать одновременно с δp только тогда, когда

$$g_{12} = g^{12} = 0 \tag{2.19}$$

Следовательно, необходимое условие для существования глобальных альфвеновских волн можно сформулировать в виде следующего геометрического условия: поверхности, которые порождены магнитными силовыми линиями и являются перпендикулярными в одной области к магнитным силовым линиям, должны быть перпендикулярными в любой точке плазмы. Что это условие является также достаточным, видно непосредственно в том случае, когда криволинейная система координат, которая получается вышеизложенным методом, является перпендикулярной системой. Тогда система (2.6) – (2.13) имеет всегда такие решения, которые удовлетворяют условию (2.17) и (2.18).

Если влиянием гравитационного поля нельзя пренебречь, то плотность на магнитной поверхности не будет больше постоянной. Имеются лишь некоторые кривые, вдоль которых она имеет постоянное значение в невозмущенной плазме. Эти кривые являются пересечениями магнитных поверхностей с эквипотенциальными поверхностями гравитационного поля. Если движение во время колебаний происходит именно вдоль этих кривых, то могут иметь место глобальные колебания альфвеновского типа. Так как колебания альфвеновских волн всегда поперечны по отношению к силовым линиям магнитного поля, то возникает дополнительное условие для существования глобальных альфвеновских волн в присутствии гравитационного поля. Это условие может быть сформулировано следующим образом: магнитные силовые линии должны быть всегда перпендикулярными по отношению к семействам кривых, которые получаются при пересечении магнитных поверхностей с эквипотенциальными поверхностями гравитационного поля.

3. ГЛОБАЛЬНЫЕ АЛЬФВЕНОВСКИЕ ВОЛНЫ В ПЛОСКИХ СИСТЕМАХ И В СИСТЕМАХ С АКСИАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ

а) Если магнитные силовые линии расположены в параллельных плоскостях и вся система является инвариантной по отношению к трансляции вдоль оси, поперечной к этим плоскостям, условие существования глобальных альфвеновских волн выполнено в каждой точке плазмы. В этом слу-

чае одна из плоскостей, в которых находятся силовые линии, может быть плоскостью xOy, и тогда

$$\vec{B} = (B_x, B_y, 0) \qquad B_x = B_x(x,y) \quad B_y = B_y(x,y)$$

$$p = p(x,y) \quad \text{и} \quad \varrho = \varrho(x,y) \tag{3.1}$$

Предположим, что начальное альфвеновское возмущение распространяется таким образом, что волновой вектор обладает только такими компонентами, которые находятся в плоскости xOy. Из симметрии проблемы следует, что в последующих моментах также $k_z = 0$. Следовательно, для величин, характеризующих невозмущенную систему, а также возмущенную, можно записать:

$$\frac{\partial}{\partial z} = 0$$

Имея в виду это равенство, из системы (2.5) следует:

$$\varrho \frac{\partial u_x}{\partial t} = -\frac{\partial \delta p}{\partial x} - \frac{B_y}{\mu_0}\left(\frac{\partial \delta B_y}{\partial x} - \frac{\partial \delta B_x}{\partial y}\right) - \frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y}\right)\delta B_y \tag{3.2}$$

$$\varrho \frac{\partial u_y}{\partial t} = -\frac{\partial \delta p}{\partial y} + \frac{B_x}{\mu_0}\left(\frac{\partial \delta B_y}{\partial x} - \frac{\partial \delta B_x}{\partial y}\right) + \frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y}\right)\delta B_x \tag{3.3}$$

$$\varrho \frac{\partial u_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0}\left(B_x \frac{\partial}{\partial x} + B_y \frac{\partial}{\partial y}\right)\delta B_z \tag{3.4}$$

$$\frac{\partial \delta B_x}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}\left(B_y u_x - B_x u_y\right) \tag{3.5}$$

$$\frac{\partial \delta B_y}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(B_y u_x - B_x u_y\right) \tag{3.6}$$

$$\frac{\partial \delta B_z}{\partial t} = \left(B_x \frac{\partial}{\partial x} + B_y \frac{\partial}{\partial y}\right) u_z \tag{3.7}$$

$$\frac{\partial \delta \varrho}{\partial t} = -\varrho\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y}\right) - u_x \frac{\partial \varrho}{\partial x} - u_y \frac{\partial \varrho}{\partial y} \tag{3.8}$$

$$\delta p = c_0^2 \delta \varrho \tag{3.9}$$

Система (3.2) – (3.9) распадается на две подсистемы. Подсистема, содержащая уравнения (3.4) и (3.7) описывает глобальные альфвеновские колебания плоской системы. Она приводит к следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu_0 \rho} \left(\vec{B} \nabla\right)^2 u_z \tag{3.10}$$

Для изучения самых важных свойств уравнения (3.10) переходим к криволинейной системе координат. Выберем координатные поверхности в следующем виде: поверхности $x_1(x, y) = \text{const}$ совпадают с магнитными поверхностями. Так как на этих поверхностях давление, плотность и абсолютное значение векторного потенциала постоянны, то можно записать:

$$p = p(x_1) \qquad \rho = \rho(x_1) \tag{3.11}$$

$$A = A(x_1) \tag{3.12}$$

Пересечениями поверхностей $x_1 = \text{const}$ с плоскостью являются именно магнитные силовые линии. Перпендикулярными поверхностями к этим линиям являются координатные поверхности

$$x_2(x, y) = \text{const} \tag{3.13}$$

В случае такой системы координат только компонента $B_2 = B$ не равняется нулю. Она выражается на основе соотношения $\vec{B} = \text{rot}\,\vec{A}$ в виде

$$B_2 = \frac{1}{H_1} \frac{dA}{dx_1} \tag{3.14}$$

Имея в виду, что коэффициенты уравнения (3.10) независимы от t, для монохроматической компоненты с частотой ω из (3.10) и (3.14) следует

$$\frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{1}{H_1 H_2} \frac{\partial}{\partial x_2} \right) u_z + \omega^2 F^2(x_1) u_z = 0 \tag{3.15}$$

Здесь мы пользовались обозначениями H_1 и H_2 для коэффициентов Лама, а через F обозначили

$$F(x_1) = \sqrt{\mu_0 \rho} \left(\frac{dx_1}{dA} \right) \tag{3.16}$$

Имея в виду, что второй член уравнения (3.15) не зависит от x_2, решение уравнения (3.10) имеет следующий вид:

$$u_z = \psi(x_1) \exp\left\{ -i\omega \left[t - F(x_1) \int H_1 H_2 \, dx_2 \right] \right\} \tag{3.17}$$

где ψ является произвольной функцией.

На основе решения (3.17) следует:

– глобальные альфвеновские волны распространяются вдоль магнитных силовых линий,

– амплитуда альфвеновских волн является постоянной во время их распространения в плоских неоднородных системах,

– скорость, с которой они распространяются, является в каждой точке равной локальной скорости Альфвена.

б) Другая система, в которой условие перпендикулярности соблюдается, – это система с аксиальной симметрией, в которой азимутальная компонента индукции магнитного поля равняется нулю и которая является инвариантной по отношению к вращению вокруг оси симметрии. В этом случае в цилиндрической системе координат имеем

$$\vec{B}=(B_r,0,B_z),\ B_r=B_r(r,z),\ B_z=B_z(r,z),\ p=p(r,z) \text{ и } \varrho=\varrho(r,z) \tag{3.18}$$

а для малых возмущений, которым соответствуют азимутальные перемещения, находим:

$$\mu_0\varrho\frac{\partial^2\delta B_\theta}{\partial t^2}=\left(\vec{B}\nabla+\frac{B_r}{r}\right)\left(\vec{B}\nabla-\frac{B_r}{r}\right)\delta B_\theta \tag{3.19}$$

Отсюда следует, что в системах с аксиальной симметрией (например, в поле магнитного диполя) также появляется возможность распространения глобальных альфвеновских волн вдоль магнитных силовых линий с локальной альфвеновской скоростью.

Здесь следует, однако, отметить, что в таких системах, в которых силовые линии являются винтовыми линиями, условие перпендикулярности не соблюдается, и поэтому альфвеновские возмущения могут существовать лишь локально, а глобальные альфвеновские волны не могут возникать [6].

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ БЫСТРЫХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН С АКСИАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРЯМОЛИНЕЙНОЙ ТОКОВОЙ НИТИ

Общий вопрос изучения распространения магнитозвуковых волн в неоднородной плазме является практически неразрешимым и даже в том случае, когда условие перпендикулярности соблюдается. Поэтому представляется важным изучить один из самых типичных частных случаев, а именно распространение тех быстрых магнитозвуковых волн в непосредственной близости прямолинейной токовой нити, которые в начальный момент имеют аксиальную симметрию, а ось симметрии совпадает именно с этой нитью. Вблизи от нити имеется область, в которой альфвеновская скорость является много больше скорости звука. В этой области, так как

$$\mathcal{B}=\frac{k}{r} \tag{4.1}$$

для скорости быстрой магнитозвуковой волны имеем

$$v=\frac{a}{r} \tag{4.2}$$

где $a=\frac{k}{\sqrt{\mu_0\varrho}}$ является характеристической константой плазмы. В случае выражения (4.2) представляется важным, что v не зависит от направ-

ления распространения волны. Следовательно, можно пользоваться известным из оптики принципом Фермат.

Будем работать в цилиндрической системе координат. Если угол χ между нормалью к начальной волновой поверхности быстрых магнитозвуковых волн и плоскостями $\varphi = \text{const}$ не равен нулю, то появляется эффект, который был рассмотрен в случае магнитного диполя в работе [7]. Следовательно, волны будут проникать лишь на ограниченное расстояние в окружающую токовую нить область и радиус воспрещенной области будет зависеть от χ. Когда $\chi = 0$, этот радиус становится равным нулю, и поэтому воспрещенной области больше не существует. Однако имеется другой эффект, который будет рассмотрен ниже.

Предположим, что начальная волновая поверхность имеет аксиальную симметрию. Так как магнитное поле обладает той же симметрией, и оси симметрии совпадают, то во время распространения волн аксиальная симметрия волновых поверхностей не меняется. Следовательно, характеристические величины волн будут независимыми от φ. Так как локальная скорость медленных магнитозвуковых волн в направлении, перпендикулярном к силовым линиям, равна нулю, то волны, которые обладают перечисленными свойствами, должны быть быстрыми волнами. Пользуясь в случае этих волн принципом Фермат, можно записать следующее:

$$\delta \int \frac{(dr^2 + dz^2)^{1/2}}{v} = 0 \tag{4.3}$$

Отсюда для функции Лагранжа имеем

$$L = \frac{1}{v}\sqrt{\dot{r}^2 + \dot{z}^2} = 1 \tag{4.4}$$

а для обобщенных импульсов

$$p_r = \frac{\dot{r}}{v^2} \qquad p_z = \frac{\dot{z}}{v^2} \tag{4.5}$$

Так как для функции Гамильтона находится

$$H = p_r \dot{r} + p_z \dot{z} - L = v^2\left(p_r^2 + p_z^2\right) - 1 = 0 \tag{4.6}$$

уравнение Гамильтон-Якоби имеет следующую форму:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial z}\right)^2 = \frac{1}{v^2} \tag{4.7}$$

Скорость v зависит только от τ . Следовательно, z является циклической координатой, и поэтому

$$\frac{\partial S}{\partial z} = \alpha = \text{const} \tag{4.8}$$

Имея в виду уравнения (4.2) и (4.8), решение уравнения (4.7) можно записать в виде:

$$S = \alpha z + \frac{r}{2a}\sqrt{r^2-\alpha^2a^2} + \frac{a\alpha^2}{2}\ln\frac{r-\sqrt{r^2-\alpha^2a^2}}{r_0-\sqrt{r_0^2-\alpha^2a^2}} \tag{4.9}$$

где αa является минимальным значением величины r вдоль луча. Выберерем τ таким образом, чтобы она совпадала с αa. В этом случае из (4.9) находим:

$$S = \alpha\left[z + \frac{r}{2r_0}\sqrt{r^2-r_0^2} + \frac{r_0}{2}\ln\frac{r-\sqrt{r^2-r_0^2}}{r_0}\right] \tag{4.10}$$

а для лучей, согласно

$$\frac{\partial S}{\partial \alpha} = z_0 \tag{4.11}$$

если выберем плоскость $z = z_0$ таким образом, чтобы было совпадение с z = 0, находим:

$$\frac{r}{r_0} = \operatorname{ch}\frac{z}{r_0} \tag{4.12}$$

Графическое представление лучей дано на рис.1. Лучи пересекаются в двух точках. Огибающие прямые этих двух кривых даны уравнением:

$$z = \pm\frac{2}{3}r \tag{4.13}$$

Эти прямые разделяют плоскость rOz на различные области, а именно на области, где распространяются магнитозвуковые возмущения, волновая поверхность которых в момент t = 0 совпадает с плоскостью z = 0, и на области, в которые эти возмущения не могут проникать. Такие волны распространяются в близости токовой нити так, как будто бы возникли полные отражения этих волн на поверхностях, которые порождаются прямыми (4.13) при повороте вокруг оси симметрии, совпадающей с токовой нитью. На рис.2 представлены волновые поверхности, получаемые из тех поверхностей, которые при t = 0 совпадают с поверхностями z = 0. Уравнение кривых, которые соответствуют пересечениям этих поверхностей с плоскостью rOz, дано в параметрическом виде уравнениями (4.10) и (4.12) при S = 0.

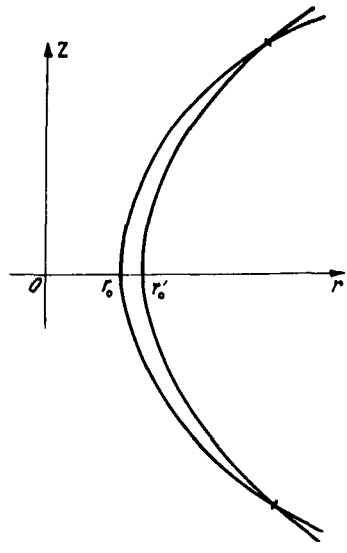


Рис.1. Траектории лучей.

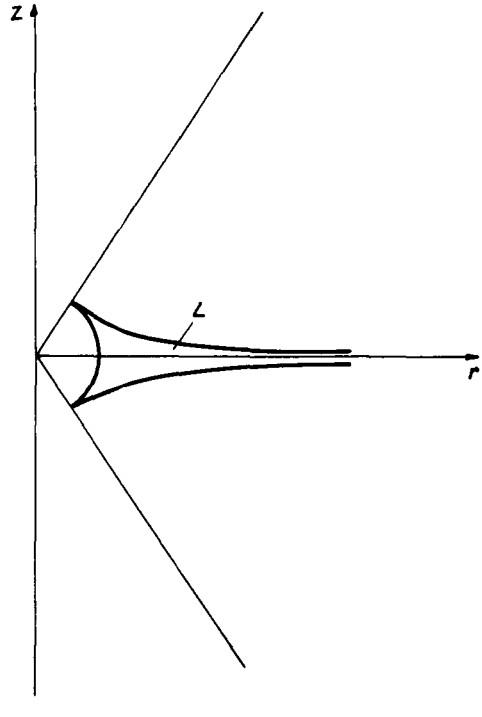


Рис.2. Волновые поверхности.

Из полученных результатов следует:

– угол между прямолинейной нитью и поверхностью конуса не зависит от интенсивности тока, а следовательно – от напряжения магнитного поля,

– те возмущения, которые не идут к токовой нити под углом 90°, а только направлены к токовой нити, отражаются от рассматриваемых конических поверхностей даже на больших расстояниях от токовой нити. Так как отражение является двойным, то кажется, что отражение как будто происходит на токовой нити,

– кривизна лучей, которые соответствуют возмущениям, и значения координат r_0, где лучи параллельны токовой нити, зависят от интенсивности тока и напряжения соответствующего магнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

[1] МОРОЗОВ, А.И., СОЛОВЬЕВ, Л.С., Вопросы теории плазмы, Госатомиздат, М. 2 1963, стр.3.
[2] DEUTSCH, R.V., Bull. Inst. Politehnic Iasi (in press).
[3] DEUTSCH, R.V., Teoria Magnetohidrodinamică în Fizica Plasmei, Edit. Acad. R.S.R., 1966.
[4] COURANT, R., Partial differential eguations, New-York-London, 1957.
[5] POEVERLEIN, H., Phys. Rev. 136 6A (1964) 1605.
[6] DEUTCSH, R.V., ZET, Gh., Studii si Cerc. Fiz. (in press).
[7] MASAHISA SIGIURA, Radio Science, Journal of Research N.B.S./U.R.S.I. 69D 8 (1965) 1133.

PLASMA HEATING FROM NON-LINEAR EFFECTS OF LARGE-AMPLITUDE ALFVÉN WAVES

C. N. WATSON-MUNRO, R. C. CROSS AND B. W. JAMES
SCHOOL OF PHYSICS, UNIVERSITY OF SYDNEY,
SYDNEY, N. S. W., AUSTRALIA

Abstract

PLASMA HEATING FROM NON-LINEAR EFFECTS OF LARGE-AMPLITUDE ALFVÉN WAVES. In a cylindrical, highly ionized hydrogeneous laboratory plasma source we have studied the propagation of Alfvén torsional waves of azimuthal wave field b_θ propagating parallel to a steady magnetic field B_0 in the z direction.

We have examined the situation up to perturbation ratios b_θ/B_0 of 7.4 and Alfvén Mach Numbers M_A up to 3. We find that up to a perturbation ratio of about 1.3 theoretical predictions from MHD shock wave theory of shock velocity, density and temperature behind the shock are experimentally realized. Above this perturbation ratio, theory and experiment depart; marked attenuation of the Alfvén wave occurs and large amplitude oscillations develop.

1. INTRODUCTION

There has developed over the past few years a growing and lively interest in the study of nonlinear effects in plasma wave propagation, including Alfvén hydromagnetic waves, where the Alfvén wave magnetic field is no longer small compared with the steady magnetic field in the direction of propagation.

Large amplitude Alfvén waves have attracted theoretical and astrophysical attention e.g. Parker [1], Montgomery [2]. Characteristics of these waves in laboratory plasmas have been studied (Refs. 3,4,5) up to Alfvén Mach Numbers, M_A, of 1.8.

The current series of observations extends the range to $M_A = 3$; we report our experimental results on shock velocity, compression ratio, wave attenuation, energy dissipation and the development of high frequency oscillations.

2. THEORY

Comprehensive reviews of shock wave propagation in plasmas have been given by Gross [6] and by Polovin [7] for shock velocities ranging from acoustic to relativistic. In our experiments we concern ourselves with Alfvén waves propagating into a highly conducting low temperature plasma under conditions where the wave magnetic field is no longer small compared with the steady magnetic field. Under such nonlinear conditions the Alfvén wave develops into a shock wave as theoretically predicted by Montgomery [2] in his study at low Alfvén Mach Numbers.

At Alfvén Mach Numbers in excess of about 1.2, in our case, a sharp rising shock wave develops within about 20 cm of our launching electrode and we can therefore use the solutions developed by Kemp and Petschek [8]for the flow conditions in a shock tube.

In such a cylindrical shock tube there will be a significant variation of such parameters as azimuthal velocity and magnetic field etc; some experimental groups such as Miller [9], Heywood [10] and Patrick and Pugh [11], have reduced the importance of this radial variation problem by carrying out their experiments in annulii of thickness small compared with the radii of inner and outer electrodes. We have retained our cylindrical geometry, finding no great disadvantage in averaging the observed and in most cases theoretically predictable variation of such parameters.

The differential equations describing the flow are the MHD version of Maxwell's equations and the compressible, perfect gas, fluid flow equations expressed to include magnetic force and energy terms. By writing these relations in a coordinate system fixed to the shock front, a steady form can be obtained by equating all time derivatives to zero; one then integrates in the axial direction from uniform conditions in front of the shock to uniform conditions behind the shock to obtain the jump equations expressing conservation of mass, momentum and energy.

Mass
$$\rho_2 u_2 = \rho_1 u_1 \tag{1}$$

z Momentum
$$\rho_2 u_2^2 + p_2 + \frac{b_{\theta 2}^2}{2\mu_o} = \rho_1 u_1^2 + p_1 \tag{2}$$

θ Momentum
$$\rho_2 u_2 v_{\theta 2} - B_o b_{\theta 2}/\mu_o = 0 \tag{3}$$

Energy
$$\rho_2 u_2 \left[\frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{u_2^2 + v_{\theta 2}^2}{2}\right] + \frac{b_{\theta 2}}{\mu_o} \cdot E_{r2} = \rho_1 u_1 \left[\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2}\right] \tag{4}$$

where subscripts 1 and 2 refer to regions 1 and 2 respectively ahead of and behind the shock and

u = gas velocity in z direction
v_θ = azimuthal velocity of plasma
b_θ = azimuthal magnetic field of wave
B_o = steady magnetic field in z direction
p = gas pressure
ρ = mass density
E_{r2} = radial electric field.

Assuming the plasma to be highly conducting, i.e. resistive potential drops to be small compared with Hall emf's, we can write

$$E_{r2} = u_2 b_{\theta 2} - v_{\theta 2} B_o = 0 \tag{5}$$

and $$E_{r1} = 0. \tag{6}$$

These equations, though written in cylindrical coordinates to facilitate comparison with experiment, are strictly one dimensional.

It should be noted that in writing down these jump equations, we also assume :

(a) $v_r = b_r = 0$. This is certainly true experimentally, as far as the fundamental frequency is concerned, over the range of our observations. However, at Alfvén Mach Numbers of above 1.3, we do have higher frequency oscillations developing with strong radial components of magnetic field.

(b) An isotropic plasma pressure - an assumption which we feel is justifiable as our collision mean free path is small compared to other lengths of interest in the flow field.

(c) A neglect of the energy used in reionizing any neutral gas in the plasma ahead of the shock. In our case this quantity is small compared with the wave energy.

Equations (1) to (6) can be solved to yield solutions for the shock velocity $U = -u_1$, the density ratio ρ_2/ρ_1 and the pressure ratio p_2/p_1. The value of the Alfvén Mach No. U/V_{A1} is given for instance by :-

$$\left(\frac{U}{V_{A1}}\right)^2 = M_A^2 = \frac{\gamma \pm \left[1 - (\gamma-1) b_{\theta 2}^2 / B_o^2\right]^{\frac{1}{2}}}{\gamma - 1} \tag{7}$$

where V_{A1} = Alfvén speed in gas ahead of shock

$$= B_o/(\mu_o \rho_1)^{\frac{1}{2}} \tag{8}$$

Equation (7) is the switch-on wave discussed by Kemp and Petschek [8] and can be rewritten as

$$\left(\frac{b_{\theta 2}}{B_o}\right)^2 = \frac{1 - \left[\left(\frac{U}{V_{A1}}\right)^2 (\gamma-1) - \gamma\right]^2}{\gamma - 1} \tag{9}$$

which is only real when

$$1 - \left[\left(\frac{U}{V_{A1}}\right)^2 (\gamma-1) - \gamma\right]^2 \geq 0$$

i.e. when

$$1 \leq M_A \leq \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (10)$$

$$\leq 2 \text{ for } \gamma = \frac{5}{3}$$

Thus on this argument we expect $b_{\theta 2}/B_o$ to rise to a maximum value of $(\gamma-1)^{-\frac{1}{2}}$ (1.23 for $\gamma = 5/3$) at a value of $M_A = (\gamma/\gamma-1)^{\frac{1}{2}}$ (1.58 for $\gamma = 5/3$). The switch-on shock will thus continue to propagate until we reach the limits defined by equation (10).

Above Mach No. 2, where $b_{\theta 2} = 0 = v_{\theta 2}$, the switch-on shock merges into the gas dynamic shock whose solutions, when $p_2 >> p_1$ are :

$$u_2 = \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \cdot u_1 \qquad (11)$$

$$\rho_2/\rho_1 = 4 \qquad (12)$$

$$p_2 = \frac{3}{4} \rho_1 u_1^2 \qquad (13)$$

$$RT_2 = p_2/\rho_2 = \frac{3}{16} u_1^2 \qquad (14)$$

Kemp and Petschek [8] derive solutions for a four regime system consisting of

(1) Gas ahead of the shock conducting, but undisturbed.

(2) A steady flow region behind the shock.

(3) An expansion wave.

(4) A uniform region close to the electrode.

Region 4 is related to region 2 by integration through the expansion wave.

In their model, Kemp and Petschek find that above $M_A = 2$, the current sheet acts as a piston, which produces a shock wave in front of the current sheet and separated from it by the so called homogeneous gas sample in region 2.

In a second model - the conventional snowplow model discussed by Heywood [10] - it is assumed that plasma swept up by the current sheet is entrained in the sheet and accelerated to the sheet velocity. With $b_\theta >> B_o$ the front speed is given by

$$\rho_1 U^2 = b_\theta^2/2\mu_o \qquad (15)$$

This can be rewritten in the form

$$M_A = \frac{U}{V_A} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{b_\theta}{B_o} = 0.71\ b_\theta/B_o \qquad (16)$$

Cavaliere and Englemann [12] in a general theoretical paper on M.H.D. Shock Waves, calculate the conditions under which oscillations and instabilities can develop for wave propagation perpendicular and obliquely to a steady magnetic field. Their calculations are not directly applicable to propagation parallel to a steady magnetic field B_o.

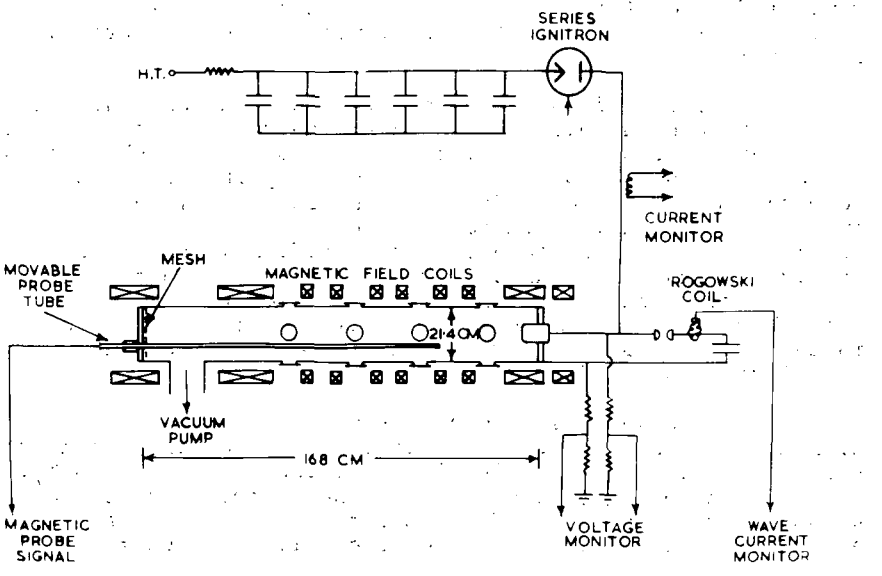


FIG.1. Schematic diagram of the shock tube.

3. EXPERIMENTAL METHODS

The experiments were undertaken in SUPPER II (see Brennan et al [13]), a cylindrical plasma source (Fig. 1) consisting of a stainless steel vacuum vessel of length 170 cm and diameter 21.4 cm, embedded in an axial magnetic field B_o, constant in space and time to better than 5%. One end of the machine was sealed with a quartz plate, on which was centrally mounted a molybdenum firing electrode of diameter 7.6 cm and length 7.6 cm. The other end of the machine was sealed with a stainless steel mesh connected to the vacuum wall; this mesh, by short circuiting radial and azimuthal electric fields, assisted in removing turbulences from the plasma. Access to the machine was available through 4 sets of radial diagnostic ports located at 16, 47, 78 and 108 cm from the end of the firing electrode. Axial access was also available through the quartz end plates. Paladium purified hydrogen was continuously circulated through the machine at a pressure of 70 millitorr. The plasma was prepared by the hybrid process (Brown, Lehane et al [14]) which uses both radial and axial dischare currents. In our particular case a bank of six 8.5 μFD condensers were charged up to a voltage of -15kV. An ignitron switch initiated a radial discharge current of peak value 45 kiloamperes. The

cross product of this radial current and axial magnetic field caused the plasma to rotate and an ionizing front travelled down the cylinder. The ionizing current, which switched to an axial one after about 20 μs, rang with a period of about 80 μs and produced a high degree of ionization. The ion density was measured spectroscopically and with laser interferometry. The electron temperature was measured spectroscopically. At the time of firing of the large amplitude Alfvén waves the conditions were approximately as given in Table I (Brown, Cross et al [15]).

Large amplitude Alfvén waves were launched at a time of 160 μs when the plasma preparation current was close to zero. The Alfvén wave source consisted of six 8.5 μFD, 20kV condensers, which were discharged with the aid of a spark gap or ignitrons between the central electrode and the outer stainless steel cylinder. The maximum current measured with a Rogowski coil was 144 kiloamps corresponding to an Alfvén magnetic field b_θ of 4.8 kilogauss at radius 6 cm. The half period of the wave was 15 microseconds; at perturbation ratios $R = b_{\theta 4}/B_o$ greater than about 0.8 the nonlinear properties of the plasma resulted in the leading quarter cycle of the sine wave steepening into an effective shock front.

The wave fields were measured by integrating the signals from magnetic probes orientated to measure the time derivatives of the magnetic field components b_r, b_θ and b_z. The 30 turn centre tapped coils of the magnetic probes were wound on 2mm nylon rod and introduced both radially and axially into the plasma in 11mm outer diameter quartz tubes.

TABLE I

PLASMA CHARACTERISTICS

(Initial filling pressure 70 millitorr Hydrogen)

B_o kgauss	Ion Density x 10^{-15} cm^{-3}	Total Density x 10^{-15} cm^{-3}
5.8	3.5	4.5
3.8	2.0	2.5
2.0	1.0	1.35
1.6	1.0	1.2
1	0.8	0.95
0.65	0.6	0.7

Ion density measurements behind the shock were obtained by measuring Stark broadened Hydrogen lines and comparing with the theoretical results of Griem, Kolb and Shen [16]. We used a monochromator of the diffraction grating type with a resolution of 0.5A^{o}U and a dispersion of 16A^{o}/mm. It should be noted that density measurements based on the measurement of Stark broadened line profiles are only slightly dependent on electron temperature and therefore radial variations of electron temperature have only a small effect on the accuracy of density measurements.

Spectroscopic temperature measurements were made by comparison of the H_γ line intensity with bands of continuum radiation centred at 5094A^{o} and 3440A^{o}. The intensities of the continuum radiation bands were also compared with each other. It should be emphasized that the line comparisons demand local thermal equilibrium and a Maxwellian distribution of particle velocities; the comparison of the continuum bands requires only the latter and in all the experiments reported in this paper, the time of less than a microsecond for a Maxwellian distribution to develop is more than adequate. We found it impossible to get reliable spectroscopic measurements of temperature in the region behind the shock, but we did find in region 1 in the preshock plasma that the temperature measurements of about 2 eV were consistent with each other and with the density-temperature predictions of the Saha equation. This enabled p_1 ahead of the shock to be determined.

With a number of assumptions some estimates of p_2 (and hence indirectly of T_2) immediately behind the shock can be made from the diamagnetic signal observed on the b_z probe.

The equation of motion of the plasma can be written in the form

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} + \nabla p - \frac{B^2}{2\mu_o} - \frac{(\vec{B}\cdot\nabla)\vec{B}}{\mu_o} = 0$$

If the inertial term can be neglected and the magnetic field lines are sufficiently straight and parallel for the last term to be small compared with the third term we can then integrate this equation. These conditions are reasonably valid for our experiments at the lower perturbation ratios.

4. EXPERIMENTAL RESULTS

We have studied a number of characteristics of the waves including the steepening into a shock, the velocity, the attenuation, the development of oscillations and the density-pressure relations behind the shock.

4.1 Development of Shock Front

In Figure 2 we present a series of oscillograms of b_θ measurements showing the development of the current shock front. It will be readily seen that the shock front develops as a plasma property at a rate depending on the perturbation ratio R.

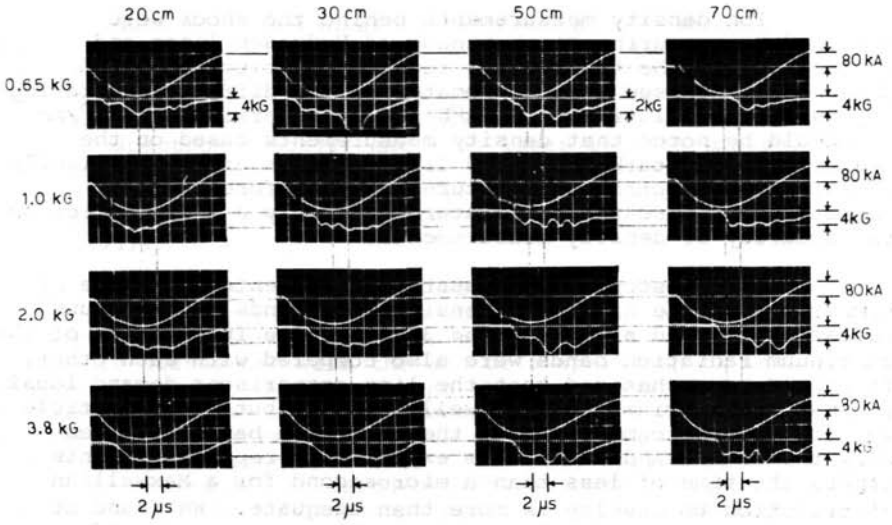


FIG.2. A series of oscillograms showing the development of the shock with distance for 4 different perturbation ratios. Upper trace: drive current; lower trace: b_θ at r = 8 cm for z = 20 and 30 cm; b_θ at r = 6 cm for z = 50 and 70 cm.

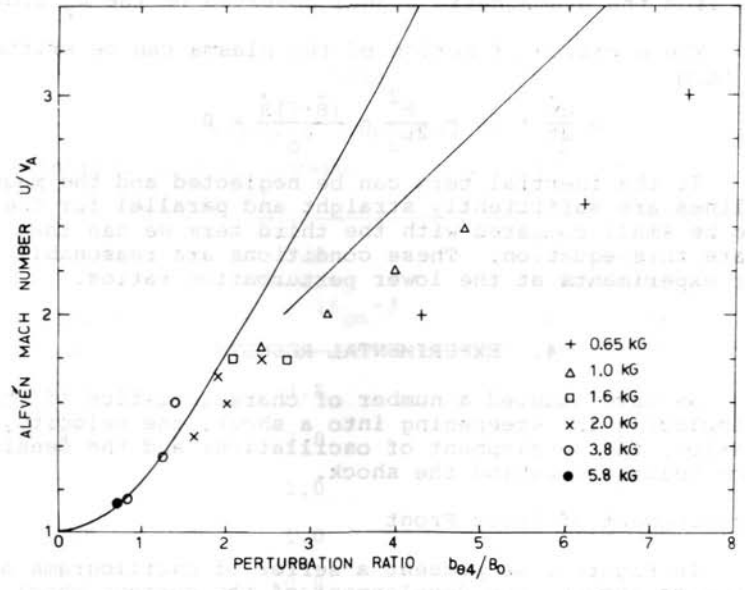


FIG.3. Alfvén Mach Number as a function of perturbation ratio. The upper curve is the Kemp and Petschek solution and the lower curve is the conventional snowplow solution.

4.2 Wave Velocity

The wave velocity was obtained from both spectral and magnetic probe measurements at various distances from the launching electrode. The results are plotted in Figure 3 in dimensionless form as M_A as a function of the perturbation ratio R. The theoretical predictions of Kemp and Petschek [8] are plotted on the same graph together with the snowplow solution, Equation (16).

Within the order of accuracy of our experiments (0.2 μs) we found no separation between light and current fronts. It should be noted that at a perturbation ratio of about 1.2 and an Alfvén Mach Number of 1.4 that there is a pronounced change in the gradient of the dimensionless quantity M_A. It should also be noted that at about the same perturbation ratio, modulation or high frequency oscillation begins to develop on all three components of the wave magnetic field. We have examined the radial distribution of the shock front velocity and found it independent of radius to within a figure of about 0.2 μs or 4 cm.

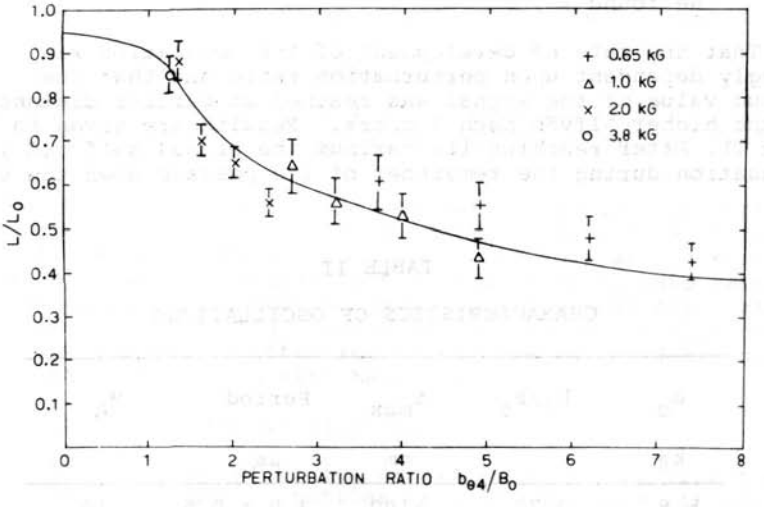


FIG.4. Non-dimensional attenuation length as a function of perturbation ratio. The curve is a best fit to the experimental points.

4.3 Wave Attenuation

Measurements of wave attenuation were made at a radius of 6 cm in the shock tube. The radial variation of b_θ was measured under a number of conditions and it was found that the distribution of b_θ was a little broadened from the usual Bessel function distribution for small amplitude Alfvén waves. Measurements taken at a radius of 6 cm thus represent an average wave magnetic field.

The results of attenuation measurements are given in Figure 4 in dimensionless form by plotting the ratio L/L_o of the attenuation length at a particular value of the perturbation ratio R to that when R tends to zero.

It will be noted that at the higher perturbation ratios there is marked attenuation.

4.4 Development of Oscillations

In Figure 2 it will be noted that a high frequency oscillation develops as the wave travels down the shock tube, more rapidly so at the higher perturbation ratios.

We have examined the time and space variation of this oscillation which develops on all three magnetic field components. There is a good deal of shot to shot variation, but the radial component b_r is easier to measure because it is free of the fundamental signal which appears on b_θ and of the diamagnetic signal which appears on b_z. The amplitudes of the oscillations on b_θ and b_z were 20 to 40% lower than those on b_r.

We found :

(a) That the rate of development of the modulation was strongly dependent upon perturbation ratio and that the maximum value of the signal was reached at earlier distances for the higher Alfvén Mach Numbers. Results are given in Table II. After reaching its maximum the signal suffered little attenuation during the remainder of its passage down the vessel.

TABLE II

CHARACTERISTICS OF OSCILLATIONS

B_o kg	b_θ/B_o	z_{max} cm	Period μs	M_A
5.8	0.72	>100	4.0 ± 0.5	1.10
3.8	1.26	>70	3.0 ± .5	1.35
2.0	2.4	70	3.0 ± .6	1.8
1.6	2.7	60	2.5 ± .5	1.9
1.0	4.8	50	2.8 ± .6	2.7
0.65	7.4	30	2.6 ± .4	2.9

z_{max} = axial distance at which oscillating signals reached their maximum amplitude

TABLE III

SPECTRAL MEASUREMENTS OF DENSITY (ALL IN $cm^{-3} \times 10^{15}$)

B_o kgauss	b_θ/B_o	Total Density Behind Front	Total Density Ahead of Front	Compression Ratio	Theory
3.8	1.26	3.5 ± .2	2.5 ± .2	1.4 ± .2	1.8
2.0	2.4	2.5 ± .4	1.35 ± .2	4.5 ± 1.0	4.0
	1.6	6.0 ± 1.0	1.35 ± .2	1.9 ± .4	2.5
1.0	4.8	3.2 ± 0.5	.95 ± .2	3.4 ± .7	4.0
	3.2	3.0 ± .5	.95 ± .2	3.2 ± .7	4.0
0.65	7.4	3.5 ± .7	.7 ± .1	5.0 ± 1.5	4.0

The theoretical predictions are those of Kemp and Petschek.

(b) That the signal showed a radial variation with a maximum towards the centre of the vessel on all three magnetic field components.

(c) That the period of oscillation varied widely from shot to shot and in many cases the period increased with time in the same shot. We averaged a great number of shots and present the results in Table II. Oscillations dependent on M_A have been predicted by Cavaliere and Engelmann [12] for weak dissipation in a collisionless plasma. Our observations of oscillation period show too much scatter for us to come to any definite conclusions of variation with Mach Number.

4.5 Spectral Measurements of Density

The measurement of ion densities resulting from the study of Stark broadened profiles is given in Table III and compared with the theoretical predictions of Kemp and Petschek. It will be seen that within the order of accuracy of our measurements there is good agreement between theory and experiment.

4.6 Temperature Estimates

As discussed in Section 3 we were unable to make any direct spectral measurements of temperature immediately behind the shock. However we were able to make estimates of temperature from diamagnetic signals in the case of the 3.8 kilogauss results, and from wave energy dissipation at all steady magnetic fields. The results are given in Table IV. In our energy calculations we allow for energy expended in reioniza-

tion, and the energy in the oscillations. Energy losses by bremsstrahlung, electron cyclotron radiation and run away electrons are negligible. We have not included losses by thermal conduction, charge exchange or radiation; so consequently our results represent a maximum estimate of temperature. We have also assumed thermal equilibrium, which with our collision dominated plasma, is justified.

In comparing with the Kemp and Petschek theoretical estimates, we give comparisons with temperatures arising from observed shock velocities.

It will also be seen that except at the low perturbation ratio of 1.26, the agreement with Kemp and Petschek is not good; this is to be expected in that a model that does not predict experimental shock speeds at the higher perturbation ratios should also be expected to fail in temperature estimates.

TABLE IV

ENERGY EXPENDED

B_o	3.8	2.0	1.0	kilogauss
$R = b_\theta/B_o$	1.26	2.4	4.8	
Particle Density Behind Shock	3.5	6.0	3.2	$\times 10^{15} cm^{-3}$
Energy Expended to z = 50 cm.	1.0	1.5	1.7	$\times 10^{17}$ eV cm^{-3}
T_e (from above)	16	12	27	eV
T_e (Diamagnetic)	20.5	-	-	eV
T_e (K & P)	14	49	41	eV

5. CONCLUSIONS

Our experiments on large amplitude Alfvén waves have shown :-

(1) That as the perturbation ratio R is increased the wave rapidly steepens into a shock wave. The experimental results can then be compared with MHD shock wave theory; measurements of density, temperature and shock velocity show a good correlation with the theoretical predictions up to a perturbation ratio of about 1.3.

(2) At perturbation ratios above this figure oscillations develop. While the measured density ratios across the shock are in reasonable agreement with the Kemp and Petschek theoretical predictions of a maximum figure of 4, the temperature estimates and measured shock velocities are much less than the theoretical calculations of either Kemp and Petschek or the snowplow solution.

On the basis of these experiments, it would seem to us that large amplitude Alfvén waves offer methods of heating high density plasmas, particularly in magnetic beach systems. At perturbation ratios less than two, oscillations have not violently developed and the shock velocities and temperatures predicted by MHD shock wave theory can be realized. We are planning experiments at much higher driving currents over this range of perturbation ratios and also at higher perturbation ratios where oscillations develop.

REFERENCES

[1] PARKER, E.N., Astrophys. J. 132 3 (1960) 821.
[2] MONTGOMERY, D., Phys. Rev. Lett. 2 2 (1959) 36.
[3] BOLEY, F.I., FORMAN, P.R., Phys. Rev. Lett. 12 14 (1964) 385.
[4] BROWN, I.G., WATSON-MUNRO, C.N., Plasma Phys. 9 1 (1967) 43
[5] CROSS, R.C., WATSON-MUNRO, C.N., Phys. Fluids 11 3 (1968) 557.
[6] GROSS, R.A., Rev. Mod. Phys. 37 4 (1965) 724.
[7] POLOVIN, R.V., Nucl. Fusion 4 1 (1964) 10.
[8] KEMP, N.H., PETSCHEK, H.E., Phys. Fluids 2 6 (1959) 599.
[9] MILLER, B., Phys. Fluids 10 1 (1967) 9.
[10] HEYWOOD, J.B., Phys. Fluids 9 6 (1966) 1150.
[11] PATRICK, R.M., PUGH, E.R., Phys. Fluids 8 4 (1965) 636.
[12] CAVALIERE, A., ENGLEMANN, F., Nucl. Fusion 7 2,3 (1967) 137.
[13] BRENNAN, M.H., LEHANE, J.A., MILLAR, D.D., WATSON-MUNRO, C.N., Aust. J. Phys. 16 3 (1963) 340.
[14] BROWN, I.G., LEHANE, J.A., POTTER, I.C., WATSON-MUNRO, C.N., Aust. J. Phys. 20 1 (1967) 47.
[15] BROWN, I.G., CROSS, R.C., JAMES, B.W., WATSON-MUNRO, C.N. Phys. Letters 23 7 (1966) 451.
[16] GRIEM, H.R., KOLB, A.C., SHEN, K.Y., Phys. Rev. 116 1 (1959) 4.

DISCUSSION

S. NAGAO: How did you distinguish between heating by the wave and direct heating by the exciting current of the wave?

C.N. WATSON-MUNRO: We were able to distinguish between them only on a theoretical basis at low perturbation ratios.

V.P. SMIRNOV: Did you determine the surface of the shock wave?

C.N. WATSON-MUNRO: Yes, we found the surface of the wave front to remain plane to an accuracy of the order of 0.1 μs, or about 2 cm.

V. P. SMIRNOV: Did you observe destruction of the wave surface - that is to say, deformation as the wave propagated due to the cylindrical geometry?

C. N. WATSON-MUNRO: No, we found no indication of destruction of the wave surface.

A. G. PONOMARENKO: What is the velocity of the plasma flow accompanying the generation of strong Alfvén waves?

C. N. WATSON-MUNRO: At the lower perturbation ratios we measured the flow velocity v from the integrated radial voltage

$$V = \int_{r_1}^{r_2} [(v_\theta \times B_0) + (v_z \times B_0)]\, dr$$

and found the results to be in accordance with MHD shock theory.

M. V. BABYKIN: What is the frequency range of the fluctuations on the magnetic-probe oscillograms?

C. N. WATSON-MUNRO: We measured the frequency over a range of the B_0 magnetic field from 0.6 kG to 6 kG and found the frequency to vary between 250 kc/s and 400 kc/s.

SCREENING OF A HIGH-DENSITY PLASMA FROM NEUTRAL GAS PENETRATION*

B. LEHNERT
DIVISION OF PLASMA PHYSICS, ROYAL INSTITUTE OF TECHNOLOGY, STOCKHOLM, SWEDEN

Abstract

SCREENING OF A HIGH-DENSITY PLASMA FROM NEUTRAL GAS PENETRATION. In several experiments on a magnetically confined plasma and under certain conditions of a fusion reactor in stationary operation, neutral gas will be present in the regions surrounding the plasma. The inflow of neutrals and the outflow of plasma by diffusion or free streaming is studied in this paper, both for closed and open-ended systems:
(i) In a closed bottle neutral gas will not be able to penetrate through the cool boundary layers into the hot core of a high-density plasma. At plasma densities above 10^{21} m^{-3} the energy losses from interaction with the neutrals become negligible compared to the thermonuclear power production, but not at densities below 10^{19} m^{-3}. This is due to the fact that the penetration depth of the neutrals depends on the ionization rate and becomes about 10^{-3} and 0.1 m at the densities 10^{21} and 10^{19} m^{-3}. Further, the neutral gas inflow will be delayed by diffusion through a cool boundary region of sufficiently high density. In stationary operation the plasma density will be determined by the magnetic field strength and the density of the surrounding neutral gas. A condition for stable heat balance in a boundary region of finite thickness is deduced in this paper.
(ii) As an alternative to a fusion device where the plasma is surrounded by an ultra-high vacuum region, it is therefore possible to surround a high-density plasma by a neutral gas blanket. The latter should be dense enough for released wall impurities to diffuse only slowly towards the plasma boundary. With a superimposed stream of neutral gas along the plasma boundary, the impurities can then be removed before reaching the plasma.
(iii) In an open-ended system, thin layers of neutral gas are formed by plasma particles which escape along the magnetic field and recombine at the end walls.
(iv) The theory agrees with measurements of the density of a fully ionized plasma as a function of the applied magnetic field and the density of the surrounding neutral gas. It also suggests that Bohm diffusion has not been present in earlier experiments with rotating plasmas where the density was found to decay at a very slow rate during free-wheeling.

DISCUSSION

C.E. NIELSEN: Did you consider the role of radiation in the energy balance?

B. LEHNERT: Yes, I have included heat losses by radiation as given by the empirical data for collision processes in Refs [4, 12, 13] of the paper which appeared in Nucl. Fusion 8 3 (1968) 173.

C.E. NIELSEN: In experiments at Oak Ridge National Laboratory, in which we have studied an arc in a magnetic field (the arc plasma density being 10^{22} electrons/m^3 and the central temperature of the order of 10^5 °K), we have found that the electron density extends a substantial distance outside the current-carrying region. We have attributed this to photo-ionization, and I am inclined to believe that photon transport

---

* This contribution has been published in Nucl. Fusion 8 3 (1968) 173; only an abstract is printed here.

of energy plays an essential role in determining the energy balance near the plasma-gas boundary.

B. LEHNERT: The fact that the electron density extends a substantial distance outside the current-carrying layer in your experiments does not contradict the features of this model, which yields boundary layer dimensions of the order of 1-2 cm at the present densities. From the data given in Ref. [6] it can be seen that photo-ionization is much less important than thermal ionization by electrons in the regions where ionization has a noticeable influence on the plasma balance.

J.C. TERLOUW: The events which take place in the boundary layer depend on the temperature profile, and the temperature profile depends on the way in which the plasma is produced. Would your numerical results be approximately right for plasma produced by ohmic heating?

B. LEHNERT: The temperature profile will certainly depend on the way in which the plasma is produced. In the present simple calculation of the balance in the boundary region, the temperature T has been assumed to be constant. Since all the parameters involved in the calculations represented by Fig.2 of my paper are slow functions of the temperature, varying essentially as $\sqrt{T}$, the general features of the results presented in Fig.2 will not be influenced by the particular shape of the temperature distribution.

OPEN-ENDED SYSTEMS I
(MIRRORS)

(Session H)

Chairman: I. GOLOVIN

Papers H-6 to H-10 were presented by
R.F. POST as Rapporteur

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УДЕРЖАНИЮ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ПР-6

Ю.Т.БАЙБОРОДОВ, Ю.В.ГОТТ, М.С.ИОФФЕ
и Р.И.СОБОЛЕВ
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

PLASMA CONTAINMENT EXPERIMENTS IN THE PR-6 DEVICE. The PR-6 device is an adiabatic trap with minimum B. In its dimensions and magnetic field configuration it is similar to the PR-5, but has a higher field strength. The purpose of the PR-6 experiments was to verify the assumption that the rapid initial decline in density was due to drift-cone instability. Since the critical density for drift-cone instability is proportional to $H^{3.5}$, it was logical to expect a very rapid increase in plasma density with increasing H, if the density was in fact limited by drift-cone instability. In the experiments described the plasma was produced by injection from an unstable plasma beam. By this method it was possible to fill a trap with a plasma having an initial density $n_0 \approx 10^{11}$ cm^{-3} with $\bar{E}_i \sim 1$ keV and $T_e \approx 50$ eV. The plasma density was recorded by measuring the attenuation of the beam of thermal potassium atoms. The dependence of density on H_0 was measured for $\alpha_{\parallel} = 1.6$ and 2.4; in both cases $\alpha_{\perp}$ was kept at 1.2. The measurements showed that a 2.5-fold increase in H_0 (from 3.7 kOe to 9.4 kOe) does not lead to a significant increase in the density of a stably confined plasma (with the above-mentioned dependence on H, the density should have increased by a factor of 25). As before, the slow charge-exchange decay was found to begin only at densities of (5×10^9)-10^{10} cm^{-3}. In addition, it was found that the density of a slowly decaying plasma is strongly dependent on $\alpha_{\perp}$, i.e. on the depth of the magnetic well. When $\alpha_{\perp}$ increases from 1.4 to 1.7 the density rose by an order of magnitude, reaching $5 \times 10^{10} - 10^{11}$ cm^{-3}. It follows from the results that the rapid fall in density observed after injection has ceased is not associated with drift-cone instability. This instability was not detected in the experiments described, although according to theoretical predictions it should have occurred.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УДЕРЖАНИЮ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ПР-6. ПР-6 представляет собой адиабатическую ловушку с минимумом В. По своим размерам и конфигурации магнитных полей она аналогична установке ПР-5, но отличается от нее большей напряженностью поля. Цель экспериментов на ПР-6 состояла в проверке предположения того, что причиной быстрого начального спада плотности является дрейфово-конусная неустойчивость. Так как критическая плотность для дрейфово-конусной неустойчивости пропорциональна $H^{3,5}$, следовало ожидать очень быстрого возрастания плотности плазмы при увеличении Н, если она ограничивается этой неустойчивостью. В описываемых экспериментах плазма создавалась инжекцией из неустойчивого плазменного пучка. Этот метод позволяет заполнить ловушку плазмой с начальной плотностью $n_0 \approx 10^{11}$ см$^{-3}$ при $\bar{E}_i \sim 1$ кэв и $T_e \approx 50$ эв. Плотность плазмы регистрировалась по ослаблению пучка тепловых атомов калия. Зависимость плотности от H_0 измерялась при $\alpha_{\parallel} = 1,6$ и 2,4; в обоих случаях $\alpha_{\perp}$ поддерживалось равным 1,2. Измерения показали, что увеличение H_0 в 2,5 раза (от 3,7 до 9,4 кэрстед) не приводит к сколько-нибудь значительному возрастанию плотности устойчиво удерживаемой плазмы (при указанной выше зависимости от Н плотность должна была бы возрасти в 25 раз). Медленный перезарядочный распад наблюдается с плотностей $5 \cdot 10^9 \div 10^{10}$ см$^{-3}$. Установлено, что плотность медленно распадающейся плазмы сильно зависит от $\alpha_{\perp}$, т.е. от глубины "магнитной ямы". С увеличением $\alpha_{\perp}$ от 1,1 до 1,7 плотность возрастает на порядок величины и достигает $5 \cdot 10^{10} \div 10^{11}$ см$^{-3}$. Из полученных результатов следует, что быстрый спад плотности, наблюдавшийся после прекращения инжекции, не связан с дрейфово-конусной неустойчивостью. В описываемых экспериментах эта неустойчивость не обнаруживается, несмотря на то, что согласно предсказаниям теории она должна была бы иметь место.

На Калхемской конференции сообщалось [1], что в экспериментах по накоплению плазмы на установке ПР-5 (адиабатическая ловушка с минимумом B) распад плазмы после прекращения инжекции протекал аномальным образом.

Наблюдавшийся процесс распада можно разделить на две резко различающиеся стадии. В течение первых 50 – 100 мксек плотность плазмы быстро убывала от своего начального значения $n \gtrsim 10^{11}$ см$^{-3}$ до уровня $(3 \div 5) \cdot 10^{9}$ см$^{-3}$, затем наступала стадия значительно более медленного распада. Характерные времена второй стадии измеряются миллисекундами и близки к времени перезарядки.

На протяжении медленного распада в некоторых случаях наблюдались скачкообразные срывы плотности, возникавшие спонтанно, иногда спустя длительное время после прекращения инжекции (рис.1).

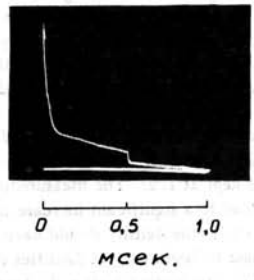


Рис.1. Осциллограмма сигнала с детектора нейтралов перезарядки на установке ПР-5. Начало развертки отвечает моменту прекращения инжекции.

Эксперименты на ПР-5 проводились при магнитном поле в центре ловушки $H_0 = 3{,}5$ кэ; продольное и поперечное пробочные отношения $\alpha_\parallel$ и $\alpha_\perp$[1] равнялись соответственно 1,7 и 1,2. Для заполнения ловушки плазмой использовался метод высокочастотной магнетронной инжекции, позволявший получать плазму со средней энергией протонов $0{,}5 \div 1{,}0$ кэв и плотностью $\approx 10^{11}$ см$^{-3}$.

Аналогичная картина распада имела место и при инжекции с помощью неустойчивого пучково-плазменного распада [2]. Параметры получающейся при этом плазмы несильно отличались от случая магнитной инжекции.

В обоих случаях повышение интенсивности и длительности инжекции не приводило к существенному увеличению плотности медленно распадающейся плазмы.

Впоследствии было установлено [3], что спонтанные срывы плотности во время медленного распада связаны с вспышками неустойчивости ионно-циклотронного типа. Что касается быстрого начального спада после прекращения инжекции, то природа его оставалась невыясненной. Имелись основания предполагать, что он может вызываться дрейфово-конусной неустойчивостью. Согласно [4, 5], эта неустойчивость должна

---

[1] Под $\alpha_\perp$ имеется в виду отношение суммарного магнитного поля у стенки вакуумной камеры к полю на оси в центральном сечении ловушки.

развиваться при параметрах плазмы, удовлетворяющих следующему соотношению:

$$\frac{\bar{\rho}_i}{a} > 0{,}4\left(\frac{m}{M}+\frac{\Omega_i^2}{\omega_{pi}^2}\right)^{2/3}$$

Здесь: $\bar{\rho}$ – средний ларморовский ионный радиус, a – характерный размер градиента плотности $\left(\frac{1}{a}\approx\frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial r}\right)$, Ω_i, ω_{pi} – циклотронная и плазменная ионная частота, m, M – масса электрона и иона.

Если определить из этого соотношения критическую плотность $n_{крит}$, при которой начинается неустойчивость, то для условий экспериментов на ПР-5 она оказывается в интервале $10^9 - 10^{10}$ см$^{-3}$. Это находится в близком соответствии с теми значениями плотности, при которых наблюдается переход от быстрой стадии распада к медленной. Можно было думать поэтому, что за быструю стадию ответственна дрейфовая неустойчивость и что переход к медленной перезарядочной стадии происходит как раз тогда, когда плотность в процессе распада становится ниже $n_{крит}$ для этой неустойчивости.

Один из прямых способов проверки такого предположения состоит в изучении характера распада плазмы в зависимости от напряженности магнитного поля H. Из приведенного выше критерия следует, что $n_{крит}$ должно изменяться пропорционально $H^{7/2}$ (при неизменных a и температуре ионов T_i; зависимость $n_{крит}$ от a и T_i значительно более слабая, чем от H). Поэтому, если начальный спад плотности действительно определяется дрейфово-конусной неустойчивостью, следует ожидать, что он будет быстро сокращаться с ростом H, при этом должна соответственно нарастать плотность медленно распадающейся части плазмы.

Исследование удержания плазмы в зависимости от H и выяснение возможной роли дрейфовой неустойчивости в аномальном распаде плазмы являлось основной целью экспериментов, описываемых в данной работе.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты проводились на установке ПР-6. По своей конструкции эта установка отличается незначительно от ПР-5, устройство которой было описано ранее [6]. Основное отличие состоит в величине напряженности магнитного поля. Максимальное продольное поле в пробках составляет 25 кэ; расстояние между продольными пробками 100 см. Пробочное отношение $\alpha_{\parallel}$ может изменяться от 1,6 до 2,4 за счет переключения части секций центральных катушек. Стабилизирующее поле создается гексапольной обмоткой, обеспечивающей максимальное поле у стенки вакуумной камеры 10 кэ. Диаметр камеры – 30 см. Катушки продольного поля питаются однократными импульсами тока трапецеидальной формы; длительность плоской части импульса – 0,5 сек. Стабилизирующая обмотка питается импульсами тока синусоидальной формы длительностью 0,05 сек.

Вакуумная камера откачивается предварительно паромасляными насосами, после чего на стенки периодически напыляется титан из

шести испарителей, расположенных по образующей камеры. Начальное давление (до инжекции плазмы) составляет $(1{,}5 \div 2)\cdot 10^{-8}$ торр.

Инжекция плазмы производилась из неустойчивого пучково-плазменного разряда. Свойства такого разряда подробно исследованы в работе [2].

Для измерения энергетического распределения ионов в плазме применялся метод обдирки атомов перезарядки в тонкой серебряной фольге (100 – 200 Å) с последующим анализом по энергиям образующихся ионов [7]. Поток атомов на фольгу коллимировался в угле $\pm 3°$ в направлении радиуса ловушки. При такой коллимации измеряемое распределение представляет собой фактически распределение по поперечным энергиям. Минимальная энергия, до которой могли быть проведены измерения, составляла 200 эв.

Энергетическое распределение электронов определялось с помощью многосеточного электростатического анализатора. Анализатор размещался в торцевой части камеры за продольной пробкой; в него могли попадать электроны из приосевой области плазмы в центральной части ловушки.

Плотность плазмы измерялась по поглощению пучка тепловых атомов калия [8]. При определении "толщины" плазмы $\bar{n}d = \int n dr$ по измеренному поглощению η, помимо ионизации атомов калия электронами, учитывалась обдирка их на ионах (протонах) плазмы. Такой учет можно было провести лишь приближенно, так как сечение этого процесса известно для энергий протонов от 10 кэв и выше [9], в то время как средняя энергия протонов в описываемых экспериментах составляет около 1 кэв. Вычисление $\bar{n}d$ велось по формуле: $\bar{n}d = -2{,}2\cdot 10^{11} \ln(1-\eta)$.

Вследствие теплового разброса скоростей атомов в калиевом пучке, временное разрешение этого метода невелико. В условиях ПР-6 оно составляло 600 мксек.

В отдельных опытах измерение плотности проводилось также радиоинтерферометром ($\lambda = 8$ мм). При одновременном определении обоими методами величины $\bar{n}d$ для распадающейся плазмы результаты различались не более чем на 50%.

Кроме того, о плотности плазмы и изменении ее во времени можно было судить по интегральному потоку нейтральных частиц перезарядки. Нейтралы перезарядки детектировались по вторичной электронной эмиссии; поток на детектор коллимировался в угле $\pm 9°$ вдоль радиуса ловушки.

При анализе осциллограмм сигналов с детектора перезарядки учитывалось изменение давления нейтрального газа во время инжекции и распада плазмы. Давление измерялось быстродействующим манометром с постоянной времени 150 мксек, датчик манометра располагался внутри вакуумной камеры на небольшом удалении от плазмы.

В первых нескольких рабочих циклах установки, следующих сразу после напыления свежего слоя титана, давление во время инжекции повышалось до $(8 \div 10)\cdot 10^{-8}$ торр и после прекращения инжекции убывало с постоянной времени $1 \div 2$ мсек. В последующих циклах работы давление могло возрастать до $(2 \div 4)\cdot 10^{-7}$ торр.

Анализатор энергий ионов, прибор для просвечивания плазмы калиевым пучком, рупоры волноводной линии радиоинтерферометра и детектор нейтралов перезарядки размещались в специальных патрубках в центральном сечении ловушки.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

а) Зависимость распада плазмы от напряженности магнитного поля в центре ловушки

Основной цикл экспериментов по изучению распада плазмы в зависимости от напряженности поля проводился при $\alpha_{\parallel} = 1{,}6$ и $\alpha_{\perp} = 1{,}2$, т.е. при конфигурации поля, близкой к той, которая имела место в прежних экспериментах на установке ПР-5. Поле в центре ловушки H_0 изменялось от 3,7 до 9,4 кэ. В этом интервале значений H_0 параметры инжектируемой плазмы – начальная скорость n_0, температура электронов T_e и энергетическое распределение ионов $f(E_{i\perp})$ – менялись незначительно: $n_0 \sim 10^{11}$ см$^{-3}$, $T_e = 30 \div 50$ эв, средняя энергия ионов $\bar{E}_{i\perp}$ (в интервале от 200 эв и выше) – 1,0 ÷ 1,5 кэв.

В качестве иллюстрации на рис.2 приведено распределение $f(E_{i\perp})$ при $H_0 = 4{,}6$ кэ; распределение относится к начальному моменту времени после окончания инжекции.

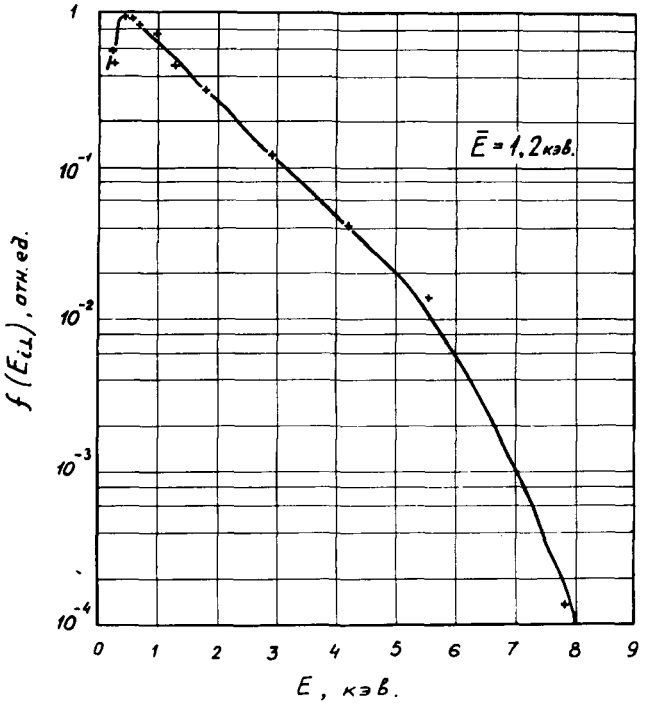


Рис.2. Энергетическое распределение ионов.

Плотность распадающейся плазмы измерялась методом поглощения калиевого пучка. На рис.3а показана типичная осциллограмма сигнала поглощения; длительность импульса инжекции $\tau_{\text{инж}} = 600$ мксек. Нижняя и верхняя горизонтальные линии отвечают нулевому и стопроцентному поглощению соответственно. Точка максимального поглощения на осциллограмме отвечает моменту окончания инжекции.

Заметим, что на участках быстрого изменения поглощения истинный временной ход плотности передается с искажением из-за теплового разброса скоростей атомов калия. По этой же причине плотность во время инжекции превышает измеренную по максимальному поглощению в тех

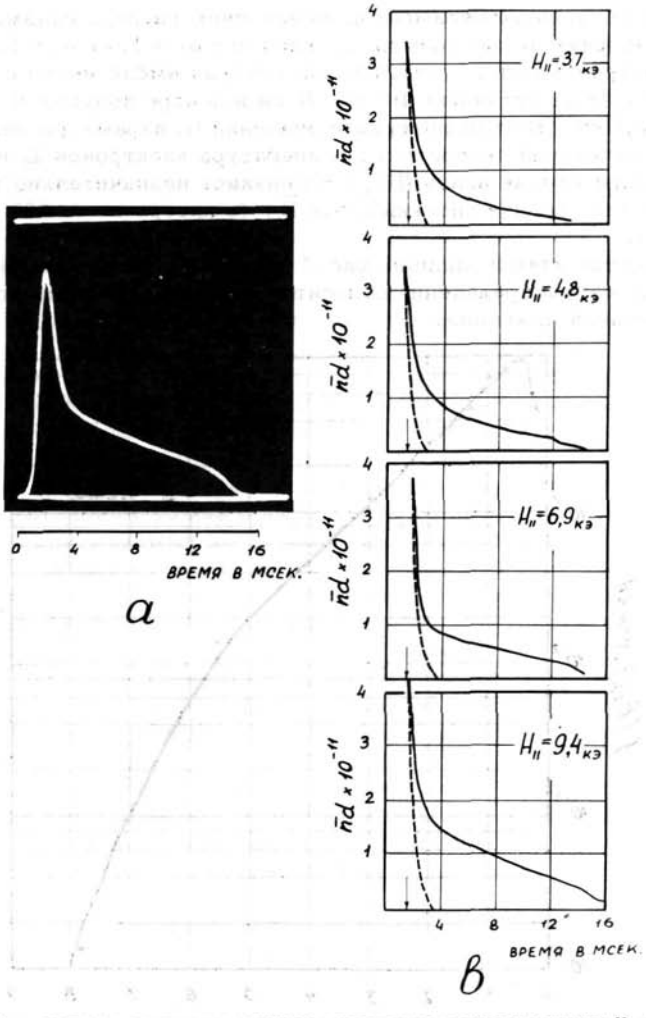


Рис.3. а) Типичная осциллограмма сигнала поглощения калиевого пучка; $H_0 = 3{,}7$ кэ, $\alpha_{\parallel} = 1{,}6$, $\alpha_{\perp} = 1{,}2$. b) Кривые распада плазмы при различных значениях $\alpha_{\parallel} = 1{,}6$, $\alpha_{\perp} = 1{,}2$. Пунктирные линии соответствуют распаду в отсутствии стабилизирующего поля; стрелкой показан момент окончания инжекции.

случаях, когда $\tau_{\text{инж}}$ меньше или близко к "постоянной времени" калиевого пучка. С учетом этого, приведенная осциллограмма качественно хорошо воспроизводит ту картину распада, которая наблюдалась ранее на ПР-5 при регистрации распада по быстрым нейтралам перезарядки: вначале происходит быстрый сброс большей части плотности, после чего распад резко замедляется.

На рис.3b приводится серия кривых распада плазмы, относящихся к четырем последовательно возрастающим значениям H_0. Кривые построены в координатах $\bar{n}d$, t по соответствующим осциллограммам поглощения калиевого пучка. Они отражают временной ход плотности при сильных поглощениях более наглядно, нежели сами осциллограммы. Раздельное определение n и d требует знания радиального распределения плотности плазмы. В данной работе радиальное распределение не исследовалось. Можно, однако, указать на результаты измерений в аналогичных условиях на ПР-5 (при $H_0 = 3{,}5$ кэ) [10]. Согласно этим измерениям, в стадии медленного распада убывание плотности по радиусу описывается экспоненциальным законом $n(r) \sim e^{-r/a}$ с постоянной спада $a \simeq 3$ см. Поэтому можно полагать, что характерный радиальный размер плазмы a в данных экспериментах имеет приблизительно такую же величину, по крайней мере, при наименьших значениях H_0 в исследованном интервале полей.

Обращаясь к приведенным кривым, можно видеть, что характер распада плазмы остается одним и тем же, независимо от напряженности магнитного поля. Увеличение H_0 в 2,5 раза приводит лишь к незначительному возрастанию $\bar{n}d$ для медленно распадающей плазмы. Подобная, очень слабая зависимость от поля была получена в другой серии измерений, в которой конфигурация поля была видоизменена за счет увеличения $\alpha_\parallel$ с 1,6 до 2,4 при том же $\alpha_\perp$.

Сравним эти результаты с тем, что следовало бы ожидать в случае ограничения плотности дрейфово-конусной неустойчивостью. На рис.4 изображена зависимость критической плотности от напряженности поля, вычисленная по критерию, который приведен во введении. Значения параметра a при построении теоретических кривых выбраны из условия, чтобы они перекрывали возможные значения a в эксперименте.

Средняя энергия ионов $\bar{E}_{i\perp}$ принималась равной 1 кэв. По вертикальной оси отложено произведение $\bar{n}d$, поскольку экспериментально измерялась именно эта величина. Здесь же построена зависимость $\bar{n}d$ от H по данным рис.3b для моментов времени 2 мсек после конца инжекции.

При сопротивлении экспериментальной и теоретических кривых следует иметь в виду, что точное значение критической плотности при заданных a, H и $\bar{E}_{i\perp}$ зависит от конкретного вида функции распределения ионов по энергиям, который здесь строго не учитывался. В данном случае, однако, наибольший интерес представляет сравнение не абсолютных значений плотности, а зависимости плотности от поля. Согласно теории, при увеличении H в 2,5 раза следовало бы ожидать 25-кратного возрастания плотности, но в действительности же оно не превышает 50%. Такое сильное расхождение определенно указывает на то, что быстрый спад плотности на начальной стадии распада и ограничение плотности медленно распадающейся плазмы не связаны с дрейфово-конусной неустойчивостью.

б) Зависимость распада плазмы от напряженности стабилизирующего поля

В последующих экспериментах было установлено, что на распад плазмы сильно влияет соотношение между напряженностью стабилизирующего и продольного полей, которое характеризуется параметром $\alpha_\perp$.

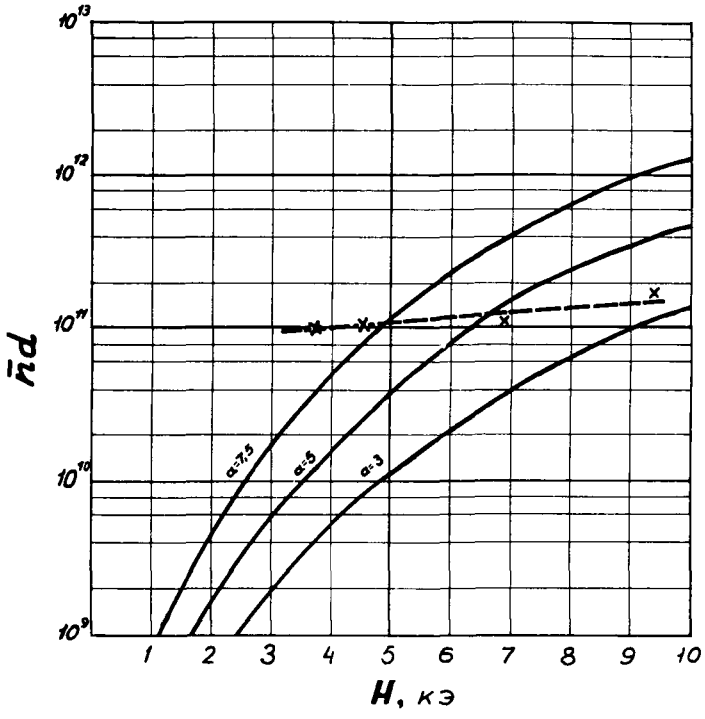


Рис.4. Теоретическая зависимость критической плотности от напряженности магнитного поля при дрейфово-конусной неустойчивости.

Это иллюстрируется осциллограммами поглощения калиевого пучка на рис.5. Более подробно это показано на рис.6а, где кривые, построенные по осциллограммам поглощения в координатах $\bar{n}d$, t, приведены для ряда значений $\alpha_\perp$ от 1,1 до 2,4 при постоянном H_0.

Видно, что при увеличении $\alpha_\perp$ начальный сброс плотности сокращается, а плотность удерживаемой плазмы соответственно возрастает; при наибольших $\alpha_\perp$ калиевый пучок вообще не регистрирует начального сброса. Последнее могло бы являться, вообще говоря, и аппаратурным эффектом, так как при максимальных поглощениях во время распада, близких к 100%, и малом временном разрешении (600 мксек) начальный сброс, если он и имеет место, не сможет быть фактически зафиксирован. Однако, как показывают одновременные измерения с помощью радиоинтерферометра, плотность плазмы во время инжекции не возрастает при увеличении $\alpha_\perp$.

Зависимость $\bar{n}d$ от $\alpha_\perp$ для медленно распадающейся плазмы приведена на рис.6b (по данным рис.6а в момент времени 2 мсек после конца инжекции).

Качественно аналогичный результат получается и при регистрации распада плазмы по интегральному потоку нейтралов перезарядки.

Полученные данные показывают, таким образом, что спад плотности в фазе быстрого начального распада и плотность остающейся, удерживаемой плазмы определяются величиной $\alpha_\perp$, т.е. "поперечной" глубиной магнитной ямы.

Этот результат, разумеется, нельзя приписать ограничению плотности известным условием: $p_{\perp}^{max} \simeq \frac{1}{8\pi} \Delta H^2$, связывающим глубину ямы с максимальным давлением плазмы, которое может в ней удерживаться [11]. В нашем случае $p_{\perp}$ меньше $p_{\perp}^{max}$, по крайней мере, в 10^3 раз (при $\alpha_{\perp} = 1{,}1$).

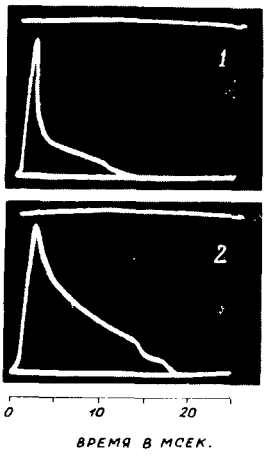


Рис.5. Осциллограммы сигнала поглощения калиевого пучка при двух значениях $\alpha_{\perp}$ (1 – $\alpha_{\perp} = 1{,}2$; 2 – $\alpha_{\perp} = 1{,}7$). $H_0 = 4{,}6$ кэ, $\alpha_{\parallel} = 2{,}4$.

Можно полагать, что наблюдающееся влияние $\alpha_{\perp}$ отражает, скорее, существующую зависимость между размерами области устойчивого удержания плазмы и конфигурацией магнитного поля.

Этот вопрос, однако, требует специального изучения применительно к условиям данных экспериментов; необходимо располагать детальными сведениями о таких свойствах инжектируемой плазмы, как начальное пространственное распределение плотности, угловое распределение скоростей частиц относительно магнитных силовых линий и электрические поля в плазме, которые в настоящее время неизвестны.

Независимо от того, какова природа обнаруженного влияния глубины магнитной ямы на плотность удерживаемой плазмы, рассматриваемые результаты представляют интерес в двух других отношениях.

1) При достаточно хороших вакуумных условиях, когда плазма не успевает погибнуть из-за перезарядки за время существования стабилизирующего поля (изменение этого поля во времени показано на нижней части рис.6а), медленный распад может продолжаться до тех пор, пока стабилизирующее поле не приблизится к критическому значению, ниже которого исчезает "минимум B"; остающаяся к этому времени в ловушке плазма быстро выбрасывается на стенки под действием желобковой неустойчивости.

В описываемых экспериментах, еще до достижения критического поля, на кривых распада появлялись скачки, которые отображают кратковременные, но очень интенсивные потери плазмы. Эти потери вызываются вспышками неустойчивости ионно-циклотронного типа, о которых упоминалось во введении. На рис.6а эти скачки отчетливо видны на кривых 3, 4, 5 и 6.

Обращает на себя внимание, что скачки смещаются во времени по мере перехода от кривых с меньшим начальным значением $H_\perp$ к кривым с большим $H_\perp$.

Рассматривая возможные причины этого смещения, нужно указать на следующее. Во-первых, смещение может являться результатом того, что при повышении начального значения $H_\perp$ (при неизменном H_0) сдвигаются моменты времени, которым отвечают одинаковые конфигурации комбинированного поля. Действительно, если сопоставить моменты появления скачков с соответствующими им значениями $\alpha_\perp$ (которые и определяют конфигурацию поля), то оказывается, что большинство скачков группируется вблизи $\alpha_\perp = 1{,}1 \div 1{,}2$. Это может означать, что в конфигурациях с бо́льшими $\alpha_\perp$, когда перекрещенность силовых линий и неоднородность поля становятся более сильными, затрудняется возбуждение интенсивных вспышек ионно-циклотронной неустойчивости.

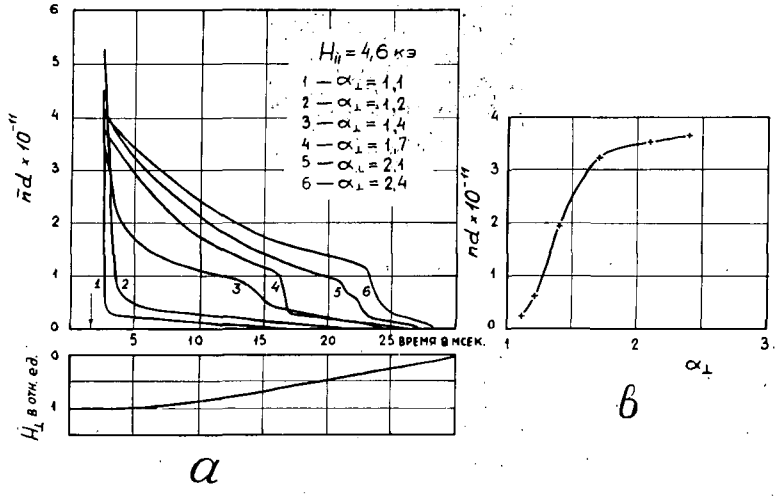


Рис.6. а) Кривые распада плазмы при разных значениях $\alpha_\perp$; $H_0 = 4{,}6$ кэ, $\alpha_{II} = 2{,}4$. Внизу – изменение стабилизирующего поля со временем. b) Зависимость $\bar{n}d$ от $\alpha_\perp$ для момента времени 2 мсек после окончания инжекции.

С другой стороны, как видно на том же рисунке, моментам появления скачков соответствуют близкие друг другу значения $\bar{n}d$. Если это не есть случайное обстоятельство, присущее этим экспериментам, то оно может указывать на связь между условиями возбуждения неустойчивости и плотностью плазмы.

И в том и в другом случае важно подчеркнуть, что скачки не появляются на протяжении большей части цикла распада, когда начальное значение $\alpha_\perp$ составляет 1,4 или более. Это означает, что в режимах с относительно глубокой магнитной ямой и повышенной плотностью плазмы, ионно-циклотронная неустойчивость интенсивно не развивается и она не представляет, таким образом, препятствия для удержания плазмы.

2) Совокупность приведенных результатов позволяет также сделать некоторые выводы по поводу возможности существования дрейфово-конусной неустойчивости в описываемых экспериментах.

Сравним для этого экспериментальные значения плотности медленно распадающейся плазмы с теми предельными плотностями $n_{крит}$, при которых, согласно теории, должна была бы начинаться эта неустойчивость.

Во избежание возможных ошибок в выводах из-за неточного знания характерного размера градиента плотности a, примем в качестве значения a заведомо завышенную величину, а именно, половину радиуса ловушки – 7,5 см. Плотность плазмы, определяемая из измеренной величины $\bar{n}d$, может быть при этом только занижена по сравнению с ее истинным значением.

Тогда для условий, отвечающих кривой 6 на рис. 6а, будем иметь: $\bar{n} \simeq 3 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, $\bar{\rho}_i = 1{,}2$ см, H = 4,6 кэ, $\bar{\rho}_i/a = 1/6$. Чтобы найти $n_{крит}$, при которой плазма в этих условиях должна терять устойчивость, воспользуемся результатами численных расчетов, проведенных в [4] для случая так называемого "столкновительно-равновесного" распределения ионов. Такое распределение является наиболее размытым по скоростям и потому наиболее устойчивым, т.е. ему отвечают наибольшие $n_{крит}$. Пользуясь данными [4], найдем, что при $\bar{\rho}_i/a = 1/6$ и H = 4,6 кэ $n_{крит} \simeq 1 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$.

Отсюда видно, что даже при такой сильно завышенной оценке $n_{крит}$ оказывается, по крайней мере, в несколько раз меньше экспериментального значения плотности устойчиво удерживаемой плазмы.

В действительности это различие может быть существенно бо́льшим как в силу принятых приближений, так и потому, что значения $\bar{n}d$, использовавшиеся в этом примере, не являются максимальными значениями, наблюдавшимися в эксперименте.

Таким образом, приходим к заключению, что в описываемых экспериментах можно было ожидать возникновения дрейфово-конусной неустойчивости, в действительности же она не обнаруживается. Очевидно, этот факт нуждается в дальнейшей проверке в более широком диапазоне экспериментальных условий и параметров плазмы.

В заключение авторы выражают свою благодарность Л.А.Арцимовичу и А.Б.Михайловскому за интерес к работе и полезные обсуждения; В.М.Петрову – конструктору установки ПР-6; А.А.Смирнову за активную помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ГОТТ, Ю.В., ИОФФЕ, М.С., ЮШМАНОВ, Е.Е., Plasma physics and controlled nuclear fusion research, Vienna 1 (1966) p. 35.
[2] НЕЗЛИН, М.В., СОЛНЦЕВ, А.М., ЖЭТФ 45 (1963) 840.
[3] БАЙБОРОДОВ, Ю.Т., ИОФФЕ, М.С., СОБОЛЕВ, Р.И., ЮШМАНОВ, Е.Е., ЖЭТФ 53 (1967) 513.
[4] ROSENBLUTH, M.N., POST, R.F., Phys. Fluids 9 (1966) 730.
[5] МИХАЙЛОВСКИЙ, А.Б., Nuclear Fusion 5 (1965) 125.
[6] ИОФФЕ, М.С., СОБОЛЕВ, Р.И., Атомная энергия 17 (1964) 366.
[7] ГОТТ, Ю.В., ТЕЛЬКОВСКИЙ, В.Г., ЖТФ 34 (1964) 2114.
[8] СИМОНОВ, В.А., АСТАХОВ, В.Г., МНЕВ, В.Н. и др., Доклад на II Всесоюз. конф. по физике электронных и атомных столкновений, Ужгород, 1962.
[9] ИЛЬИН, Р.Н., ОПАРИН, В.А., СОЛОВЬЕВ, Е.С., ФЕДОРЕНКО, Н.В., Письма в редакцию ЖЭТФ 2 (1965) 310.
[10] КАНАЕВ, Б.И., ЮШМАНОВ, Е.Е., Plasma physics and controlled nuclear fusion research, CN-24/H-9, Vienna 2 (1969).
[11] HASTIE, R.J., TAYLOR, J.B., Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 123.

DISCUSSION

F. WAELBROECK: Have you estimated the average pressure anisotropy of the plasma as a function of the radial depth of the magnetic well?

M.S. IOFFE: No, we have not.

F. WAELBROECK: What effect does expansion of the magnetic isobars during the decrease in the $B_\perp$ field have on the containment phase?

M.S. IOFFE: I would point out that, in the general case, the spatial configuration of the plasma containment region is not necessarily determined by the surfaces of the closed magnetic isobars. As $B_\perp$ changes, the radial plasma density distribution will undoubtedly change - and possibly also the longitudinal distribution. At present, however, we do not have reliable information about these distributions.

D.R. SWEETMAN: Can you say anything about the parallel and perpendicular modes of the instability which causes the fast drops in density?

M.S. IOFFE: Detailed measurements of the structure of the waves which develop as a result of ion-cyclotron instability during abrupt changes in density have been made by the authors of paper CN-24/H-9, who have found that waves are flute-like ($k_\parallel = 0$) and propagate azimuthally in the direction of ion rotation. The transverse wavelength (along the azimuth) is such that $k_\perp \tilde{\rho}_i \sim 0.3$.

DECAY MODES OF A DENSE PLASMA IN A MAGNETIC WELL*

F. H. COENSGEN, W. F. CUMMINS, R. E. ELLIS AND W. E. NEXSEN, Jr.
LAWRENCE RADIATION LABORATORY, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, LIVERMORE, CALIF., UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

DECAY MODES OF A DENSE PLASMA IN A MAGNETIC WELL. Energetic deuterium plasmas of $\beta \approx 5\%$ are formed in an open-ended magnetic well system using the techniques of plasma injection and magnetic compression. Containment in the quasi-dc field following compression is studied. Under ordinary vacuum wall conditions there are rapid plasma losses, accompanied by rf signals at ion-cyclotron frequencies, ω_{ci}. This activity is tentatively identified as the ion-ion instability due to a "double humped" ion energy distribution. The loss has been suppressed by forming gas-free Ti surfaces throughout the chamber. Under these latter conditions, it was also shown that interchange instabilities are suppressed by the minimum-B field for densities as high as 5×10^{13} cm^{-3}. The D^+ energy distribution as derived from analysis of charge-exchange fast atoms extends from 2 to 50 keV and, following the initial containment phase, remains essentially unchanged with time. The mean ion energy of 8 keV derived from the distribution is in good agreement with the ion temperature deduced from the measured density and prompt neutron flux. The fact that the reaction rate decays as n^2 is further evidence that the energetic D^+ ions are the primary plasma component. The decay rate is at all times substantially greater than that expected from ion-ion scattering, and thus is indicative of anomalous losses. Sporadic bursts of particles through the mirrors as well as fluctuations near ω_{ci} and harmonics give direct evidence of cooperative effects at densities above 2×10^{12} cm^{-3}. The density history is divided into three periods: After compression, the decay proceeds exponentially with a characteristic lifetime $\tau \approx 200$ μs down to a density near 1.5×10^{13} cm^{-3} where the decay rate abruptly decreases so that τ increases to approximately 400 μs. At densities $\leq 2 \times 10^{12}$ cm^{-3} the decay rate decreases markedly, so that this density remains nearly constant for periods of several hundred μs. Two or more such periods may occur, separated by periods of rapid loss so that the density history in the third period has a steplike appearance. The transition between the first and second periods appears to mark the disappearance of a strong early instability which is thought to be an ion-ion mode. Losses in the second period and between the flat sections of the third period appear in part to arise from multicomponent instabilities involving double-humping effects associated with the presence of impurity ions.

1. INTRODUCTION

The techniques of plasma production by arrays of pulsed sources located external to the containment region and the subsequent capture and adiabatic heating of a portion of this plasma by pulsed magnetic fields have been utilized to form a dense, energetic deuterium plasma in a magnetic well. Plasma loss mechanisms have been investigated for several combinations of plasma and confinement parameters.

The present (2X) experiment differs from earlier work at our Laboratory [1] in the use of positive gradient fields to suppress interchange instabilities (rather than by reliance on line-tying) and in the use of gas-free Ti surfaces throught the vacuum vessel.

Comparing this experiment with others, a four-bar (quadrupole) magnet is used to provide the radial mirror field rather than a six-bar system

* Work performed under the auspices of the US Atomic Energy Commission.

as used in the PR5 device [2]. Also, the methods of plasma formation are not the same in these two experiments so that there may be differences in the ion energy and angular distributions. Most notably, the initial plasma densities in our experiment exceed those in the PR5 experiment by two to three orders of magnitude. Again comparing with other experiments, although the plasma injection techniques of the MTSE [3] and DECCA [4] experiments are similar to those used here, the primary plasma losses in those experiments have been attributed to charge exchange whereas cooperative effects dominate the losses in 2X.

As the square of the ratio of plasma frequency (ω_{pi}) to ion cyclotron frequency (ω_{ci}) is always much larger than unity in 2X, instabilities which are predicted for plasmas at thermonuclear densities [5], [6], [7] can develop. Also, the 2X method of plasma production results in a broader ion energy and angular distribution than that of beam-produced plasma. Consequently, the plasma phenomena encountered in this experiment possibly differ substantially from those found at lower densities in beam-injected devices [9, 10].

2. EXPERIMENTAL

Magnetic field lines in a plane which bisects the angular spacing between quadrupole conductors are shown in Fig. 1 by solid curves. The dashed curved line is the locus of mirror points. The shaded area represents the cross section of the plasma if it were initially restricted to the diameter of the aperture in the limiter (L) and if its subsequent behavior were adiabatic. Figure 1 was drawn to allow a clear presentation of details in the compression section, and is not a scale drawing. As shown schematically, the vacuum vessel is made up of three cylindrical sections. The center glass section is located within and coaxially aligned with a set of air-core magnets. Each end tank is 3 m long and 1.5 m in diameter. The central chamber is 5 m long and 45 cm in diameter. There is radial access through six ports at the midplane (between magnets C and D), through four ports 52 cm from each side of center (between magnets B and C and between magnets D and E) and through two ports 127 cm to the left of the midplane.

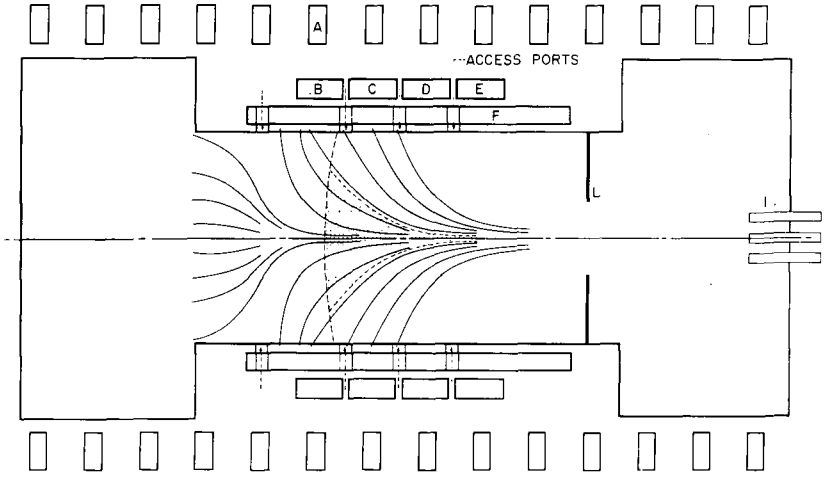


FIG. 1. Schematic of experiment showing position of plasma and magnetic field lines during containment in quasi dc field.

A uniform dc magnetic field is established throughout the system by currents in the large magnets (A in Fig. 1). Magnets B, C, D, and E are cylindrical coils used to form a simple mirror field. Magnet F is a quadrupole magnet made up of four longitudinal bars which are connected in series by arcs 48 cm beyond the ends of B and E. Currents in the arcs are in the same direction as that in the mirror coils.

Injection, trapping and heating of plasma proceeds as follows: Seven titanium hydride washer-type guns, located at the end of the vacuum chamber (I, Fig. 1) inject a plasma (~2.5 keV mean ion energy) along the lines of the solenoidal dc magnetic field (nominal value 2000 G). Current in pulsed magnet B is initiated 10 μsec before the time (t = 0) when the injectors are fired so that the injected plasma encounters a magnetic barrier under coil B, and a fraction of the plasma is reflected. Some of the reflected plasma is trapped and heated by magnetic compression in a simple mirror system formed by energizing magnets C, D, and E at 30 μsec. Current is initiated in the quadrupole coil at 60 μsec and by 70 μsec the plasma is contained in a minimum-B field. All pulsed magnets are short-circuited at the time of maximum current, t = 200 μsec. Subsequently, the magnetic field decays with a characteristic L/R time of 8.5 msec.

Proper operation of the containment experiment demands the disposal of the untrapped fraction of the injected plasma before it is neutralized at the walls and diffuses back into the trapped plasma. Also, gas bursts which may be generated by desorption of occluded gas by plasma bombardment of the walls must be avoided. These requirements are largely met by reducing the base pressure of the system below 10^{-8} torr and then depositing titanium on every internal surface just before each containment run. Titanium is used as it readily "pumps" hydrogen and can be evaporated at a relatively low temperature. Approximately 12 meters of 2-mm-diameter, 85% Ti—15% Mo alloy wire are used, disposed in 25 evaporater filament arrays. To avoid excessive local heat loads on the glass walls, the five central chamber filaments are moved in to the axis during heating and then retracted when the filament currents are terminated, 6 seconds before plasma injection. To insure uncontaminated surfaces, the experiment must be run within a time small compared to the monolayer formation time, which, assuming a sticking probability of unity, is about 30 seconds at 10^{-8} torr.

3. MEASUREMENTS

A variety of diagnostic methods are used to study the behavior of the plasma. Some, such as the microwave interferometer, fast atom analyzer and neutron counters are always present and serve as monitors of the machine operation. Others, such as diamagnetic loops and some of the optical equipment are inserted only for particular measurements.

The 4-mm microwave interferometer is located at the center plane of the machine where the cross section of the plasma column is nearly circular. Interpretation of the phase-shift patterns in terms of peak density requires a knowledge of the radial distribution of the plasma. The assumption is made that the initial distribution is the same as that of the injected plasma column and that the plasma is bound to the magnetic field lines during compression. However, relative density measurements are not strongly dependent on these assumptions.

Escaping fast atoms arising from charge exchange reactions are ionized in an exterior stripping cell containing N_2. The ions are subsequently separated into various e/M species and energy ranges by passing through a

magnetic momentum analyzer followed by a parallel plate energy analyzer. A burst of gas can be introduced into the chamber at a predetermined time by means of a pulsed gas valve. The instantaneous charge exchange rate and hence the magnitude of the fast atom flux can in this way be increased by orders of magnitude, thus extending ion energy analysis to the low-density plasmas found late in time. Under these conditions the charge exchange rate is fast enough that even multiply-charged ions are neutralized, thus making it possible to ascertain the impurity content of the plasma.

Fast neutrons from the DD reaction are monitored by large lead-shielded plastic scintillators. These counters have been calibrated in position by comparison with a calibrated detector when both are irradiated by a burst of DD neutrons from a pulsed neutron generator.

Plasma diamagnetism is detected by a single-turn loop which is located inside the vacuum chamber near the midplane. The pulsed magnetic field is balanced by using a signal from a loop which does not encompass the plasma.

Rf fluctuations are detected on single and double probes which are located near the plasma boundary. Any attempt to insert a probe deeper into the plasma generally results in rapid loss of the plasma. The oscillogram which is shown in Fig. 2 is typical of the type of signal usually observed (sweep speed 2 cm/μsec; ion-cyclotron fundamental is 10 MHz). In general, the fluctuation levels are too low to detect with electrostatically shielded loops.

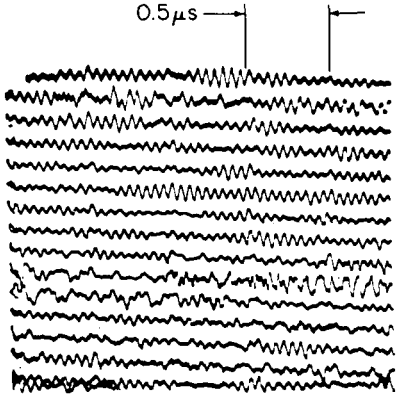


FIG. 2. Probe signal showing typical structure of the rf fluctuation.

Two monochromators are used to monitor spectral line intensities in the visible region. A dual-channel, one-meter grazing incidence monochromator is used to follow light signals in the UV. Electron temperatures are determined spectrographically from impurity radiation (oxygen line ratios) or from helium line ratios when helium is introduced through the pulsed gas valve.

4. LOSS MODES WITH NORMAL WALL CONDITIONS

In the early attempts to stabilize the plasma by superposition of the quadrupole field on the simple mirror system, formation of an energetic plasma was completely inhibited. If the quadrupole was applied later in the cycle, it was found that the energetic plasma was destroyed within a char-

acteristic time of 60 μsec. As the decay was coincident with a large light burst and accompanying charge-exchange signals, there was obviously a large influx of neutral gas. From inspection of the complex magnetic field pattern (Fig. 1) it is seen that most of the plasma which is not trapped by the mirror is diverted to the walls in the high-field regions near the confinement volume. Thus a large fraction of any neutral gas formed by neutralized plasma ions or desorption will flow directly into the trapped plasma. The quantity of neutrals, as judged from the charge exchange and light signals, was found to be reduced at least two orders of magnitude by changing the radius of the limiter from 20 to 7.5 cm. This change restricted the plasma bombardment to the four narrow regions where field lines from the containment volume intersect the vacuum vessel. Although this change restored a detectable reaction rate, neither the magnitude nor duration of the signal approached the values earlier obtained from simple mirror operation [1].

A dramatic improvement of both mean ion energy and containment time, as shown by the comparison of reaction rate and fast atom histograms in Fig. 3, followed the formation of gas-free surfaces throughout the vacuum vessel. For the plasma densities in the experiment, the mean free path for ionization of thermal neutrals by charge exchange λ_{ce} is less than the plasma radius r_p. Hence, the magnitude of fast atom signals, such as A_2 in Fig. 3, is nearly proportional to the background pressure until the plasma density has decreased to the value where $\lambda_{ce} \geq r_p$.

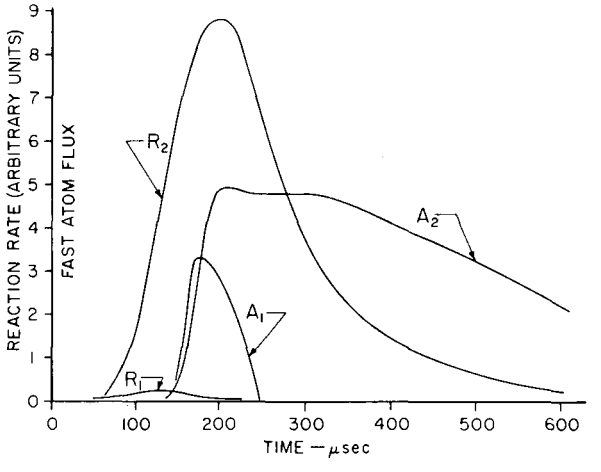


FIG. 3. Plasma confinement in minimum-B geometry as a function of wall conditions. Curve R_1 is the reaction history in ungettered systems, Curve R_2 is the reaction history in gettered systems, Curve A_1 is the fast atom flux at the centre of the ungettered system and Curve A_2 is the fast atom flux in the gettered system.

On the basis of rf data, it appears that gettering not only reduced charge-exchange losses but also suppressed an early plasma instability. In the ungettered system, the rapid loss during compression is coincident with strong rf radiation at a frequency equal to or slightly greater than the ion cyclotron frequency ω_{ci}. At the same time the mean ion energy, which measures 4 keV by the end of compression, decreases rapidly. With gettered walls, the rf signals are so weak that they can only be detected on probes which are in close proximity to the plasma. In this case the signals start at

random times during compression at a frequency about 1.5 MHz below ω_{ci}. Thus, with gettered walls, by the end of compression the mean ion energy has risen to approximately 8 keV and remains nearly constant for the period of several hundred μsec in which fast atom flux can be reliably monitored.

We tentatively identify the rf activity with ungettered wall as that associated with an ion-ion instability [7], [8] due to buildup of a cold plasma in the hot confined plasma. The shift in rf frequency to values slightly greater than the minimum ω_{ci} is consistent with the instability starting near the mirrors as the neutrals drift in from the areas where the field lines intersect the walls. The observed rapid reduction of average ion energy in this case could indicate a shift of the energy spectrum similar to that previously reported [11].

5. LOSS MODES WITH GAS-FREE TITANIUM SURFACES

As seen from the density histories in Fig. 4, the plasma lifetime following compression is longest for the highest initial density that is compatible with the finite pumping capacity of the active gettered surfaces. Not only is the lifetime longer, but the mean ion energy is higher and the ion cooling rate slower for the higher initial densities. Such a variation with plasma density is only explainable if the higher density plasmas are actually more stable than those formed at lower densities.

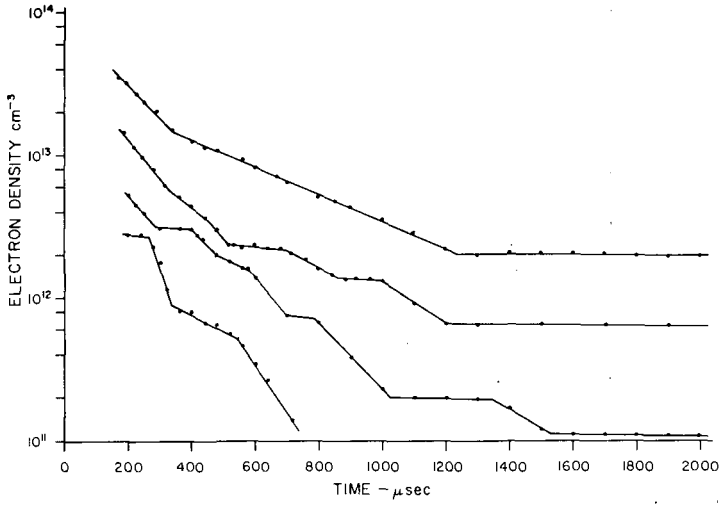


FIG. 4. Typical density histories for various injected plasma densities.

Thus the discussion in this section will be confined to our most stable cases, those in which the density at the end of compression is near 5×10^{13} electrons/cm^3. First we present evidence that under those conditions the plasma is mainly composed of energetic ions. It is then shown that this hot plasma is lost through relatively weak cooperative effects rather then Coulomb scattering, charge exchange, or electron cooling. Finally, we discuss the tentative identification of instability modes which are responsible for the primary plasma loss at various times in the density decay.

Typical plasma parameters for the high-density plasma are summarized in Table 1.

Energy distributions of the trapped plasma have been derived from energy spectra of the fast atom flux observed transverse to the magnetic field at the center of the system. The ion energies are in the range from 1.5 to 50 keV. Although the exact shape deduced for this energy distribution is dependent upon the assumed composition of neutral gas outside the trapped plasma, the average ion energies obtained for various charge-exchange gases all lie in the range from 6 to 8 keV. This value remains nearly constant as the density decays.

The agreement between the fast atom data and the 8-keV average energy derived on the basis of the measured values of DD reaction rate, plasma density, and the estimated plasma volume, indicates that the entire plasma is hot. Also, the fact that the DD reaction rate decays twice as fast as the density (curves I & II in Fig. 5) is consistent with a single-component hot plasma. Our final evidence that the plasma ions are energetic is that β, derived from diamagnetic signals, agrees with the β values calculated on the basis of the fast atom data and magnetic field strength. The electrons, at temperatures of 100 to 200 eV, are too cold to contribute appreciably to β.

Coulomb-scattering lifetimes calculated for conditions at the end of compression are of the order of 5 msec, and at all times exceed the observed plasma lifetimes by more than an order of magnitude.

For the measured electron temperature, electron cooling is expected to be negligible. This prediction is confirmed by the observed constancy of the average ion energy.

Charge exchange times of the order of 10 msec are expected on the basis of the pressure rise observed when only the guns are fired in the gettered system. This value is consistent with the 8.5-msec characteristic decay times frequently observed at densities below 2×10^{12} cm^{-3} (Fig. 4). Also, we have compared the time-integrated charge-exchange signal with that obtained when a burst of gas is introduced after the plasma is formed, and find that the charge exchange accounts for only approximately 10% of the particle losses.

As the observed loss rate cannot be accounted for by atomic processes or Coulomb scattering, it is apparent that the plasma is largely lost through residual cooperative effects. This conclusion is reinforced by the following direct evidence: fluctuating rf fields of the order of 100 V/cm are measured in the plasma boundary; sporadic plasma bursts are detected outside of the mirrors; the attenuation of transmitted microwave beams is anomalously high; and abrupt changes are observed in the loss rate, reaction rate and neutral signals. The fine structure of the data is suggestive of sudden changes within the plasma, and may be related to inception and cessation of specific instabilities; e.g., notice the intermittent nature of the rf signal in Fig. 2. The trace starts at 450 μsec.

At these higher injected densities (Figs 4 and 5) the density histories appear to be divided into three distinct periods. From the end of compression at 200 μsec to 350 $\pm$ 50 μsec, the density decreases approximately exponentially with a characteristic lifetime $\tau \approx 200$ μsec to a value near 1.5×10^{13} cm^{-3}. In the second period, the value of τ is somewhat dependent upon the condition of the Ti surfaces in the containment chamber, but is in the range of 300 to 500 μsec. Later in time at densities $\leq 2 \times 10^{12}$

TABLE I. TYPICAL PLASMA PARAMETERS FOR THE HIGH-DENSITY PLASMA

Quantity	Value	Measurements and/or Comments
Maximum density	$n_i \leq 5 \times 10^{13}$ cm^{-3}	4-mm microwave interferometer at central plane.
D^+ energy range in contained plasma	1.5 to 50 keV	Analyses of fast atom flux at center plane arising from charge exchange.
Mean D^+ energy	6 - 8 keV	From above distributions, values dependent upon assumed background gas.
Ion angular distribution	90° to 60°	Lower value assumed set by loss cone. Detailed distribution unknown.
Electron temperature	150 - 250 eV	Spectrographic line intensity ratios.
Plasma diameter (FWHM)	6 cm	Calculated from measured injected distribution and checked by probe and optical measurements.
Plasma length	160 cm	Distance between mirrors. Plasma observed at ports 55 cm either side of center. Plasma observed along field lines at end.
Plasma volume	4.5 ℓ	On basis of above values.
Central field	13.2 kG	- - - -
β	about 5%	Calculated from above values and measured by means of balanced loop.
Mirror ratio	1.33	- - - -
Initial dc field	2 kG	- - - -
Average τ, for $dn/dt = -n/\tau$	300 to 500 μsec	From density histories (4-mm microwave value)
Maximum τ in flat sections at densities $n \leq 2 \times 10^{12}$ cm^{-3}	8.5 msec	Maximum lifetime set by magnetic field decay, shorter lifetimes observed for higher background pressures.
charge-exchange time	> 8 msec	From observed dn/dt at $t > 1$ msec and on basis of pressure measurements.

cm^{-3} the density history is made up of flat sections (each of several hundred μsec duration) separated by shorter intervals of rapid plasma loss, so that the curves have step-like structure similar to that found at earlier times in the lower density examples shown in Fig. 4. An interval of rapid plasma loss may divide the second period and the first "flat section" of the third period (Curve I, Fig. 5) or the third period may be initiated by a "flat section" (high density curve, Fig. 4). τ for the "flat sections" is essentially equal to that of the magnetic field, 8.5 msec. If the vacuum deteriorates, the slope of the slow loss periods increases, presumably through increased charge exchange.

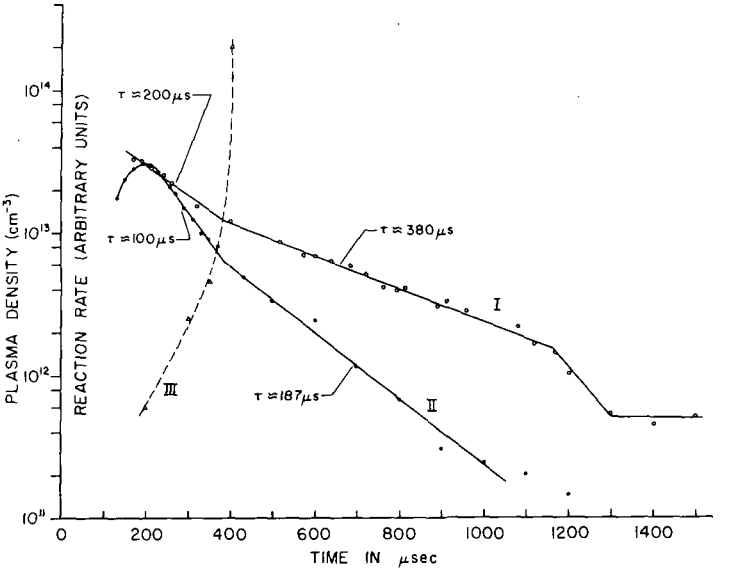


FIG.5. Comparison of reaction rate, density history and threshold densities for the Dory, Guest, and Harris mode. I-reaction rate; II-density history; III-instability thresholds (*D.G.H.* mode).

As the change in the early decay rate, near 1.5×10^{13} cm^{-3}, has been found to be correlated with other significant changes in the plasma, it appears to mark the disappearance of a strong instability. The evidence of a transition at this density includes an abrupt change in loss rate (as discussed above) confirmed by similar change in the fusion reaction rate (compare curves 1 and 2 in Fig. 5); the intensity of rf signals decreases by nearly an order of magnitude; and the broadening of the ion energy distribution (shown by the curves in Fig. 6) does not continue into the second period.

The low-energy cutoff (near 1 keV) seen in the data shown in Fig. 6 appears to be real, as (under other conditions) neutral atoms with energies as low as 300 eV have been observed with the fast atom detector. It is probable that this cutoff originates at the time the plasma is trapped, for low-energy ions in the injected plasma burst arrive at the containment region after the mirror field has been formed. Coulomb scattering rates are then too slow to fill in the low energies within the period of observation. Ion-cyclotron instabilities preferentially change the velocity component which is perpendicular to the magnetic field and thus give rise to end losses through

diffusion into the loss cone rather than filling in the low-energy end of the distribution.

For the 2X plasma, there are two instabilities with calculated thresholds near 10^{13} cm^{-3}. Of these, an ion-ion mode such as discussed in Refs [6, 8] seems to provide a better fit with observations. Instability thresholds for this mode have been calculated for the measured velocity distributions (such as shown in Fig. 6) by numerical methods discussed by Post and Rosenbluth [5] (the mode is their type C instability). These thresholds are shown as the points indicated on curve III in Fig. 5. While the density curve is falling, the calculated threshold curve is at the same time rapidly increasing (owing to the broadening of the energy spectrum) so that the two intersect. There is obviously close agreement between this point and the point at which the decay rate changes despite the uncertainties in the latter. The equilibrium angular distribution [5] appropriate to the 2X mirror ratio was assumed in calculating the threshold values shown in Fig. 5. However, the calculated threshold values are not sensitive to the assumed angular distribution. For example, essentially the same values were obtained when the thresholds were recalculated with an angular distribution of half the equilibrium width.

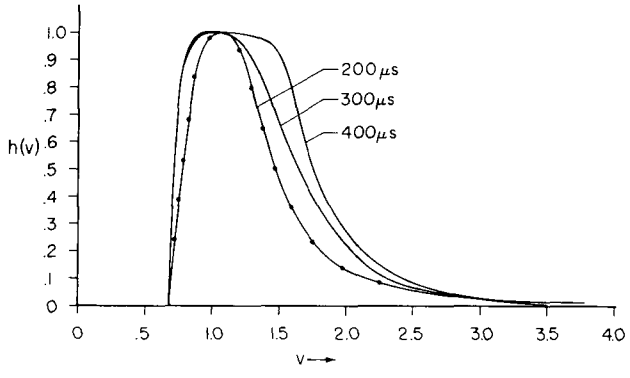


FIG. 6. Evolution of velocity distribution during period from 200 to 400 μs for high-density ($n = 5 \times 10^{13}$ cm^{-3}) plasmas. The dimensionless velocity scale used in the figure is normalized so $v = 1$ corresponds to an energy of 2.4 keV.

The threshold for the high-frequency loss-cone mode (Post, Rosenbluth type A instability) [5], evaluated for the case of no reflections, is also near 10^{13} cm^{-3}. If reflections give rise to a standing wave, then the threshold is lowered. We have, however, been unable to find evidence of radiation or fluctuations at the ion plasma frequency which are expected to accompany this instability. The fact that signals at ω_{ci} and harmonics are found in phase on probes which are located on the same flux tube but at opposite ends of the contained plasma is inconsistent with a convective instability.

The fact that the loss rate in the second period is found to gradually decrease when the experiment is run continuously for several hours is suggestive of a wall-dependent loss mechanism. The probability of residual problems with surface-absorbed gases is not high since the loss rate did not decrease when the monolayer forming time was increased by a factor of ten (through reduction of the base pressure) nor in this case did the loss rate increase when the delay between evaporation and operation was increased from 6 to 120 seconds.

However, a measureable carbon impurity contamination of the plasma has been found. Its level at the end of compression is small or undetectable but increases in time, accumulating more rapidly in the first decay period than in the second. Apparently carbon, probably in the form of methane, can be occluded in the Ti film during deposition and later released under bombardment by the energetic plasma ions which are lost through the mirrors. Although only energetic carbon is found within the plasma, it must have been cold initially and must therefore have gained energy from the fluctuating electric fields which may have already existed in the plasma or which may have accompanied a multi-component instability caused by the contaminant influx itself. Rapid heating of neutral gas atoms which were introduced after compression has been directly demonstrated using both helium and carbon (introduced as methane). For example, when helium gas was introduced during either the first or second decay periods, He atoms up to 20 keV were detected in the fast atom detector within 20 μsec after the gas entered the plasma. It has been found by theoretical analysis that the addition of 0.1% C^{+++} (of low relative energy) to a deuterium plasma having the 400-μsec velocity distribution shown in Fig. 6 would produce a multi-component instability at densities greater than 1.2×10^{11} cm^{-3}. For 1% C^{+++} the threshold is lowered to 2×10^{10} cm^{-3}.

By the third period when the plasma density has decreased by a factor ~ 50, the principal remaining plasma ion component is carbon, at a mean energy of several keV. The long flat section on the decay curve may be due to the fact that theory shows that a much larger ratio of cold to hot plasma (both carbon) would be required to stimulate an instability. The duration of the flat sections could therefore be just the time taken to accumulate sufficient cold plasma to again cause instability.

It is interesting that on close examination the microwave interferograms also show a steplike structure during the latter part of the second period. Flat sections about 10 μsec long are first discernable at densities as high as 8×10^{12} cm^{-3}. The length of the flat sections increases as the density falls. Thus it appears likely that at least part of the loss in the 2nd decay period is due to an intermittent instability which repeats whenever a small concentration of contaminant, such as C^{+++}, has built up. The transition to longer intervals of low loss at lower densities seems to take place when the hot plasma behavior has become dominated by the carbon component.

As yet, no evidence has been found of losses attributable to the drift cyclotron instability (Post, Rosenbluth type B) [5]. It is possible that the drift cyclotron mode will be found when other modes are suppressed. Similarly, we cannot at this time detect any direct evidence of absolute instability modes of ion cyclotron nature [12], though they clearly cannot be ruled out as yet.

6. SUMMARY AND CONCLUSIONS

Plasmas of density $\sim 5 \times 10^{13}$ cm^{-3}, mean energies in the range of 6 to 8 keV, and $\beta \sim 5\%$ have been established in a magnetic well.

The energetic deuterium plasma is lost along field lines primarily owing to cooperative effects rather than atomic processes.

Unless the walls of the plasma containment chamber are free of absorbed gas, the plasma particles lost through the magnetic mirror can generate large quantities of neutrals by desorption. The resultant influx of cold

neutrals into the plasma not only increases the charge exchange rate but also leads to rapid losses associated with an instability which appears to be stimulated by a double-humped energy distribution.

In the minimum-B configuration, the loss rates were reduced in all cases by at least an order of magnitude by forming gas-free Ti surfaces throughout the vacuum vessel.

Under clean vacuum conditions, as the plasma density decreases with time and the energy distribution broadens, apparently an early instability is quenched. From the observed agreement with theory it seems likely that these early losses are in part the result of an ion-ion mode. Later losses seem to be dominated by multicomponent instabilities. Still later in time, when the principal remaining plasma component is energetic carbon ions, the observed decay times become very long, ≥ 10 msec.

We are continuing to check the validity of the first of these hypotheses by investigating the dependence of the break in decay rate (now occurring at 350 μsec) upon (1) magnetic field and (2) the energy distribution of the injected plasma. In addition to positive identification, we wish to eliminate the rapid losses. To check the identification of the multicomponent instability as well as other possible wall effects, we plan to move the position of plasma contact with the walls from the high field region near the hot plasma to the low field region in the large end vessels. The change will increase the distance between the position of wall bombardment and the hot plasma by a factor of 20 to 30, and thus reduce neutral contamination by at least a factor of 400. Also, enhanced discrimination against cold ions streaming back along the field lines will be achieved as these ions will encounter a mirror an order of magnitude larger than that in the present situation.

ACKNOWLEDGMENTS

We are indebted to R. F. Post for evaluating the ion-ion instability thresholds (Curve III, Fig. 5) and effects of small concentrations of cold plasma. We wish to thank T. K. Fowler, L. D. Pearlstein, and L. S. Hall for the numerous discussions of instabilities. It is a pleasure to acknowledge the able assistance of G. E. Vogtlin of the Lawrence Radiation Laboratory electrical engineering staff with the many plasma measurements and, in particular, with the detection and analysis of rf signals.

REFERENCES

[1] COENSGEN, F. H., CUMMINS, W. F., NEXSEN, W. E., Jr., SHERMAN, A. E., Phys. Fluids 9 (1966) 187.

[2] BAIBORODOV, Yu. T., IOFFE, M. S., SOBOLEV, R. I., and YUSHMANOV, E. E., Soviet Phys. JETP 26 (1968) 2. Transl. from Zh. Ekxp. Teor. Fiz. 53 (1967) 513.

[3] FRANCIS, G., HILL, J. W., MASON, D. W., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. I, International Atomic Energy Agency, Vienna (1966).

[4] LECOUSTEY, R. and RENAUD, C., Plasma Phys. 9 (1967) 527.

[5] POST, R. F. and ROSENBLUTH, M. N., Phys. Fluids 9 (1966) 273.

[6] DORY, R. A., GUEST, G. E., and HARRIS, E. G., Phys. Rev. Letters 14 (1965) 131.

[7] PEARLSTEIN, L. D., ROSENBLUTH, M. N., and CHANG, D. B., Phys. Fluids 9 (1966) 951.

[8] FUTCH, A. H., Jr., DAMM, C. C., FOOTE, F. H., FREIS, R., GORDON, F. J., HUNT, A. L., KILLEEN, J., MOSES, K. G., POST, R. F., and STEINHAUS, J. E., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. II, International Atomic Energy Agency, Vienna (1966).

[9] HALL, L. S., HECKROTTE, W., and KAMMASH, T., Phys. Rev. 139 (1965) A1117.

[10] BERNSTEIN, W., CHECHKIN, V. V., KUO, L. G., MURPHY, E. G., PETRAVIC, M., RIVIERE, A. C., and SWEETMAN, D. R., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. II, International Atomic Energy Agency, Vienna (1968).

[11] PERKINS, W. A. and BARR, W. L., Phys. Fluids 11 (1968) 388.

[12] BERK, H. L., FOWLER, T. K., PEARLSTEIN, L. D., POST, R. F., HORTON, W. C., ROSENBLUTH, M. N., and CALLEN, J. D., "Criteria for stabilization of electrostatic modes in mirror-confined plasmas," paper to be presented at the 3rd Int. Conf. Plasma Physics and CNFR, Novosibirsk, USSR, August 1-7, 1968.

DISCUSSION

S.J. BUCHSBAUM: Is the theoretical curve of Heckrotte rising with time because the D^+ energy distribution is broadening?

F.H. COENSGEN: Yes, the threshold values are very sensitive to the details of the velocity distribution.

B.D. FRIED: I wonder whether there is a connection between the abrupt density decreases which you observe and those reported in paper CN-24/H-1. Have you any data showing the dependence of the behaviour of the plasma on the parameters of the magnetic well which could be compared with those presented by Ioffe?

F.H. COENSGEN: Direct comparison is impossible since Ioffe uses a hexapole stabilizing winding, and we use a quadrupole winding. We have not varied the well depth. However, from a comparison of r.f. data in the two experiments the instabilities appear to be different.

R.W. KILB: What is the total neutron production during an experiment?

F.H. COENSGEN: The total neutron production varies between 2×10^6 and 2×10^7.

R.W. KILB: Is the variation of the production rate with time in agreement with the density variation?

F.H. COENSGEN: The mean energies deduced from the reaction rate are 8 keV and are in good agreement with $\overline{E}$ derived from the energy distribution obtained from analysis of the charge exchange flux.

As can be seen from the density and reaction rate histories shown in Fig.5, there is excellent agreement between the neutron production rate and the density decay rate.

F. WAELBROECK: What is the radial depth of your well?

F.H. COENSGEN: The maximum radial depth used is 1.1.

F. WAELBROECK: How close is the observed β to the limit predicted theoretically by Andreoletti and Taylor?

F.H. COENSGEN: The density is near the theoretical limit, and this fact may account for the observed limitation on the initial density.

F. WAELBROECK: Could the presence of titanium ions at the beginning of the experiment lead to multi-component instability and play a role in the initial plasma containment?

F.H. COENSGEN: Titanium has not been detected at 200 μs, which is the earliest time at which the contaminant components have been examined. However, the instabilities observed during compression are thought to be two-stream instabilities.

E.E. YUSHMANOV: Did you make any direct measurements of the electron temperature?

F.H. COENSGEN: No, electron temperatures were derived from the ratio of oxygen line intensities and from the ratio of helium line intensities when helium was introduced after compression.

CONTAINMENT OF HIGH-DENSITY PLASMA IN A PULSED MAGNETIC WELL (M. T. S. E. II)

G. FRANCIS, J. W. HILL, B. McNAMARA, D. W. MASON
UKAEA, CULHAM LABORATORY, ABINGDON, BERKS,
UNITED KINGDOM

Abstract

CONTAINMENT OF HIGH-DENSITY PLASMA IN A PULSED MAGNETIC WELL (M.T.S.E. II). A new apparatus is now being used to study the containment of plasma trapped in a magnetic mirror or well. It follows the principle of our earlier experiment (M.T.S.E.I) in that plasma from a coaxial gun is guided along a converging static magnetic field and trapped between pulsed mirrors energized at suitable times. The trapped plasma has a density of about 10^{13}ions/cm^3 with a mean ion energy of 15 keV. Pulsed stabilizing fields (ℓ = 2 configuration) can also be applied to form a magnetic well: the field at the centre of the apparatus is 2 kG, under the mirror conductors 6 kG (maximum), and the maximum depth of the well is 2.0. The important new feature of this apparatus is a very large stainless steel vacuum vessel of volume 3000 litres, inside which are disposed the conductors producing the pulsed magnetic fields. This arrangement ensures that the plasma is not rapidly destroyed by the injection of neutral gas from the walls. The object of the experiment is to determine the critical β for hydromagnetic stability of a well, and to study the mode of decay of the trapped plasma.

Plasma has been trapped in a simple mirror arrangement and its behaviour studied by a diamagnetic loop and several devices for detecting the flux of fast neutrals due to charge exchange, sensitive to different ratios of $v_\perp/v_\parallel$. The results so far achieved show that a significant fraction of the plasma is trapped, giving β values of approximately 10%; the neutral particle detectors show clear oscillations of groups of ions between the mirrors; the containment time is about 80 μs, consistent with earlier results.

Further measurements on plasma trapped in a well are proceeding.

1. INTRODUCTION

In an earlier experiment, M.T.S.E.I [1], it was shown that plasma of density in the range 10^{10}-10^{11} ions/cm^3 was contained more stably in a magnetic well than in a simple magnetic mirror. Owing to the geometry and construction of that experiment large quantities of neutral gas were dislodged from the glass walls of the vacuum vessel by plasma bombardment. The loss of plasma from the magnetic trap was dominated by the consequent charge exchange, especially at the higher plasma densities.

The new experiment M.T.S.E. II, reported here, was designed to eliminate this limitation due to the influx of neutral gas. The principle is to remove the walls of the vacuum chamber far from the surface of plasma and to achieve a very large ratio between the volume of the chamber and the volume of the plasma. Calculations showed that, in these circumstances, even if as many as ten neutral atoms were desorbed per incident fast particle (ion- or charge-exchange neutral), the resulting increase in background pressure should not lead to a significant charge exchange loss of fast ions from the plasma for times less than 1 ms after plasma injection. Also this time interval would be substantially increased by means of a titanium-coated, liquid-nitrogen-cooled liner inside the vacuum chamber.

With charge-exchange losses thus minimized the objectives of the experiment are to contain a high-density plasma in a magnetic well; to

determine the highest value of β at which such a plasma remains hydromagnetically stable; and below this value to examine the processes by which the plasma is lost.

2. THE APPARATUS

The central cylindrical vacuum chamber is of stainless steel, 2 m long and 150 cm in diameter and containing a liquid-nitrogen-cooled liner of aluminium. To apply rapidly varying pulsed magnetic fields it is necessary to mount the magnetic field windings inside the vacuum chamber. This is achieved by using straight beryllium copper bars sheathed in glass tubes (Fig. 1). Thus the quadrupole stabilizing field is produced by currents flowing in four straight rods, mounted between the end plates of the cylinder and running parallel with the axis. The rods themselves are in air and the vacuum seal is made where the surrounding glass sheath passes through the end plates. These four rods are disposed at a radius of 35 cm.

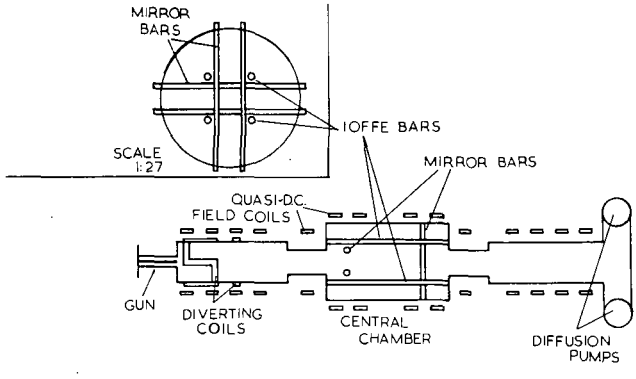


FIG. 1. Experimental arrangement of MTSE II. Scale 1 : 40 (inset transverse section).

The mirror "coils" are constructed in a similar way, each consisting of a pair of straight bars 120 cm long and 32 cm apart, mounted perpendicular to the axis of the chamber and forming, with the end connections, a rectangular coil. There are two such coils, set at right angles to each other, 150 cm apart along the axis. The general arrangement is shown in Fig. 1.

The current in each of these rods is pulsed, being supplied initially by a 40 kV condenser bank and maintained by several farads of electrolytic capacitors charged to 250 - 350 V. The current in each mirror bar rises to 100 kA in 7 μs and is held constant to within 10% for 1 ms. The current in each stabilizing bar rises to 250 kA in 12 μs and decays by about 25% in the same time interval.

In addition to these pulses circuits there is a quasi-d.c. solenoidal magnetic field which is uniform throughout the length of the centre chamber and has a value of 2.5 kG. Outside the centre chamber this field falls away smoothly at both ends to a value of 300 G at a distance of 3.5 m from the centre of the trap.

The vacuum vessel is evacuated by two oil diffusion pumps situated at one end of the apparatus and given a pumping speed of 2400 litre/s. The

pressure, without liquid nitrogen cooling and titanium evaporation, is about 10^{-6} torr.

The plasma is produced by means of a coaxial gun [2] supplied by a 30 μF-capacitor bank charged to 14 kV. The inner and outer electrodes of the gun are both 50 cm in length and of 2.5 cm and 13 cm diameter, respectively. In all experiments the working gas is hydrogen. Plasma is injected and trapped in the central chamber as follows. The quasi-d.c. field is established first. The current to the mirror coil remote from the gun is then switched on and clamped at its peak value. The gun is then fired and 12-15 μs later the mirror coil nearest to the gun is energized. This results in plasma trapped in a simple mirror configuration. To set up a magnetic well the quadrupole stabilizing winding is energized at the same instant as the mirror coil nearest the gun.

In addition to producing a high-energy plasma component, the plasma gun produces a large quantity of slow plasma. To prevent this slow plasma from entering the central chamber the quasi-d.c. field linking the gun to the central chamber is disrupted after the fast plasma component has passed. This disruption is brought about by (a) producing a quadrupole field immediately in front of the gun by means of four current-carrying bars arranged parallel to the axis of the machine and (b) by energizing a single turn coil which produces a field in the opposite direction to the quasi-d.c. guide field. This coil is situated midway between the gun and the central chamber. Measurements indicate that these devices reduce the influx of slow plasma into the central chamber by about two orders of magnitude. In this case its density is less, though still comparable with the density of the energetic plasma trapped in the central chamber.

3. PARAMETERS OF THE PLASMA INJECTED

The parameters of the plasma injected into the central chamber have been measured in the centre of the trap by the following techniques.

(a) A diamagnetic loop, compensated against pick-up of the pulsed magnetic fields, has been used to measure the value of the integral

$$\int_0^{r_c} 2\pi r n(r) \overline{W}_\perp \, dr$$

where r_c is the radius of the loop, $n(r)$ the plasma density at radius r, and $\overline{W}_\perp$ the mean particle energy perpendicular to the magnetic field.

From this measurement an average value of β, the ratio of particle pressure to magnetic pressure, may be calculated. Measurements indicated a value of $\bar{\beta}$ equal to about 5%, corresponding to a peak value of β, on the axis, of 15%.

(b) The attenuation of a beam of 4 keV potassium atoms traversing the plasma column [3] has been used to evaluate

$$\int n_e \, d\ell$$

where n_e is the electron density and the integral extends over the total plasma diameter. Results indicate that $\int n_e \, d\ell$ has a value of

$0.7 - 1.0 \times 10^{14}$ electrons/cm^2, corresponding to a mean electron density of $3.5 - 5 \times 10^{12}$ electrons/cm^3.

(c) The radial density distribution of the injected plasma has been derived from ion probe signals obtained from a movable probe in the centre of the machine. The ion probe, a shielded biassed Faraday cup, indicates a density profile falling linearly from a peak value on, or near, the axis to zero over a radial distance of approximately 10 cm. The probe current i_p is given by

$$i_p = n_i e v_{\parallel} A$$

where n_i = ion density, $v_{\parallel}$ = ion velocity parallel to magnetic field, A = area of hole in the shield over the Faraday cup.

Estimating $v_{\parallel}$ from the time of flight from the gun gives values of n_i in good agreement with the values of n_e obtained from (b).

These values of n_i, in conjunction with the diamagnetic measurements, yield a value of $\overline{W}_{\perp}$ equal to about 2 keV per electron ion pair.

Measurements (a) and (b) also indicate that approximately 50% of the injected plasma is trapped by the pulsed magnetic fields.

We give here a summary of the parameters of the injected plasma:

Plasma radius	10 cm
Plasma density on axis	1.5×10^{13}/cm^3
Mean plasma density	5×10^{12}/cm^3
Mean $W_{\perp}$	2 keV/electron ion pair
$\bar{\beta}$	0.05
β on axis	0.15

4. COMPUTER CALCULATIONS

To compare the experimental results of plasma confinement with those expected from Coulomb scattering theory the rate of plasma decay has been computed from the Fokker-Planck equations for ions and electrons. The dynamic friction and diffusion coefficients are those used by Fowler and Rankin [4] and the plasma potential has been adjusted to maintain equal ion and electron loss rates. Details of this computation have been given elsewhere [5].

5. METHODS OF MEASUREMENT

In addition to the measurements of potassium beam attenuation the plasma lifetime has been obtained from observations on the flux of fast atoms emitted as a result of charge exchange [6] between plasma ions and the background neutral gas. It will be noted that these two measurements are related to different parameters of the trapped plasma, i.e. the potassium beam attenuation depends on the variation of the $\int n_e \, d\ell$ with

time, whilst the energy-resolved fast atom flux measurements give the confinement time for ions of a specific energy[1].

6. RESULTS

All experiments have been carried out at a base pressure of 8×10^{-7} torr. The titanium-gettering system has not been used. Observations have been made in both simple-mirror and magnetic-well geometry.

Simple mirror:

There is clear evidence for plasma instability in this configuration. Thus the fast atom flux signals show irreproducible fluctuations and the potassium beam probe often indicates a rapid fall in plasma density after 100 - 200 μs (see Fig. 2).

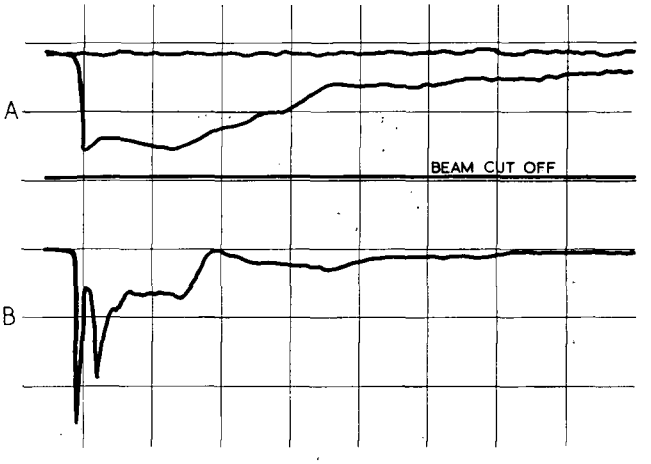


FIG. 2. Simple mirror (50 μs/div.) A. K beam attenuation. B. Fast atom emission at 1.2 keV.

Magnetic well:

In contrast to the simple mirror case the fast atom flux does not vary randomly. The potassium beam signal shows a density decay extending over more than 500 μs (see Fig. 3). The most striking feature of the fast atom flux is the variation of ion lifetime as a function of energy. Figure 4 shows the time variation of the fast atom flux at 800 eV and 4 keV. It will be noted that the ion confinement time decreases at higher energy and that in both cases the signals fall rather steeply to zero. Results obtained at intermediate energies are similar to those illustrated and reveal that the con-

[1] It was noted that the presence of the diamagnetic loop encircling the plasma increased the amplitude of the fast atom flux by more than one order of magnitude. This effect was attributed to the desorption of neutral gas from the envelope of the loop due to plasma bombardment. As a result of this observation the diamagnetic loop was removed when confinement measurements were made.

finement time of ions progressively decreases as the ion energy increases (see Fig. 8).

Observations with probes capacitively coupled to the plasma failed to reveal any definite rf activity in the plasma.

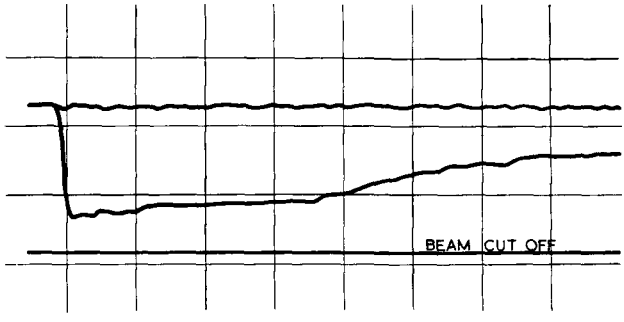


FIG.3. K beam attenuation in magnetic well (50 μs/div.).

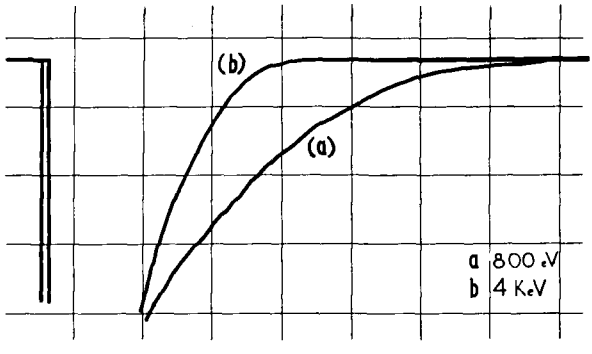


FIG.4. Time variation of fast atom flux at 800 eV and 4 keV (100 μs/div.).

7. DISCUSSION

The instability in the simple mirror trap has not been identified. However, computation of the $\int d\ell/B$ at different radii indicates that the plasma should be unstable against the MHD flute instability and that the stability properties of this trap should be similar to those of a more conventional simple mirror using circular mirror coils rather than rectangular ones.

In the magnetic-well configuration a number of possible explanations for the rate of plasma decay may be considered:

i) Microinstability,
ii) Charge exchange,
iii) Classical diffusion in velocity space.

According to present theory the plasma may be expected to be unstable to the drift loss-cone instability [7] and the drift cyclotron instability [8]. In contrast the plasma is apparently too short for the convective loss-cone [7]

instability to appear. Since the macroscopic results of the two drift instabilities are difficult to predict it cannot be concluded definitely that these instabilities are absent. No radiation at or near ω_{ci} has been observed so that any rf activity present must be at a higher frequency.

The possibility that charge exchange is the major cause of plasma decay may be readily ruled out. At the plasma density obtained in M.T.S.E. II the plasma "burns out" the residual neutral gas in about a microsecond. In order that neutral gas, moving into the plasma at the sound speed, should destroy the plasma by charge exchange in approximately 500 μs the neutral gas pressure would have to be about 1 mtorr. The transient pressure rise in the trap is approximately two orders of magnitude less than this so that charge exchange is not a significant loss mechanism.

Some of the computed results obtained as described in Section 4 are shown in Fig. 5 and Fig. 6 (curve (a)). Comparison of these results with the experimental ones show that the plasma decays more rapidly than expected theoretically and that the ion lifetime as a function of ion energy is different to that predicted, i.e. the theory indicates relatively small variations in ion lifetime with energy whereas the experiments show a lifetime that decreases markedly with increasing ion energy. Inspection of the theoretical results reveals that after 500 μs the mean electron energy has risen from 30 eV to 134 eV and the plasma potential from zero to 370 volts. In view of the rather high electron energy and plasma potential predicted by the theory the computation was repeated with the program modified to permit some electron cooling to take place[2]. The effect of electron cooling is two-fold. Maintaining a low electron temperature permits electron confinement at a lower value of the plasma potential but increases the rate of slowing down of the ions by the electrons. The reduction in plasma potential tends to improve the confinement of the ions whereas the second effect, by decreasing the ion energy, results in an increase in the ion-ion collision rate with a consequent decrease in confinement time. Some theoretical results, with the electron cooling introduced, are shown in Fig. 6 (curve (b)) and Fig. 7. It will be noted that in this case agreement with the experimental results is much closer. In particular, the ion lifetime as a function of energy shows the correct energy dependence. This result is shown more clearly in Fig. 8 where a comparison is made between the

---

[2] The effects of electron cooling were modelled by the addition of a term $V_c(E)$ to the electron friction coefficient of the Fowler-Rankin equations used by Fisher et al. The term was

$$V_c(E) = \frac{\alpha(E_0 - E)}{t_{ie}}$$

where E is the energy to which the electrons are cooled, t_{ie} is the ion-electron equipartition time for the initial conditions of the calculation and is given by Spitzer as

$$t_{ie} = \frac{7.47 \times 10^6 \, A_- A_+}{n_i \ln D} \left(\frac{E_{+0}}{A_+} + \frac{E_{-0}}{A_-} \right)^{3/2}$$

$A_\pm$ are the atomic masses of ions and electrons and $E_{\pm 0}$ the initial mean energies.

The factor α was used to express the cooling time for the electrons as a fraction of this equipartition time.

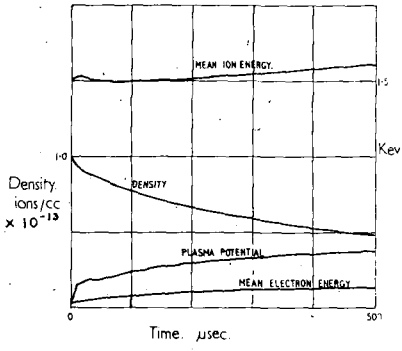


FIG.5. Computed plasma parameters versus time (no plasma cooling).

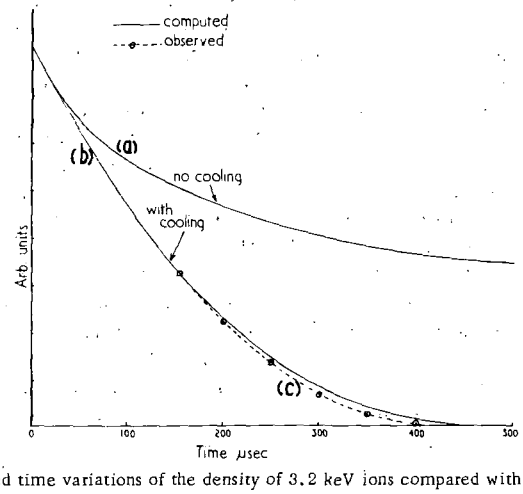


FIG.6. Computed time variations of the density of 3.2 keV ions compared with observed fast atom flux at the same energy.

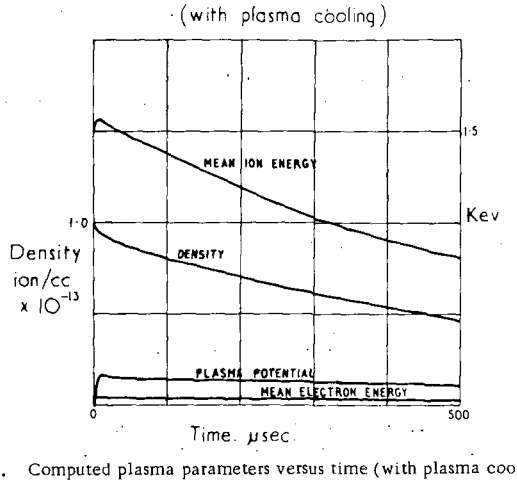


FIG.7. Computed plasma parameters versus time (with plasma cooling).

theoretical and experimental times at which ions of different energies disappear from the plasma. Further points of agreement may be noted. Thus the rather steep fall in fast atom emission as a function of time, at high ion energies (Fig. 4 and Fig. 6, curve (c)), is accounted for as is the observation that the plasma lifetime, as judged by the potassium beam attenuation, is considerably longer than that of the faster ions in the trap.

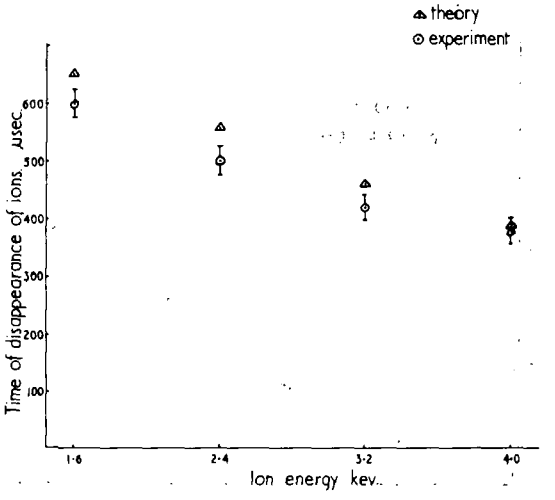


FIG. 8. Time of disappearance of ions of various energies versus ion energy.

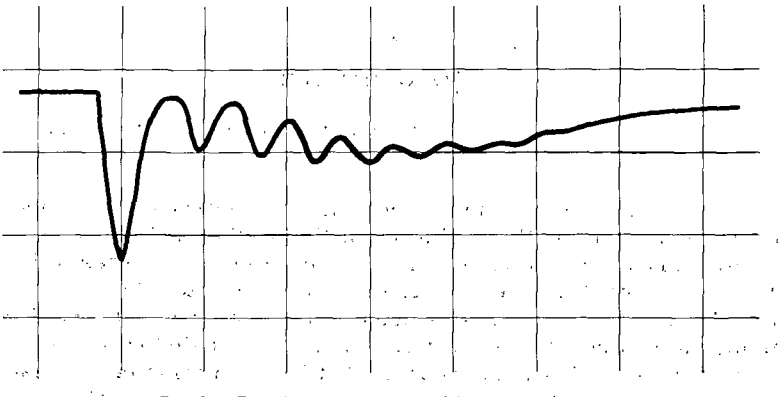


FIG. 9. Fast atom emission at 1.2 keV (20 μs/div.).

Additional evidence for ion cooling is provided by the observation that the period of oscillation of ions, of a particular energy, between the confining mirrors appears to decrease during the confinement time. Figure 9 shows the fast atom emission at 1.2 keV escaping from the plasma at an angle of 77° to the axis of the trap. The variation in the amplitude of emission is a consequence of the fact that all the ions with a given value of energy and magnetic moment are trapped at the same instant and remain as a coherent group oscillating between the mirrors. In the absence of

ion cooling the frequency of this oscillation remains fixed whereas if ion cooling takes place there is an apparent drift upwards in frequency as a function of time. The situation is analysed in the appendix and the observed and calculated shifts in period of oscillation are compared in Fig. 10. To obtain the observed agreement between the theoretical and experimental results a cooling rate similar to that used to compute the plasma decay is required.

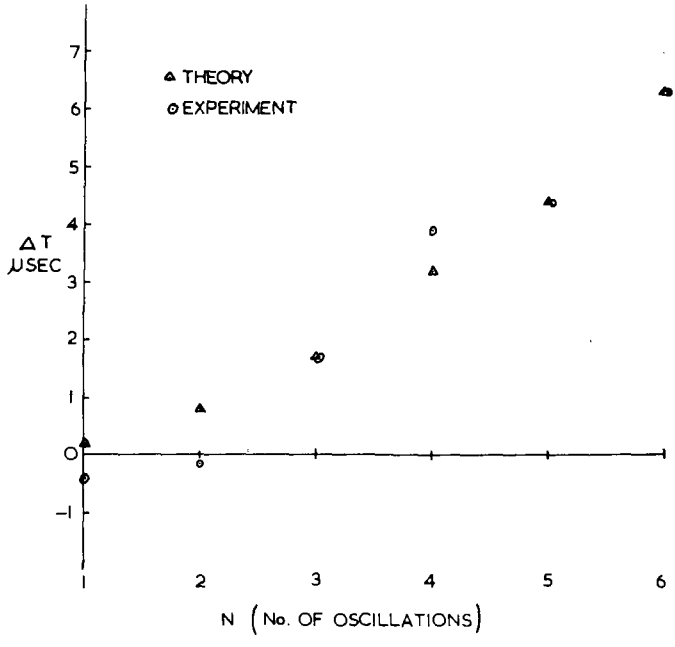


FIG. 10. Apparent change in period of oscillation of trapped ions between mirrors.

Two possible mechanisms for cooling the electrons are immediately apparent, namely i) by the excitation of line radiation from impurity ions, and ii) by thermal conductivity. In order for radiation losses to be sufficiently large to hold the electron temperature down to ~30 eV an impurity density about equal to the plasma density must be assumed. Earlier experiments on a coaxial gun of this type have revealed no large quantities of impurity ions so that it is probable that line radiation is not responsible for cooling the electrons. Estimates of the thermal conductivity of the plasma along the field lines, however, show that this mechanism is readily able to account for the electron cooling provided that the electrons are connected to a thermal sink. Microwave cut-off measurements at 3 cm, made in the region between the central trap and the "diverting" coils (see section 2) of the injection tube, show that there is a (presumably cold) plasma, with a density in excess of 10^{12} electrons/cm^3, present for over 1 ms. By the passage of a small current it has been established that this cold plasma is electrically (and therefore thermally) connected to the hot ion plasma confined in the trap.

7. SUMMARY AND CONCLUSION

Confinement measurements have been made in a plasma, of density $\sim 10^{13}$ ions/cm^3, ion energy ~ 2 keV, trapped either in a simple mirror or a magnetic well. The plasma in the simple mirror is unstable. In the magnetic well configuration no instability has been observed so that the MHD unstable β limit lies above 0.1 - 0.15. No rf activity around ω_{ci} has been detected. However, the plasma decays faster than predicted on classical grounds but this decay cannot be attributed to charge exchange. If the classical model is modified to take electron cooling into account good agreement between theory and experiment is obtained if it is assumed that the electron temperature is limited to about 30 eV. Some direct evidence for the slowing down of the fast ions in the trap is afforded by the measurement of the period of oscillation of ions between the mirrors. Again an electron temperature of $20 \sim 30$ eV gives a good fit between the experimental and theoretical results. The mechanisms most likely to be responsible for holding the electron temperature down are radiation and thermal conductivity. It seems unlikely, however, that radiation cooling is the dominant effect whereas the two conditions for significant thermal conductivity cooling, namely a conducting path and an adequate heat sink, have been shown to be present.

ACKNOWLEDGEMENTS

It is a pleasure to acknowledge the willing assistance of members of the engineering division at Culham in building and operating M.T.S.E. II. The rf experiment was carried out by Dr. M.A. Hughes.

APPENDIX

The computed plasma decay, assuming electron cooling, indicates that for the first 100 μs after plasma trapping the plasma density and electron temperature change by less than 20%. In these circumstances the ion-electron collision time is almost constant and leads to an approximately exponential decrease in ion energy, i.e.

$$W(t) = W_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad (1)$$

where $W(t)$ is the ion energy at time t, W_0 is the ion energy at time $t = 0$, and τ is the characteristic ion cooling time.

From this expression it is readily shown that the time t_n for an ion to make n complete oscillations between the mirrors is given by

$$t_n = 2\tau \log_e\left(\frac{n\lambda}{2\tau}\left(\frac{m_i}{2W(t)}\right)^{\frac{1}{2}} + 1\right) \qquad (2)$$

where λ is the total distance travelled by an ion in one complete oscillation.

In the experiment the fast atom detector was adjusted to receive ions of a specific energy W(t) so that only when an ion had cooled to this energy it could be detected. The values of τ and λ were derived from the observed data by substituting the measured values of t_2 and t_6 into Eq. (2). Using these values of τ and λ the remaining points were calculated. The time interval Δt, plotted against n the number of complete oscillations in Fig. 10, is defined by the expression

$$\Delta t = n\, t_1 - t_n$$

where t_1 is the time interval for the first oscillation. The experimental results give

$$\tau = 240\ \mu s \text{ (corresponding to } T_e = 20 \text{ eV (for } n_i = 10^{13}/cm^3)$$
$$= 30 \text{ eV (for } n_i = 2 \times 10^{13}/cm^3)$$

and

$$\lambda \left(\frac{m_i}{2W(t)}\right)^{\frac{1}{2}} = 13.6\ \mu s.$$

REFERENCES

[1] FRANCIS, G., HILL, J.W., MASON, D.W., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion (Proc. Conf. Culham, 1965) 1, IAEA, Vienna (1966) 53.
[2] MARSHALL, J., Physics Fluids 3 (1960) 134.
[3] HILL, J.W., MASON, D.W., TRAVIS, A., Culham Rep. CLM-R68 (1967).
[4] FOWLER, T.K., RANKIN, M., Plasma Physics 8 (1966) 121.
[5] FISHER, D.L., McNAMARA, B., MASON, D.W., in Plasma Confined in Open-Ended Geometry (Proc. Conf. Gatlinburg, 1967).
[6] MASON, D.W., SCHOFIELD, J.M.S., Culham Rep. CLM-R49 (1966).
[7] ROSENBLUTH, M.N., POST, R.F., Physics Fluids 8 (1965) 547.
[8] MIKHAILOVSKII, A.B., Rep. I.A.E.-762 (U.S.S.R. 781), Moscow (1964).

DISCUSSION

S. Yu. LUKYANOV: What data (particularly spectroscopic) do you have on the chemical composition of the plasma studied in your paper?

D.W. MASON: From time-of-flight and energy measurements we know that the initial trapped plasma is H^+. The composition of the slow plasma, which is not trapped, is not known. We have no spectroscopic data.

S.J. BUCHSBAUM: What is the reason for the break in the curve at 200 μs in Fig. 3?

D.W. MASON: The attenuation of the potassium beam is due mainly to the fast plasma trapped in the magnetic well. However, measurements of the attenuation made without trapping (i.e. with the far mirror coil not energized) show that some slow plasma enters the trap. We believe that it is the variation of density of the slow plasma that is responsible for the break at 200 μs.

J.F. CLARKE: Can you place a limit on the intensity of ion-cyclotron fields which might occur in your experiment? You said in your oral presentation that you detected no ion instabilities.

D.W. MASON: We can detect a field of 10 V/cm with ease. The limit of detectability is about a factor ten less than this (i.e. about 1 V/cm).

E.E. YUSHMANOV: Have you made any direct electron temperature measurements?

D.W. MASON: We are performing such measurements at present, but I cannot yet give you any results.

DEPENDENCE OF ION CYCLOTRON INSTABILITIES ON PARTICLE DISTRIBUTION FUNCTIONS IN THE ALICE EXPERIMENT*

C. C. DAMM, J. H. FOOTE, A. H. FUTCH, Jr., R. K. GOODMAN, F. J. GORDON, A. L. HUNT, R. G. MALLON, K. G. MOSES, J. E. OSHER, R. F. POST AND J. F. STEINHAUS
LAWRENCE RADIATION LABORATORY, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, LIVERMORE, CALIF., UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

DEPENDENCE OF ION CYCLOTRON INSTABILITIES ON PARTICLE DISTRIBUTION FUNCTIONS IN THE ALICE EXPERIMENT. Plasma formed in an open-ended system by energetic particle injection is subject to instability because of the departure of the trapped-ion distribution function from the Maxwellian form. The objective of the Alice neutral injection experiment is to study the stabilizing effects of changes in the ion and electron distribution functions. A series of perturbations and alterations of the distribution functions is in progress. The results of the first of these perturbations are reported here.

The plasma is contained in a quadrupole magnetic well generated by a coil in the shape of a baseball seam. Protons are trapped by Lorentz-force ionization of excited atoms in the injected beam, forming a steady-state plasma. At densities above $10^8/cm^3$, intermittent oscillations have been observed both at the ion gyrofrequency, ω_{ci}, and at higher frequencies. At these densities observed oscillations are accompanied by anomalous loss of particles; bursts of electrons and ions have been detected emerging through the mirror regions. At a density of $5 \times 10^8/cm^3$, $\omega_{pi}^2/\omega_{ci}^2$ is of order 0.5, where ω_{pi} is the ion plasma frequency. At this density the mean anomalous loss and charge-exchange loss times (~ 0.5 s) are comparable.

Energy modulation of the injected beam by 20% results in a broadening of the energy spectrum of the trapped protons. As a consequence, an increase of about 25% in the threshold density for onset of the plasma oscillations has been observed in this case.

A more pronounced effect on the high-frequency activity has been observed by alteration of the electron distribution. Application of a few watts of microwave radiation at a frequency corresponding to the electron gyrofrequency in the magnetic field near the region of peak ion density results in a decrease in the activity at ω_{ci} and an increase in trapped-proton density. However, when the microwave frequency is adjusted to correspond to a different region of the plasma, enhanced activity at the ion gyrofrequency is observed together with increased proton losses.

1. INTRODUCTION

The degree to which plasma confined in an open-ended or magnetic mirror system is susceptible to instability depends on the degree of the departure of the ion distribution function from the Maxwellian form. When the plasma is formed by energetic-particle injection, the trapped ion distribution is usually highly anisotropic and peaked in velocity space. In a density regime where collisional broadening effects are negligible, such a plasma is particularly susceptible to velocity-space instabilities of the general type first proposed by Harris [1].

In the Alice neutral injection experiment, an anisotropic plasma with a peaked velocity distribution is obtained and, not surprisingly, strong radio-frequency signals indicate the presence of ion-cyclotron instabilities. This

* Work performed under the auspices of the US Atomic Energy Commission.

paper describes the characteristics of the Alice plasma and some variations in the unstable activity with changes in the ion and electron velocity distributions.

The plasma is contained in a quadrupole magnetic well to assure hydromagnetic stability. The field is generated by a winding in the shape of the seam on a baseball, with a well depth (ratio of the field modulus at the outermost closed contour to the modulus at the field minimum) of 2.1:1. Some typical flux lines and field-modulus contours in one of the symmetry planes of the coil are shown in Fig. 1. The vacuum chamber is located at a radius of 30 cm so that most of the magnetic-well volume is available for plasma containment.

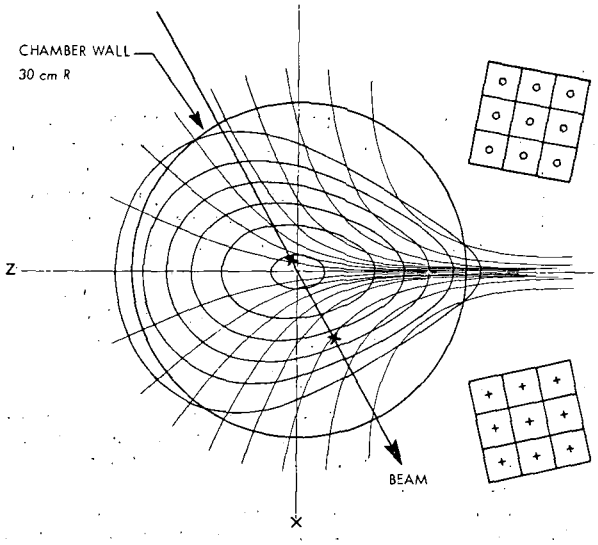


FIG. 1. Typical flux lines and field-modulus contours in one symmetry plane of the magnetic well. The injected beam direction is indicated by the central beam ray, with the crosses marking the limits of the trapping region.

For the present series of measurements, the field intensity at the minimum ranged between 4 and 7 kG. Adiabatic particle containment was obtained by adjusting the injected beam energy to keep the central orbit radius $\rho_0 \leq 3.8$ cm. As ρ_0 was decreased below 3.8 cm there was an increase in trapped plasma density with magnetic-field intensity corresponding to that expected for Lorentz-force trapping of excited atoms. When ρ_0 was raised above 3.8 cm we observed an abrupt decrease in trapped density, signaling the presence of non-adiabatic losses. These observations were made in a low-density range so that instabilities did not confuse the measurements. The critical value of 3.8 cm is in quantitative agreement with the value prediced by detailed single-particle trajectory calculations [2]. All plasma experiments were performed with adiabatic trajectories for the injected particles. Nonadiabatic drifts and losses would be expected for particles accelerated by fluctuating fields to orbit sizes with $\rho_0 > 3.8$ cm. In fact, this mechanism undoubtedly contributes to the proton loss under unstable conditions.

The hydrogen-atom beam was injected in the direction indicated in Fig. 1 to enhance the trapping by Lorentz-force ionization of excited atoms. The limits on the trapping region are determined by the requirement that the proton velocity vectors lie within the mirror containment angle, and these limits are indicated for the central beam ray by the crosses in Fig. 1. The variation in the perpendicular component of magnetic field over the trapping region is about equal to the mean value of the perpendicular component, i.e., $\Delta B_\perp / \overline{B}_\perp \approx 1$. This relatively large variation in $B_\perp$ allows trapping an extended range of excited states. In addition to varying with the absolute value of $\Delta B_\perp$, the fraction of the beam trapped by this process varies with the beam energy and with the composition and density of the neutralizer gas. With 15-keV hydrogen atoms, a magnesium-vapor neutralizer at optimum density, and a central field of 5 kG, the measured trapped fraction was 2.8×10^{-4}.

Injection energies ranged between 7.5 keV and 20 keV with controllable energy spreads of up to 25% (full width) available. Beam intensity was adjustable to ~ 30 mA (equivalent) at 20 keV. Injection periods were 2 to 3 sec and the magnetic field was constant to ~ 5% during beam injection and plasma decay.

The base pressure in the trapping chamber was $\sim 1 \times 10^{-11}$ torr (gauge reading). A liquid-helium-cooled tube in the beam line, with the helium cooled to less than 2.0°K for a lower adsorbed hydrogen vapor pressure, inhibited the influx of diffuse gas to the plasma region. Effective pressures during beam injection were generally less than 1×10^{-9} torr, with injected beam currents of from 5 mA up to 30 mA. The corresponding plasma density decay times as determined by charge-exchange losses ranged from 1 to 0.3 sec.

2. PLASMA DENSITY

The total number of trapped protons was determined from the integrated emission of energetic atoms during plasma decay following termination of injection. This technique [3] requires a calibration of the wide-angle, secondary-emission type of fast-atom detector (FAD) which measures the product of ion density and gas density. The calibration was accomplished in a low-density stable regime where trapping by collision with ambient gas was dominant and the trapped number could be calculated accurately from the known cross sections of the gas (helium) admitted. On the basis of this calibration method, the maximum number of trapped protons so far measured is 6.4×10^{12}.

Estimation of the associated plasma density depends on the plasma volume and the density distribution of protons. We assume a distribution based on single-particle trajectories, and from extensive computer calculations of these trajectories we predict that 84% of the plasma should be within a volume of 16 liters. At maximum, the average density within this volume is therefore $3.4 \times 10^8/\text{cm}^3$. The computed peak density is 2.4 times higher than the average and occurs at about 7-cm radius because of the injection angle chosen. In a stable plasma, we expect the computed proton distribution to give an accurate conversion from average to peak density. When the unstable activity is strong, however, some redistribution of plasma may occur and the conversion from average to peak density becomes less certain. If the instability acts to reduce the density peak, the computed peak density would be lower than shown in Fig. 2, but by no more than the conversion factor of 2.4.

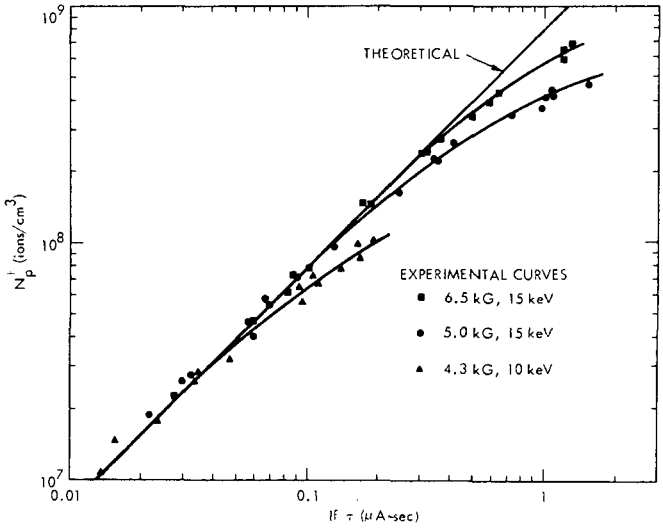


FIG. 2. Variation of peak ion density, N_p^+, with the product of beam intensity I, trapped fraction f, and characteristic charge-exchange loss time τ.

In Fig. 2 we plot values of peak density determined from the measured total number of trapped protons against Ifτ, the product of injected beam, Lorentz-trapping fraction, and characteristic charge-exchange loss times. These measurements were taken at two values of injected energy, 10 and 15 keV, and at three average values of central magnetic field intensity.

With Lorentz-force ionization the dominant trapping process and charge-exchange neutralization the controlling loss process, the density should be a linear function of Ifτ. A downward departure of measured values from the expected curve is taken as an indication of cooperative loss processes in the plasma. From Fig. 2 it is clear that losses other than charge exchange are present, resulting in densities which are more than a factor of 2 below the expected values.

The density for onset of anomalous losses increases more rapidly than with the square of magnetic field intensity. This is shown in Table I where, as a crude measure of the density for onset of losses, we record the density at which each curve in Fig. 2 falls 10% below the expected line. A variation somewhat stronger than B^4 is indicated.

TABLE I. DENSITIES FOR LOSS ONSET

B (kG)	N^+ (10^8 ions/cm^3)	N^+ (relative)	B^2 (relative)	B^4 (relative)
4.3	0.55	1	1	1
5.0	1.7	3.1	1.4	2
6.5	4.0	7.3	2.3	5.3

This strong variation is not theoretically explained, since linearized treatments of velocity-space instabilities predict only threshold densities for instability. Studies such as those of Harris [1], Hall, Heckrotte, and Kammash [4] or Beasley and Cordey [5] predict that the threshold for instability occurs at a critical value of the ratio ω_{pe}^2/Ω_i^2, where ω_{pe} and Ω_i are the electron plasma frequency and the ion gyrofrequency respectively. This ratio is proportional to n/B^2 where n is the plasma density, indicating a threshold density variation with the square of the magnetic field intensity. A possible explanation of the stronger variation of the anomalous losses is given in section 4.

Experimentally, the threshold density can be estimated from the onset of high-frequency plasma oscillations (see section 3) which is observed to occur at about an order of magnitude lower density than the anomalous losses. Precise specification is difficult since the oscillation signal gradually increases above the noise level of the detection system as the density is raised. For the high-field case in Fig. 2, we estimate the threshold density to be $\sim 3 \times 10^7/cm^3$, yielding $\omega_{pe}^2/\Omega_i^2 \approx 25$. This is more than adequate to exceed the basic instability criterion of Harris, which requires $\omega_{pe}^2/\Omega_i^2 > 1$.

If ω_{pi} is the ion plasma frequency, the maximum value of ω_{pi}^2/Ω_i^2 recorded is at the highest value of central magnetic field and is equal to 0.31. All of the experimentally determined density thresholds for instability occur at a considerably lower value of this ratio. We can thus eliminate the possibility that the instabilities observed are the high-density modes discussed by Post and Rosenbluth [6], as these modes generally require $\omega_{pi}^2/\Omega_i^2 > 1$.

Variations of plasma density occur during beam injection in the unstable regime. These are evidenced in Fig. 3 by the variations in the FAD signal. The density variations partially account for the spread of data points in Fig. 2 since the time of beam turn-off is random with respect to the density variations. The data points may also be apread because the trapped fraction f was not continuously monitored and would vary with changes in the neutralizing-cell temperature or gas composition.

The large, sharp positive spikes seen on the FAD signal do not represent density variations but rather appear to be largely due to ultraviolet or soft x-ray emission creating secondary electrons at the detector. These photons may arise from escaping electrons. A small contribution to the spikes arises from a large, concurrent change in plasma potential which is capacitively coupled to the detector despite a shielding grid.

We also note from Fig. 3 that the density decay is smooth, and only rarely are instability bursts detected after beam turn-off. More will be said on this observation below, but the stability implied justifies our method of density measurement which implicitly assumes that charge exchange is the only loss mechanism during the decay period.

3. PLASMA INSTABILITIES

Plasma rf activity is detected on capacitive probes and on loop antennae oriented parallel and normal to the z-axis of the field (Fig. 1). This activity occurs in bursts of variable duration, with some strong bursts persisting for about 30 msec. The activity is correlated in time with the ion density variations. An example is shown in Fig. 3, with a portion of the trace repeated in Fig. 4 on an expanded time scale. The intermittent nature of the unstable behavior is similar to that reported previously, both in the

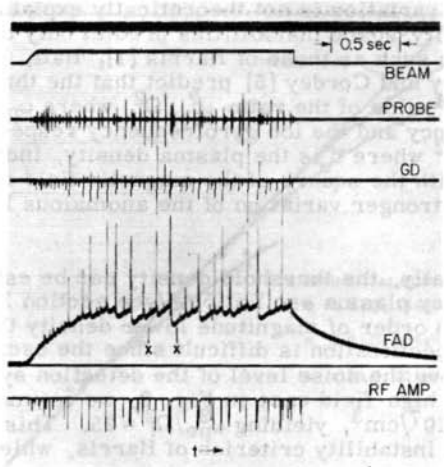


FIG.3. Signals from the Alice plasma. Injected beam current, low-frequency oscillations on an electrostatic probe, particles to a gridded detector (GD), fast-atom detector current (FAD) and the envelope of signals at the ion gyrofrequency are shown.

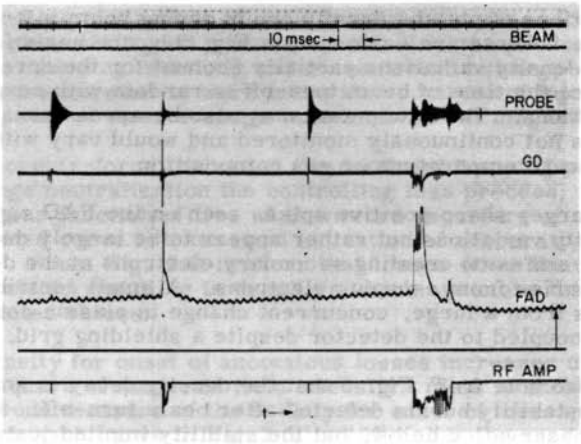


FIG.4. Portion of Fig.3 indicated by x-x shown on an expanded time scale. The variable intensity of the rf activity is apparent.

first "Baseball" experiment [7] and in the earlier octupole and dodecapole[8] "minimum-B" geometries. The activity also resembles that reported in the Culham Phoenix II [9] and in the OGRA-II [10] experiments.

The dominant rf modes are due to currents in the z direction. From the observed signals, we estimate the fluctuating fields at the antennae to be of order 150 μvolts/cm during periods of strongest activity.

The rf signals occur at frequencies which are multiples of the ion gyrofrequency in the magnetic field corresponding approximately to the region of peak ion density. At the threshold density, only the fundamental frequency Ω_i is observed. As the density is increased, the harmonic frequencies appear in succession. The experimental scatter in the measurement of the density for onset of each harmonic is large, however, and no precise relation has been established. A density variation with the square of the harmonic number ℓ is perhaps compatible with the observations. In the region of anomalous proton loss, the harmonics at $2\Omega_i$ and $4\Omega_i$ are much more intense than the fundamental, and have a broad bandwidth and a complex, variable spectral structure. An example of this spectral pattern is shown in Fig. 5, where the general weakening of the harmonic content with magnetic field intensity is also apparent.

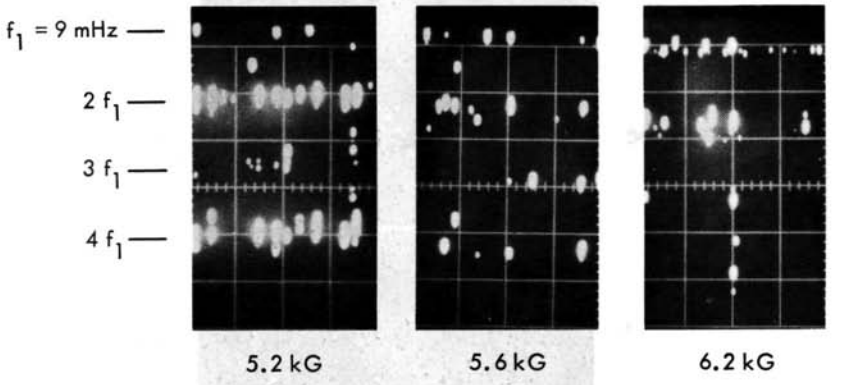


FIG. 5. Harmonic structure of the ion-cyclotron activity at three values of central magnetic field. The activity corresponds to the proton gyrofrequency at fields which are higher than the central field, near the region of peak density.

Growth of the rf oscillations is rapid, with the signals reaching full amplitude in less than ten cycles. Decays are equally rapid, and many extreme variations in signal intensity occur during a typical burst.

Coincident with the onset of the high-frequency oscillations, a sharp increase in the emission of electrons is observed on a gridded detector located outside the mirror region on axis. The emission persists for the duration of the rf oscillation; examples can be seen in Figs 3 and 4. The number of electrons ejected in the larger bursts is sufficient to cause an increase in plasma potential of more than 1 kV, amounting to a loss of perhaps 2% of the trapped electrons.

The change in plasma potential is measured by a calibrated electrostatic pickup. We also measure the potential by monitoring the energy of slow ions ejected from the positive plasma region. The two methods of measurement are in substantial agreement.

In the quiescent periods between bursts and after beam turn-off, the plasma potential recovers to a value of about +100 volts, indicating the order of magnitude of the electron temperature during these periods. A classical calculation of electron temperature such as that of Futch et al. [11] based on ion-electron collisional energy transfer gives a value of 75 eV for our case, in reasonable agreement with the observations.

We have also observed low-frequency oscillations in the frequency range from 10 to 100 kHz. The envelope of such signals is shown in Figs 3 and 4. The frequency at a given magnetic field is proportional to plasma density. These oscillations generally decay with a time constant of a few milliseconds. We believe these oscillations represent a stable "flute" or drift wave mode predicted to occur in magnetic wells and discussed earlier by Sweetman [12]. These oscillations seem to be shock-excited by the ion-cyclotron burst activity, and their appearance at densities below the region of anomalous particle loss suggests that they do not contribute to the loss processes.

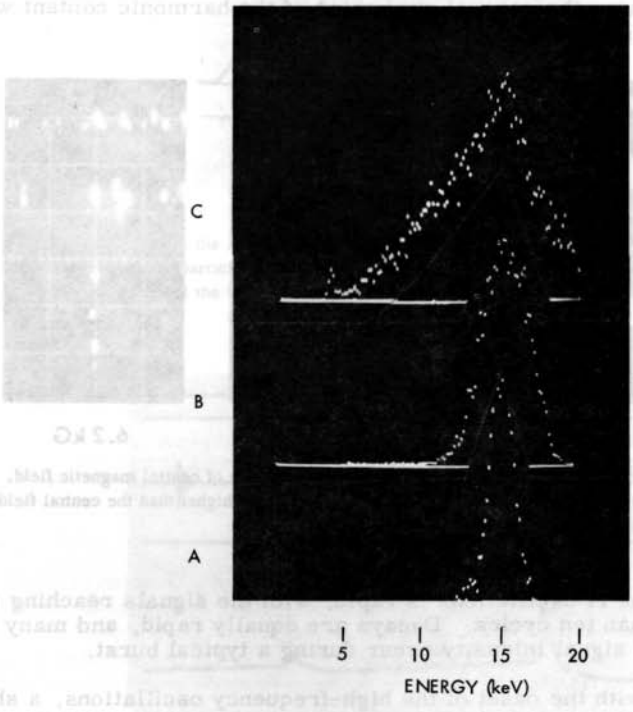


FIG.6. Energy spectra of hydrogen atoms emitted from the plasma by charge exchange: (A) stable density regime, no energy spread; (B) stable density regime, energy spread applied by beam modulation; (C) spectrum under unstable conditions.

4. ENERGY SPECTRUM OF TRAPPED PROTONS

The hydrogen-atom beam is usually injected without a spread in energy, yielding the unstable plasma whose general characteristics have been described above. However, we have been able to influence the unstable plasma behavior by applying a small periodic energy modulation to the beam. The period of modulation (0.04 sec) was short compared to the plasma loss time so that the trapped distribution was effectively broadened.

The energy spectrum of the charge-exchanged atoms leaving the plasma from a region near the midplane of the field was measured by means of a silicon surface barrier detector. Half-width resolution of this detector was

1.4 keV at 15 keV, and is shown in Fig. 6a (no energy modulation). In Fig. 6b we also show the measured distribution when an energy modulation of ~25% was applied to the proton beam before neutralization. Since the mean injection energy of 15 keV is close to the broad peak in the charge-exchange cross-section for hydrogen, only a minor correction is necessary to convert the energy distribution of emerging atoms to a measure of the distribution of trapped protons.

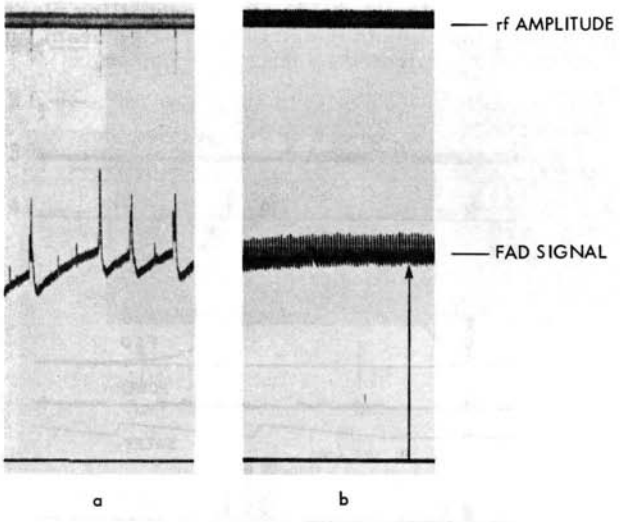


FIG.7. Effect of 25% energy modulation (amount of energy spread similar to Fig.6b) on the plasma: (a) normal bursts at a density just above threshold, no modulation; (b) quiescent plasma at same density as (a), with energy modulation.

A small but definite effect on plasma stability was observed with the broadened distribution. The effect of this small energy spread was to raise the threshold density for onset of instability by about 25%, and this is illustrated in Fig. 7. At a density of about 25% above the usual threshold for rf activity, the plasma is seen to be free of instability bursts and associated density variations when the modulation is applied. At densities well above threshold, the effect of the energy modulation was to increase the time between instability bursts. The maximum density achievable was not measurably affected by the energy modulation. The latter result is understandable because of the broad particle energy spectrum resulting from the instability itself. In Fig. 6c we show the energy spectrum of charge-exchange atoms under conditions of strong instability, and extreme broadening is apparent.

We have recorded spectra in which the broadening is even more extreme than that shown. At the upper end nonadiabatic effects enforce an energy cut-off dependent on magnetic field intensity, and the low-energy end is truncated by the positive plasma potential excursions. The energy spreading by the instability may thus account for the anomalous proton loss through these two mechanisms. The strong dependence of nonadiabatic losses on field intensity could then account for the observed strong variation of the anomalous losses with magnetic field.

In any event, the distortion of the injected monoenergetic spectrum by plasma activity is large. Since the rf fields probably act selectively on the perpendicular ion velocity, changes in anisotropy should occur coincidentally with the energy spread. At present, our instrumentation does not permit the measurement of such changes.

The proton velocity distribution function which yields the energy spectrum of Fig. 6c, together with the associated electron distribution, represents a marginally unstable configuration. When the injection of beam is terminated, the distribution is stable at the prevailing plasma density. This fact is evidenced by the smooth density decay after beam turn-off, free of instability bursts and dominated by charge exchange.

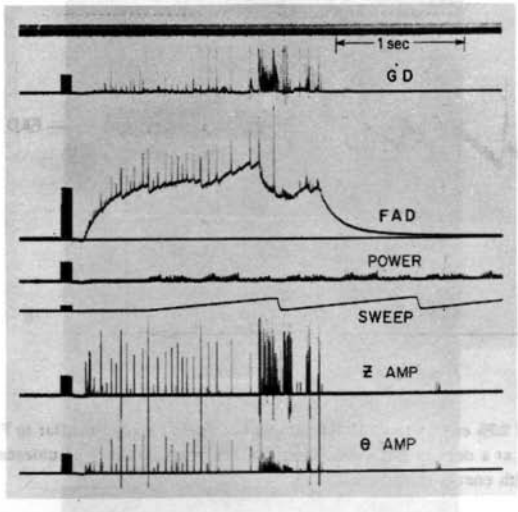


FIG. 8. Diagnostic signals showing both reduced and enhanced rf activity and the correlated increase and decrease in trapped density with the application of microwave heating at the electron gyrofrequency.

5. MICROWAVE HEATING OF ELECTRONS

We have been able to affect the plasma rf activity by the application of microwaves at frequencies corresponding to the electron gyrofrequency in various regions of the magnetic field. About 10 watts of microwave power were introduced into the plasma chamber. The most positive results were obtained when the frequency was adjusted to correspond to the electron gyrofrequency near the region of peak plasma density. At a plasma density somewhat above the threshold for unstable oscillation, the microwave heating greatly diminished both the detected rf signals and the associated abrupt density drops. As a result, the average density was observed to increase by about 25% under these conditions.

At higher densities, a similar decrease in the usual rf activity was observed; often followed, however, by a period of intense rf activity at the ion gyrofrequency. This effect is illustrated in Fig. 8 where the microwave power is applied starting at about 0.5 sec after the plasma is formed. A

small modulation sweeps the applied microwave frequency through the critical value and a marked decrease in repetition rate of rf bursts is evident. An Increase in plasma density is evidenced by the rising FAD signal. This increase is followed by the onset of intense rf activity, accompanied by a large drop in density and the emission of slow ions through the mirror regions to a gridded detector (GD). The activity during the latter period is at the fundamental ion gyrofrequency, indicating a definite mode change from the usual case.

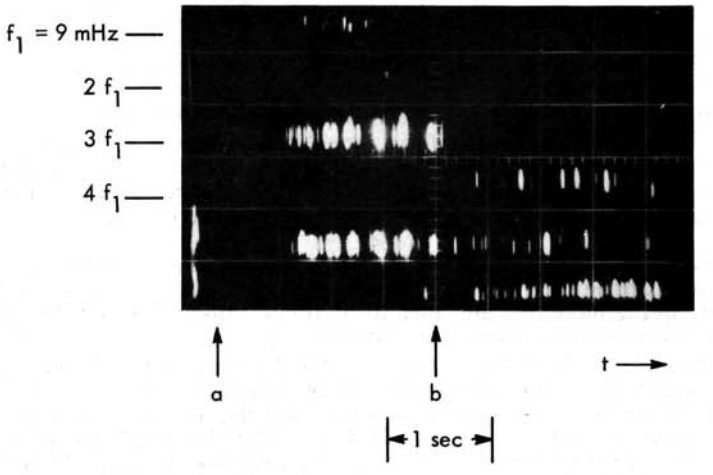


FIG.9. Ion gyrofrequency harmonic structure exhibiting a mode change after microwave heating. Microwave power removed at time (a), normal mode structure returns at time (b).

We also have evidence that the harmonic structure is itself changed during periods when the rf activity is weakened. A clear example is shown in Fig. 9 when the microwave power was removed at time (a) after a short heating period. The weakened and altered harmonic structure persisted for about 2 sec until time (b), after which the plasma returned to the usual state with oscillations at $2\Omega_i$ and $4\Omega_i$ dominant. These observations suggest that electrons heated by the microwave fields have a lifetime of the order of 2 sec. Assuming that classical scattering governs the electron loss, an electron temperature of about 700 eV is indicated.

The electron heating results in mode changes which may either be favorable or unfavorable for proton containment. Interpretation of the favorable effects as a Landau damping of the unstable waves is not unreasonable, but leaves the alteration of mode structure unexplained. Interpretation is further complicated by the possibility that the plasma potential may become negative during heating because of the increased proportion of magnetically-contained hot electrons. This circumstance would result in electrostatic retention of slow ions, leading to a configuration with a doubly-peaked velocity distribution.

Such a distribution could result in an instability similar to the mode described by Hall et al. [4] and would explain the periods of enhanced rf activity and proton losses. The crucial question of a plasma-potential reversal is under investigation.

6. DISCUSSION

From the observed characteristics of the unstable activity in Alice, it seems certain that one or more of the ion-electron modes described by theory [4,5] are responsible for the anomalous proton losses. The highly anisotropic and monoenergetic nature of the injected ion distribution provides the necessary driving force for such modes. An estimate of the anisotropy of the ion distribution can be obtained from detailed single-particle orbit calculations. As a quantitative measure of anisotropy we use the value of $v_{\parallel}^2/v_{\perp}^2$, the ratio of mean-squared velocities parallel and perpendicular to the magnetic-field direction. Averaged over the central volume of plasma, $v_{\parallel}^2/v_{\perp}^2 \simeq 0{,}09$ for our case. Thus a strong anisotropy exists, compared, for instance, to a collisional equilibrium loss-cone distribution.

Measured threshold densities exceed the instability criteria given in all of the several treatments of the ion-electron mode [1],[4],[5]. However, the plasma length seems to be too short to support the convective branch of these modes. In units of the proton orbit radius at the field minimum, the plasma length was 16-20 for the experiments reported here.

This length is sufficient, however, to satisfy the criterion of Beasley and Cordey [5] defining an absolutely unstable region. While this criterion, being based on an "infinite plasma" model, is not directly applicable to a finite-plasma case, the authors expect it to be not greatly in error. A more recent treatment of the non-convective mode by Beasley et al. [13] predicts a threshold density for the convective-absolute transition which is $\omega_{pe}/\Omega_i \simeq 15$ for our case. This is somewhat higher than the experimental value for onset of instability, $\omega_{pe}/\Omega_i \simeq 5$. The observed variation of threshold density with harmonic number ℓ is compatible with the ℓ^2 dependence predicted. The weak dependence of threshold density on energy spread is also qualitatively understandable from the latter work [13]. Considering all the observations, the interpretation of the observed instability in terms of the absolute branch of resonant ion-electron instability is plausible. Differences could be due to the finite extent of the plasma or to the differences between the actual ion distribution function and the theoretical model.

Regardless of the exact mode identification, one result of the present experiments is clear. At densities up to $\omega_{pi}^2/\Omega_i^2 \simeq 0.3$, there exist distribution functions which are stable in the magnetic well. These distributions were achieved by the plasma itself during periods of beam injection and violent instability. As judged by the ion energy distribution, the stable distributions still depart substantially from the collisional equilibrium "loss-cone" form. It would seem imperative that such "loss-cone" distributions be achieved if trapped densities are to increase to a regime where $\omega_{pi}^2/\Omega_i^2 \gg 1$ and stability studies appropriate to the controlled fusion problem can be pursued.

In principle, the neutral injection technique allows the ion distribution to be controlled by the disposition of injectors. In practice, this becomes technologically difficult and expensive, since a very broad distribution is required. A more satisfactory approach is to enter a parameter regime for the plasma build-up where collisional broadening effects become substantial prior to the onset of instability. Charge-exchange times of the order of Coulomb scattering times are required at relatively low density, pointing to injection at low (~1 keV) energy. From such a stable starting point, the plasma density and temperature could be increased gradually by control of the injected beam, retaining a near-collisional equilibrium distribution at all times. We are presently implementing this possibility for the Alice experiment.

There remains the alternative possibility that the ion-electron modes can be suppressed solely through Landau damping by heated electrons. However, when the heating is accomplished at gyro-resonance in the presence of a peaked ion distribution, the plasma appears to be susceptible to other modes of instability. It is therefore not clear that a real gain can be achieved from microwave heating alone.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to acknowledge the continued support and encouragement of C. M. Van Atta. We wish to thank L. S. Hall and T. K. Fowler for many helpful discussions, and A. L. Gardner for his help in arranging the microwave heating system. T. P. Stack, E. H. Dolstra, and J. O. Ott were responsible for the experimental operation.

REFERENCES

[1] HARRIS, E. G., Phys. Rev. Letters 2 (1959) 34.

[2] FOOTE, J. H., FREIS, R. P., and FUSS, D., Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 816.

[3] DAMM, C. C., FOOTE, J. H., FUTCH, JR., A. H., GARDNER, A.L., GORDON, F. J., HUNT, A. L., and POST, R. F., Phys. Fluids 8 (1965) 1472.

[4] HALL, L. S., HECKROTTE, W., and KAMMASH, T., Phys. Rev. Letters 13 (1964) 603.

[5] BEASLEY, C. O. and CORDEY, J. G., Plasma Phys. 10 (1968) 411.

[6] POST, R. F., and ROSENBLUTH, M. N., Phys. Fluids 9 (1966) 730.

[7] DAMM, C. C., FOOTE, J. H., FUTCH, JR., A. H., GORDON, F. J., and MOSES, K. G., Bull. Am. Phys. 12 (1967) 816.

[8] FUTCH, JR., A. H., DAMM, C. C., FOOTE, J. H., FREIS, R., GORDON, F. J., HUNT, A. L., KILLEEN, J., MOSES, K. G., POST, R. F., and STEINHAUS, J. F., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. II, International Atomic Energy Agency, Vienna (1966) p. 3.

[9] CALVERT, W., CORDEY, J. G., KUO-PETRAVIC, G., MURPHY, E. G., PETRAVIC, M., SWEETMAN, D. R., and THOMPSON, E., "Ion-cyclotron instabilities in the Phoenix II experiment," paper presented at the International Conference on Plasma Confined in Open-Ended Geometry, Gatlinburg, Tennessee, November 1-3, 1967.

[10] ARTEMENKOV, L. I. et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol. II, International Atomic Energy Agency, Vienna (1966) p. 45.

[11] FUTCH, JR., A. H., HECKROTTE, W., DAMM, C. C., KILLEEN, J., and MISH, L. E., Phys. Fluids 5 (1962) 1277.

[12] CALVERT, W., CORDEY, J. G., LEES, D. J., and SWEETMAN, D.R., Bull. Am. Phys. Soc. 13 (1968) 291.

[13] BEASLEY, JR., C. O., DORY, R. A., FARR, W. M., GUEST, G. E., and SIGMAR, D. J., "Resonant loss-cone instabilities," paper presented at the International Conference on Plasma Confined in Open-Ended Geometry, Gatlinburg, Tennessee, November 1-3, 1967.

DISCUSSION

H. TASSO: What is the wavelength of the instabilities parallel to B?

C.C. DAMM: We have not completed our wavelength measurements, and so I cannot give you a value at present.

C.E. NIELSEN: Could you give details regarding the polarization of the currents involved in the rf activity?

C.C. DAMM: The polarization of the rf currents is primarily in the axial direction of the field. Similar bursts of activity were also seen in the Alice experiment with a simple mirror field and with multipole stabilizing currents.

C.E. NIELSEN: Very similar phenomena - involving the same current polarization, electron ejection and plasma potential jumps correlated with rf bursts – and a similar harmonic structure were observed some years ago in DCX-1 and have been reported. Since those observations were made with a simple mirror field, one is led to suspect that, whatever the mode of the activity reported by you, it is perhaps the same and involves strong coupling to electrons - but is independent of magnetic field gradient.

D.A. PANOV: In Ogra II, Phoenix II and in your experiment, bursts of cyclotron radiation alternate with periods of relatively quiet containment without cyclotron instability. Have you any explanation for this?

C.C. DAMM: We believe that the action of the instability has altered the distribution functions sufficiently to raise the threshold density for instability above the plasma density. The replacement of ions and electrons by continued injection then (after a quiet period) results in a renewal of the unstable activity as the distribution function again becomes unfavourable.

V.A. CHUYANOV: Why are the narrower plasma energy distributions obtained upon injection of the spread-energy beam more stable than the "broad" distributions produced by the instability itself?

C.C. DAMM: They are not. However, near the threshold density the injected spread-energy beam can result in stabilization. At a density well above the threshold value, the broad distribution produced by the instability is much broader than the injected distribution and the injected spread-energy beam is then ineffective in producing stabilization.

ION CYCLOTRON INSTABILITIES AND THE EFFECT OF MICROWAVE HEATING IN THE PHOENIX II MAGNETIC WELL

J. G. CORDEY, G. KUO-PETRAVIC, E. G. MURPHY, M. PETRAVIC, D. R. SWEETMAN AND E. THOMPSON
UKAEA, CULHAM LABORATORY, ABINGDON, BERKS, UNITED KINGDOM

Abstract

ION CYCLOTRON INSTABILITIES AND THE EFFECT OF MICROWAVE HEATING IN THE PHOENIX II MAGNETIC WELL. In the PHOENIX II neutral-injection experiment the plasma density is limited by an instability associated with the ion gyrofrequency and its harmonics. The harmonic number increases with density, a given harmonic occurring over only a narrow range.

The behaviour has been compared with an infinite-geometry theoretical treatment of the instability driven by the non-Maxwellian nature of the ion velocity distribution resonantly interacting with an electron plasma wave. This gives reasonable agreement with the experimental threshold densities but does not account for more detailed behaviour. A finite geometry treatment has been developed which takes into account the variation of magnetic field along the plasma and the finite length. This accounts for the variation of the instability amplitude with density and the detailed line splitting.

Microwave heating at the electron gyrofrequency suppresses instabilities in the higher harmonics of the ion gyrofrequency but introduces an instability at the fundamental which persists over a wide range of density. These results are compared with the expectations of existing theory which suggests the hot electron version of the ion velocity space instability to be the most likely one present.

Considerable ion-energy spreading and loss of plasma is associated with these instabilities. Direct measurements of the losses show that these are all accounted for by $v_{\parallel}/v_{\perp}$ diffusion, the radial loss being at least an order of magnitude lower. In the heated plasma the loss rate appears to be somewhat less but considerable energy spread nevertheless occurs. The central hot ion density is increased by a factor of two, apparently by additional plasma trapping.

1. INTRODUCTION

In the past few years many experiments in mirror geometry have demonstrated the suppression of low frequency instabilities by the addition of multipole stabilising fields. Many of these experiments are now encountering microinstabilities which give rise to oscillations at the ion gyrofrequency and its harmonics [1],[2],[3]. These instabilities take on a different detailed appearance in different devices and, though the energy source is thought to be the non-Maxwellian nature of the ion velocity distribution, there has been little identification with specific modes.

One such instability which has been identified with some certainty in simple mirrors is the negative mass instability [4][1] which depends only on ion-ion coupling, the wave being unstable when $\partial^2 B/\partial r^2 < 0$. It is suppressed by sufficient energy spread [4][5] and by the reversed magnetic field gradient in magnetic well geometry [5].

Another class of instabilities, first discussed by Harris [6] and extended by many other workers, depends on a resonant coupling between the ions and an electron plasma wave. The appearance of the insta-

bilities in many high energy injection experiments suggests that this mode is present, though identification is not certain, partially because of the inadequacy of theoretical treatments which assume infinite homogeneous plasmas [7].

In Section 3 of this paper the properties of the instability present in the PHOENIX II experiments are described and compared with a finite geometry treatment developed by Cordey [8].

Section 4 discusses the results of an experiment on heating the electrons using microwaves and compares the results with theoretical predictions. In particular a different ion cyclotron instability is generated in these experiments which appears to be somewhat at odds with the expectations of existing theory.

In Section 5 the experimental consequences of these instabilities are discussed. Particle losses are shown both by lower densities than those expected with the known particle trapping mechanisms and also by direct observation of the lost particles. The loss appears to be mainly by diffusion in velocity space rather than diffusion in radius and is strongly correlated with the amplitude of the micro-instabilities. The addition of microwave heating has an effect on the particle losses and also enables higher hot ion densities to be obtained.

2. EXPERIMENTAL APPARATUS

The detailed experimental arrangements of the PHOENIX II apparatus have been described elsewhere [1]. The magnetic field is produced by the addition of a quadrupole cusp field to a simple mirror. A quadrupole field 1.5 times that required to remove the negative radial gradient was used for the experiments described here. The central field for most of the experiments was 11 kilogauss so that 8 mm microwave heating could be used, though fields up to 17 kilogauss are available.

The plasma is produced by ionization of a beam of 20 keV neutral atoms as they cross the magnetic field. The main contribution comes from field ionization due to the Lorentz $\vec{v} \times \vec{B}$ field though, as will be seen later, collisions with the plasma particles contribute significantly. In the absence of instabilities the ions are lost by charge exchange on the background gas. The particle density may be varied over a wide range by changing either the incident beam intensity or the gas pressure.

The plasma density is determined by measuring the current of slow ions out of the mirror with a small collector mounted just outside the mirror. Three grids which may be biased to select ions or electrons and measure their energy, are mounted in front of the collector. The slow ion current is the sum of that due to charge exchange and that due to ionization by the ions and electrons along a flux tube. Determination of the latter contribution demands a knowledge of the electron velocity distribution. However for helium and hydrogen this contribution never amounts to more than 50% of the charge exchange rate and the errors in estimating this are consequently not serious. The densities integrated along a flux tube are converted into an average density using an effective plasma length computed from the injected distribution.

The density averaged over the plasma volume is determined using a large scintillation detector which samples the fast neutral emission from the whole plasma. Local densities in velocity and real space are sampled with a set of collimated fast neutral atom detectors. Extensive computations have enabled the output from these detectors to be compared with that expected from the injected distribution.

In order to increase the accuracy of relative density measurements it has been found convenient to inject a known gas pressure near the end of the experimental pulse using a fast acting gas valve [16]. Thus the measurement of density at low gas pressure may be compared with that in a known high pressure stable regime within each pulse.

The energy spectrum of the neutral particles emitted through one of the collimated channels has been measured with a solid state detector and also with a scanned electrostatic analyser.

Electrostatic oscillations near the ion gyrofrequency and its harmonics are detected using 1 cm diameter plates mounted 8 cm from the magnetic field axis. Associated currents in the plasma are detected using balanced loop aerials. These signals are normally transmitted to fast scanning frequency spectrum analysers, or through filters to detector circuits.

All the data channels can be fed on-line to a LINC-8 computer which samples up to 24 analogue channels at predetermined rates. Standard data processing, including subtraction of standing voltages, normalisation and averaging is carried out either on-line or after the pulse.

3. DISCUSSION OF EXPERIMENTAL RESULTS - UNHEATED CASE

The general character of the oscillations in magnetic well geometry have been described elsewhere [1] [5] [7]. In summary: at densities above 10^9 cm^{-3}, oscillations in potential and current appear near the ion gyrofrequency. As the density is increased the oscillations transfer to the second and, at the highest densities obtainable, the third harmonic of the gyrofrequency. A complex line structure is observed at each harmonic based on a difference frequency of 2-3 MHz.

Some simplification of the analysis of the experimental data has been achieved by discounting the detailed structure, which is clearly dependent on the exact mode; this was done by selecting the signal at each harmonic using band pass filters, detecting, and integrating over a period of about 0.5 seconds. By varying gas pressure between pulses the average amplitude may be determined as a function of plasma density. Fig.1 shows the results of such an analysis plotted as a function of ω_{pe}/ω_{ci}. In this figure the experimental amplitudes are compared with growth rate calculations on the basis of an infinite geometry theory of Beasley and Cordey [9].

This theory assumes an infinite homogeneous plasma and an ion velocity distribution of the form

$$f(v) = A\, v_\perp^{2j}\, e^{-\frac{v_\perp^2}{\alpha_\perp^2} - \frac{v_\parallel^2}{\alpha_\parallel^2}}$$

i.e. the parallel ion velocity distribution is gaussian and the perpendicular distribution is peaked at a velocity $\alpha_\perp j^{\frac{1}{2}}$ and has a width decided by j. The electron distribution is assumed to be Maxwellian with a temperature T_e.

At low electron temperatures and the densities appropriate to this experiment, instability occurs when the ions are able to give energy to a resonant plasma wave with wave vector at an angle to the magnetic field such that

$$\omega = \frac{k_{\parallel}}{k} \omega_{pe} = n\, \omega_{ci}$$

The range of $k_\perp$ is decided by the requirement to take energy from the ions and $k_{\parallel}$ is limited only by ion or electron Landau damping.

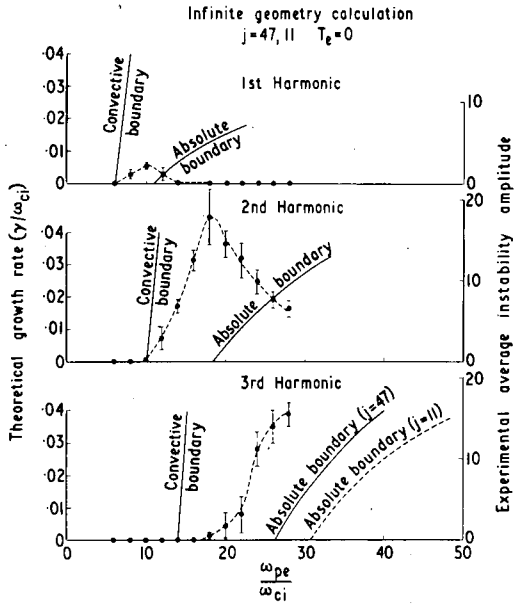


FIG.1. Comparison of average amplitude of instability with theoretical growth rates for infinite geometry.

In this infinite geometry model the unstable wave may be either convective or absolute. Growth rates appropriate to each of these cases are shown in Fig.1. In calculating the convective growth rate it has been assumed that the plasma ends are perfectly reflecting (this represents the maximum possible growth rate).

As may be seen the experimental density thresholds are predicted with reasonable accuracy by the theory. However, the suppression of the lower harmonics at high densities is not. Consideration of the maximum wavelength parallel to the field lines ($\lambda_{\parallel}$) that will fit into the plasma length should lead qualitatively to the upper density bounds on the various harmonics. However, when reasonable wavelength restrictions are inserted into the infinite geometry theory it is not possible to find completely self-consistent unstable regimes, especially for the lower harmonics. In particular a choice of parallel

ion 'temperature' ($\alpha_{\parallel}$) that is consistent with the $\bar{v}_{\parallel}$ in the median plane leads to an impossibly long $\lambda_{\parallel}$ [7].

Encouraged by the success of the infinite geometry theory in predicting the threshold densities, a finite geometry theory has been developed. A detailed account of this will be given elsewhere [8] but the conclusions are summarised briefly here. Lowest mode perturbations in the axial direction are considered since it is for these that the departure from infinite geometry is most noticeable. In this case the role of the spread in $k_{\parallel} v_{\parallel}$ which provides Landau damping in infinite geometry is taken over by the spread in ω_o (where ω_o is the mirror bounce frequency).

For the high energy ions this bounce frequency is dominated by the magnetic forces. In a parabolic magnetic well $B = B_o(1 + z^2/z_o^2)$, the bounce frequency is $v_{\perp}/z_o$ and Landau damping arises from the spread in $v_{\perp}$ rather than $v_{\parallel}$ as infinite geometry theory would predict. In PHOENIX II, for $v_{\perp} \approx 2 \times 10^8$ cm/sec, $z_o \approx 11.5$ cms, and $\omega_o/2\pi$ is between 2 and 3 MHz over the range of velocity and real space occupied by the plasma. Also for realistic distributions in $v_{\perp}$, $f(\omega_o)$ is not a monotonically decreasing function as is $f(v_{\parallel})$ and this results in frequencies $n\omega_{ci} \pm \ell\bar{\omega}_o$. The growth rate is maximum when $\ell = 0$ and decreases as ℓ increases; symmetric axial modes give rise to even values of ℓ and antisymmetric modes to odd values of ℓ. Thus, the complex line splitting observed experimentally appears as a natural consequence of the finite geometry theory.

For a finite plasma, electron Landau damping acts through the spread in the electron bounce frequency (ω_e). This frequency is governed partially by magnetic forces and partially by any electrostatic potential well that may be present. On the assumption of a parabolic distribution for both magnetic field and electrostatic potential the electron bounce frequency is given by $\omega_e = (v_{\perp}^2/z_o^2 + 2\phi_1 e/mz_1^2)^{\frac{1}{2}}$ where ϕ_1 is the electrostatic potential at z_1. In this special case the electrostatic well contribution is velocity independent, except in as much as ϕ_1 is decided by T_e. If it is assumed that all the potential drop takes place at the ends, a square well approximation is appropriate and the bounce frequency is $\pi v_{\parallel}/2z_1$ and the situation closely resembles infinite geometry. The true situation is likely to lie between these two approximations.

In practice the above considerations can lead to an effective damping term which is either considerably greater or considerably less than that calculated from infinite geometry theory depending on the dominance or otherwise of the magnetic term and the ratio of $v_{\parallel}$ to $v_{\perp}$.

Also included in the theory is the spatial variation of ω_{ci}; this leads to a reduction in the ion driving term and lowers the computed growth rates. The model does not deal with variations in the x-y plane and the plasma is assumed to be infinite in these dimensions. This is in general justified since $k_{\perp}/k_{\parallel}$ is large for these instabilities.

For comparison with the PHOENIX II experimental results the truncated Gaussian axial density profile shown in the lower half of Fig.2 has been assumed. The solution for ϕ (the perturbed potential) results in the eigenfunction shown in the upper half of Fig.2. The

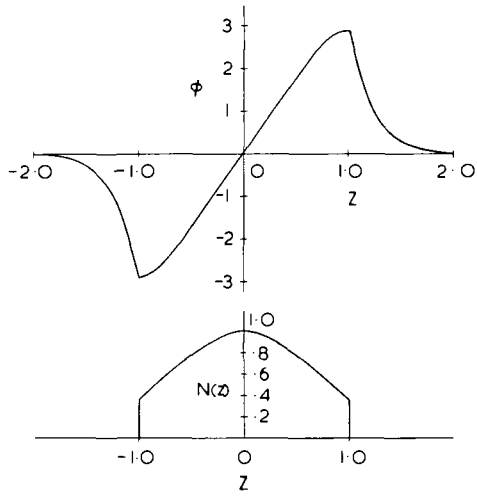


FIG.2. Assumed density distribution for the finite geometry model and the resultant perturbed potential (first eigenfunction for $k_\perp a_i = 2$).

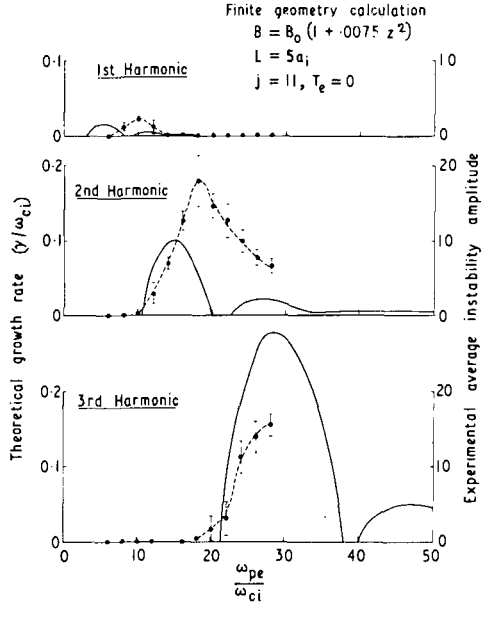


FIG.3. Comparison of average amplitude of instability with theoretical growth rates for the finite geometry model.

computations use a perpendicular distribution given by j = 11 (i.e. 72% width at half maximum). This is consistent with the measured distributions at high density but leads to a somewhat underestimated driving term for the conditions of the first harmonic emission.

The growth rates have been computed for each harmonic as a function of density and are shown in Fig.3 where they are compared with the experimental average amplitudes discussed previously. The general agreement in the threshold densities and the width of the unstable regimes is good considering the assumptions involved. The correlation of instability intensity with growth rate is also reasonable.

4. MICROWAVE HEATING EXPERIMENTS

A clear conclusion from both the infinite geometry and finite geometry theory of the resonant cyclotron instability discussed in the previous sections is that Landau damping introduced by raising the electron temperature has a powerful stabilising influence. To test this and to investigate other consequences a series of experiments have been carried out using 8 mm microwaves which may be arranged to resonate with the electron cyclotron frequency within the magnetic well.

The microwaves were generated by a magnetron working at 33 kMHz in pulses of up to 20 kilowatts peak power lasting 0 1 to 0.3 microseconds. The repetition rate was 1 to 2 kHz and was such as to keep the mean power below 10 watts. After suitable matching the power was fed along a 3 cm oversize guide and emerged from this some 10 cms from the centre of the plasma in the median plane. The electric field was arranged to be perpendicular to the magnetic field. A 10 watt CW extended interaction oscillator has also been used but no essential difference was observed in the behaviour reported here and so the data has been taken using the pulsed magnetron.

The magnetic field was held constant to within 0.5% for 3 seconds. After a period of 0.5 seconds, during which the unheated plasma behaviour could be ascertained, the microwave power was switched on for 0.5 seconds following which the fast acting gas valve was operated to raise the pressure to give a standard low plasma density stable regime.

Fig.4 shows the effect on various plasma properties of changing the resonance position in the well. For these measurements the magnetic fields were changed between pulses and the magnetron frequency was held constant. These measurements were carried out at a density near the maximum obtainable (i.e. $\omega_{pe}/\omega_{ci} \sim 23$ in the unheated plasma).

With the resonance frequency below the bottom of the well there is no detectable effect of turning on the microwaves. The most interesting regime occurs with the resonance 4% above the bottom of the well (resonant on a sphere of 2.3 cms radius). A strong enhancement is observed of the cold ion current on the axial flux tube passing through the mirrors. The cold ion current is enhanced by considerably more than that which can be explained by extra ionization due to warmer electrons (at most a factor of 1.5) indicating storage of an appreciable cold ion density.

In this regime there is also a considerable enhancement of the fast neutral atom emission indicating up to a factor of two increase in the fast ion density.

The emission at the third harmonic of the ion cyclotron frequency is completely suppressed and the emission at the second is partially suppressed. However the first harmonic emission is greatly enhanced.

This regime has been investigated in more detail and the results will be discussed in the following sections. First, however, the conditions necessary to create the cold plasma component are discussed.

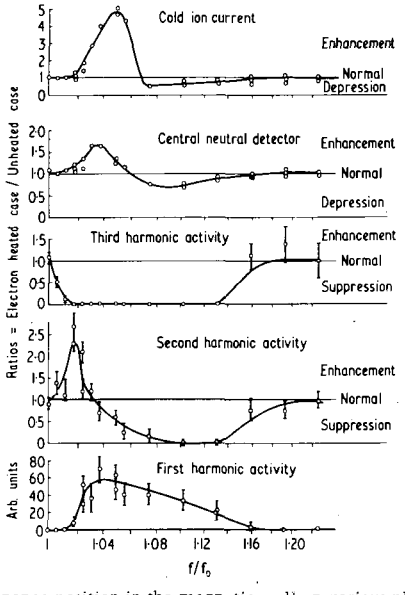


FIG.4. The effect of resonance position in the magnetic well on various plasma properties. ω_{pe}/ω_{ci} of the unheated plasma was about 23. "Enhancement" and "suppression" or "depression" refer to changes in the properties from the "normal" unstable case.

Conditions for Plasma Potential Reversal and Cold Ion Trapping

When the electron density, given by the balance of the production rate by ionization and loss by electron-electron scattering, exceeds the fast ion density the plasma potential should become negative and cold ions should be trapped. Under these conditions an appreciable cold ion density can be produced, limited only by the electron-electron scattering rate determined by the equilibrium electron temperature; the cold ion production rate is that appropriate to the enhanced electron density. Also, the fast atom trapping rate and hence fast ion density is decided by a combination of Lorentz trapping and the ionization of the beam by the hot and cold plasma components.

The relevant coupled equations have been solved numerically and the expected plasma potential and fast and slow ion densities computed. T_e was regarded as a parameter as it is difficult to decide on a satisfactory model for the microwave heating mechanism. These computations show that potential reversal occurs even for the lowest pressures obtained if $T_e > 750$ eV and this condition is probably satisfied in the microwave heated regime discussed here.

On the assumption that the slow ion current detected in the mirrors originates by ionization along the corresponding flux tube, the measured slow ion current may be translated into a total electron density using the known cross sections for slow ion production by electron ionization.

$$I_s = n_o \left[n_e \overline{\sigma_e v_e} + n_F \left(\overline{\sigma_x v_F} + \overline{\sigma_i v_F} \right) \right]$$

where n_e, v_e are the electron density and velocity

n_F, v_F the fast ion density and velocity

n_o the background gas density

σ_e, σ_i, σ_x the cross sections for ion production by electrons, fast ions and charge exchange.

n_o is determined from the fast ion decay time. An assumption is required as to the electron temperature. However, the value of $\overline{\sigma_e v_e}$ is not sensitive to this assumption for values above 100 eV.

Effect of Background Pressure Change

The background pressure was varied over nearly two orders of magnitude by admitting helium gas. Fig.5 shows the resulting total electron density during the microwave heating period plotted against the central hot ion density determined from the neutral emission measurements. The latter is approximately inversely proportional to the gas pressure.

Recent measurements have shown that the cold ion density may fall very rapidly with radius, perhaps by a factor of two per centimetre. The quoted electron densities refer to those averaged over the first centimetre.

There are two distinct regimes. In regime A the cold ion density is approximately proportional to the hot ion density (and is about a factor of 14 higher) and in regime B the cold ion density falls slowly with increasing hot ion density. On the above theoretical considerations the behaviour in regime B is accounted for by a constant T_e (in which case the slow ion production rate is inversely proportional to pressure). In regime A it is necessary to assume that T_e is rising as the pressure decreases. Qualitative considerations indicate that this behaviour is reasonable but a detailed theory of the microwave heating mechanism would be necessary to give a quantitative explanation.

Instabilities in the Microwave Heated Plasma

In showing the effect of varying density on the instabilities it is useful to separate the two regimes of Fig.5. Fig.6 shows the behaviour in regime A of the amplitudes of the three harmonics of ω_{ci} plotted against ω_{pe}/ω_{ci} (where ω_{pe} is evaluated using the total electron density). In this regime the cold and hot ion densities are increasing together.

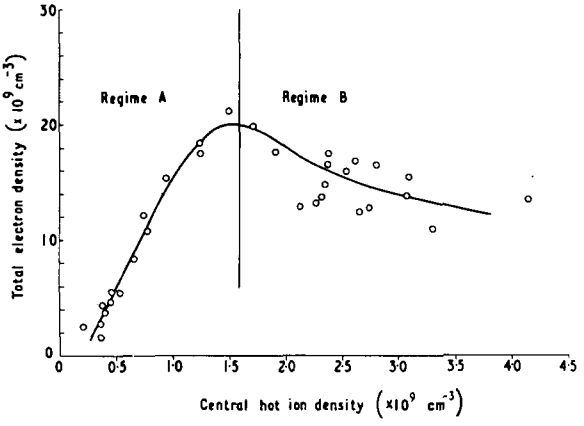


FIG.5. Total electron density, averaged over the first centimetre of radius, for microwave-heated plasma as a function of central hot-ion density.

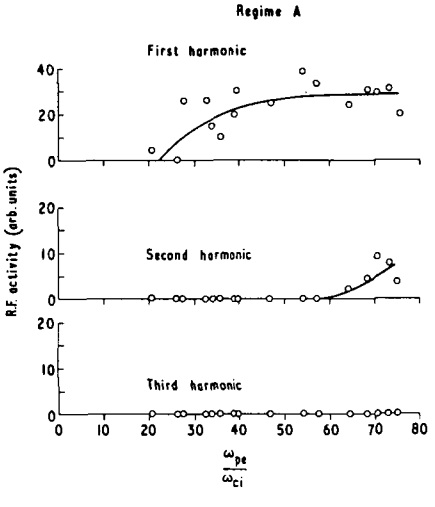


FIG.6. Amplitudes of the three harmonics of ω_{ci} as a function of ω_{pe}/ω_{ci} for microwave-heated plasma. In this regime the ratio of cold to hot ion density is approximately constant and ≈ 14.

The behaviour of the instability is qualitatively different from that in the unheated plasma. Strong first harmonic emission is observed over a wide range of density and microwave power. This is in strong contrast to the unheated plasma instability where the emission in a given harmonic occurs over a narrow range of density. Also the second harmonic emission occurs only at the highest densities and the third harmonic emission is completely absent.

In all instabilities which depend on the non-Maxwellian nature of the hot ion distribution the driving term and hence the growth rate is proportional to the hot ion density. In regime B the hot ion density

is varying but the total density is remaining essentially fixed (at ω_{pe}/ω_{ci} = 60-70). Fig.7 shows the behaviour at the harmonics of ω_{ci} in this regime. The emission at ω_{ci} and $2\omega_{ci}$ are both rising functions of the hot ion density at constant ω_{pe}. This strongly indicates that the hot ions provide the driving term.

The frequency of the first harmonic emission is close to ω_{ci} and $\omega_{ci} + \omega_o$, the power alternating between the two in an irregular way. The emission at any one time appears to be a rather narrow band (< 0.2 MHz wide) though occasionally the two frequencies are present together.

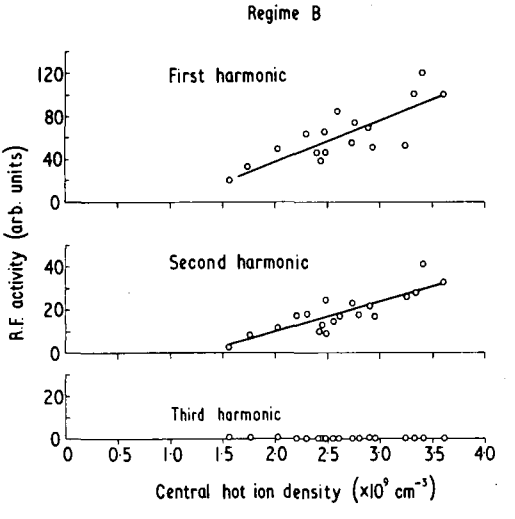


FIG.7. Amplitudes of the three harmonics of ω_{ci} as a function of hot ion density for microwave heated plasma. In this regime the total density is approximately constant with $\omega_{pe}/\omega_{ci} \approx 60\text{-}70$.

The possibility that the second harmonic emission is generated from the first by non-linearities in the plasma has been investigated by detailed comparison as a function of time and by X-Y display of the amplitudes. In general the two harmonics appears to be mutually exclusive; for brief periods the second harmonic emission can achieve an electric field amplitude of 20 times that of the first. It does not appear, therefore, that the second harmonic is produced non-linearly from the first.

Preliminary measurements have been made of the growth rates of the instability bursts in the microwave heated plasma. The first harmonic was separated with a band pass filter and was displayed on a fast oscilloscope triggered every 2 milliseconds, the traces being recorded on fast moving film. For the 10 examples analysed the maximum growth rate was $1.5 \times 10^{-3}\ \omega_{ci}$ (at $\omega_{pe}/\omega_{ci} \sim 70$).

Comparison with Instability Theory

Both the finite and the infinite geometry theory predict that the simple resonant cyclotron instability discussed in Section 3 should be Landau damped by a quite moderate electron temperature. In the

conditions of reversed plasma potential, and when $-e\phi_1 \ll T_e$, the magnetic forces dominate and the electron bounce frequency is given by $\omega_e = v_\perp/z_o$. As $T_{e\perp}$ is raised we would expect the resonant modes to be heavily damped successively in the first three harmonics (ω_e is approximately equal to ω_{ci} when $T_{e\perp} = 400$ eV).

Though in the experiment the successive damping is confused by the presence of the new instability it is clear that in the heated plasma the form of the instability resonant in density is no longer present.

In the microwave heated plasma the driving term of the instability is clearly associated with the hot ions and the infinite geometry theory suggests three possibilities:

(i) The drift loss-cone instability discussed by Rosenbluth and Post [10] which depends on the presence of a density gradient. Computations show that the density threshold for this instability on the infinite geometry assumption is never below $\omega_{pi} = \omega_{ci}$. The experimental results indicate strong first harmonic activity for $\omega_{pi}/\omega_{ci} = 0.25$. The strong preponderence of the first harmonic is however predicted by this theory.

(ii) A two component instability which depends on the presence of cold ions [11][12]. Again the infinite geometry theory predicts this should not occur much below $\omega_{pi} = \omega_{ci}$. Also when the resonance zone is raised in the magnetic well the cold plasma component is greatly reduced but the first harmonic emission still persists. More theoretical and experimental work will be required before a definite statement can be made about this instability.

(iii) The hot electron instability [11]. This instability has been investigated in some detail using infinite geometry theory. It depends on the electrons being sufficiently hot for them to act as a dissipative rather than a reactive medium (as is the case with the cold electron plasma) i.e. $k_{\parallel} v_{\parallel e} \gtrsim \omega_{ci}$. This leads to a non-resonant density behaviour.

Growth rates have been computed for conditions appropriate to PHOENIX II. They are relatively insensitive to T_e over a broad range provided the above inequality is satisfied. For an assumed value of $T_e = 1$ keV and a ratio of the slow to fast ion components of 14, the growth rate of the first harmonic becomes greater than $10^{-4}\ \omega_{ci}$ at the experimental threshold of $\omega_{pe}/\omega_{ci} = 22$ and for $\omega_{pe}/\omega_{ci} > 50$ is essentially independent of density at a value of $5 \times 10^{-4}\ \omega_{ci}$. This is to be compared with the maximum observed growth rate of 1.5×10^{-3}. In addition, the infinite geometry theory predicts instabilities at the second and higher harmonics with similar threshold densities and growth rates which increase with harmonic number. These instabilities are not observed experimentally.

However, the theory assumes a Maxwellian velocity distribution for the electrons and the instability is sensitive to this assumption. It depends on the negative value of $\partial f(v_{\parallel})/\partial v_{\parallel}$ near $k_{\parallel} v_{\parallel} = n\omega_{ci}$. Presumably in finite geo-

metry this requirement becomes $\partial f(\omega_e)/\partial\omega_e$ near $\omega_e = n\omega_{ci}$. Clearly non-Maxwellian distributions will profoundly affect the growth rates in the various harmonics. Indeed, if the electron distribution produced by microwave heating is similar to that predicted by Guest [13], which has a minimum in $f(v_\perp)$, $\partial f(\omega_e)/\partial\omega_e$ may be positive for the higher harmonics.

In summary then, the instability present in the microwave heated plasma has many of the characteristics of either the hot electron, ion loss-cone driven instability, or a two component instability due to the presence of cold ions. However, these instabilities are likely to be profoundly affected by the non-Maxwellian electron velocity distribution and finite geometry considerations, particularly the sharp radial density gradient in the cold plasma, and positive identification must await further experimental and theoretical work.

5. PLASMA TRAPPING AND LOSSES

In this section the build up of hot ion density is compared with that expected and the particle losses are compared with the axial and radial losses determined by direct measurement.

In order to simplify the interpretation of plasma distribution changes, the injected plasma distribution was computed from the known beam trajectory and dimensions, due allowance being made for the finite Larmor orbit of the ions, and the guiding centre distribution was plotted on a diagram of $v_{\parallel}/v_\perp$ against radius (determined where the particle orbit crosses the median surface at 45° to the cusp line). In this way a rather complex plasma distribution was reduced to a two-dimensional plot, the only assumption being that the energy of the particle was not an important variable.

The hot ion density in local regions of velocity and real space were measured using collimated neutral atom detectors as discussed in Section 2. A computer program was developed which enabled a given collimating system to be translated into sensitivity contours on the standard $v_{\parallel}/v_\perp$, radius diagram. These sensitive regions were found to be quite localised and it is therefore reasonable to assign a unique coordinate to each detector. These calculations are described in detail in reference [14].

For a given beam intensity and under equilibrium conditions the Lorentz trapping contribution should give a neutral emission which is independent of background gas pressure. This emission was measured using the standard high pressure, low density stable regime at the end of the magnetic field pulse (see Section 2) and all the data was referred to this. This gives a somewhat more reliable result than computing the value of the product of neutral beam intensity and fast ion decay time ($I_o\tau$) to which it is equivalent.

Figs 8, 9 and 10 show the variation with gas pressure of the density measured by several neutral detectors as a function of the density expected on the basis of simple Lorentz trapping; results with and without microwave heating are shown. Fig.11 gives a similar plot for the slow ion current along an axial flux tube through the mirrors (which in the unheated case is a measure of the axial line density;

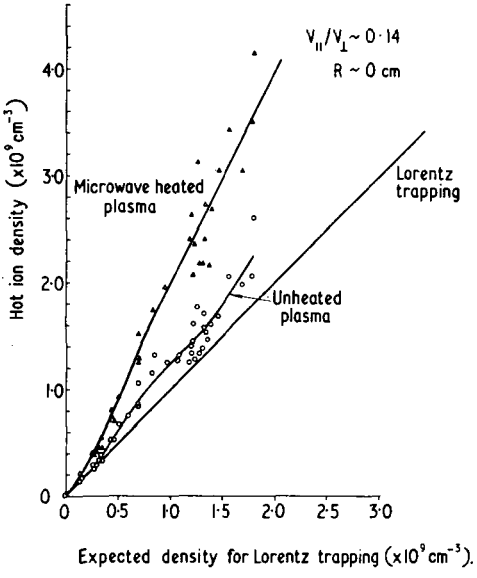


FIG.8. Variation of hot-ion density with the value expected from Lorentz trapping for unheated and microwave-heated plasma. The neutral detector is sensitive to fast particles at R ~ 0 and $v_{\parallel}/v_{\perp} \sim 0.14$ (see Figs 12 and 13).

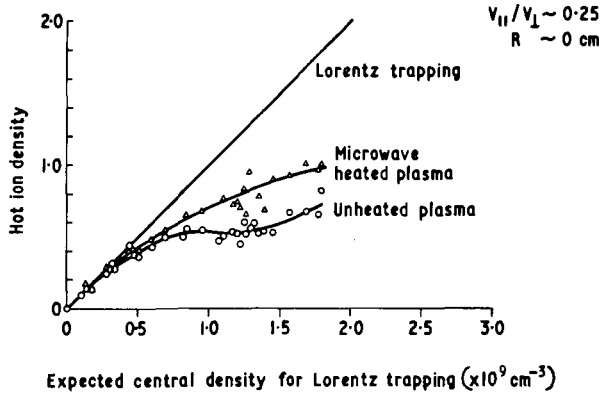


FIG.9. Variation of hot-ion density with the value expected from Lorentz trapping for unheated and microwave-heated plasma. The neutral detector is sensitive to fast particles at R ~ 0 and $v_{\parallel}/v_{\perp} \sim 0.25$.

in the heated case this current is greatly enhanced by the slow ion plasma and is not of significance for the present discussion).

Figs 12 and 13 show the $v_{\parallel}/v_{\perp}$ versus radius diagrams. The dotted contours are the contours of hot ion density (not guiding centre density) appropriate for the injection conditions. The small outlined regions are those appropriate to the neutral emission detectors used. The percentages attached to them show the increase or

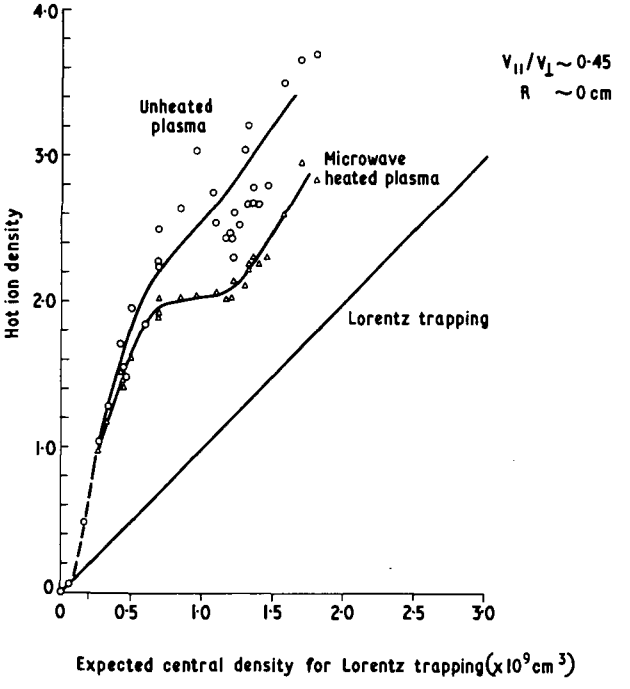


FIG.10. Variation of hot-ion density with the value expected from Lorentz trapping for unheated and microwave heated plasma. The neutral detector is sensitive to fast particles at $R \sim 0$ and $v_{II}/v_{\perp} \sim 0.45$.

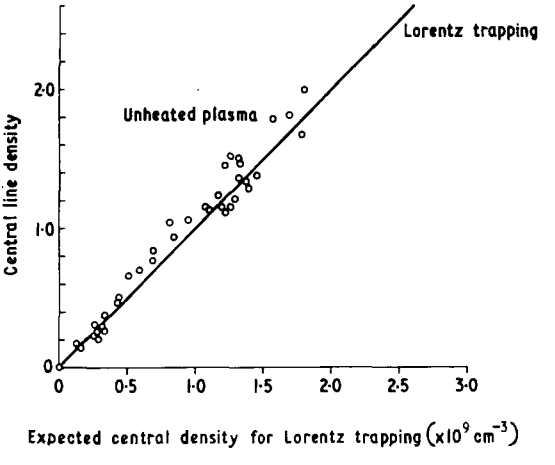


FIG.11. Variation of central line density with the value expected from Lorentz trapping for an unheated plasma. The line densities were calculated from measurements of cold-ion current through the mirrors.

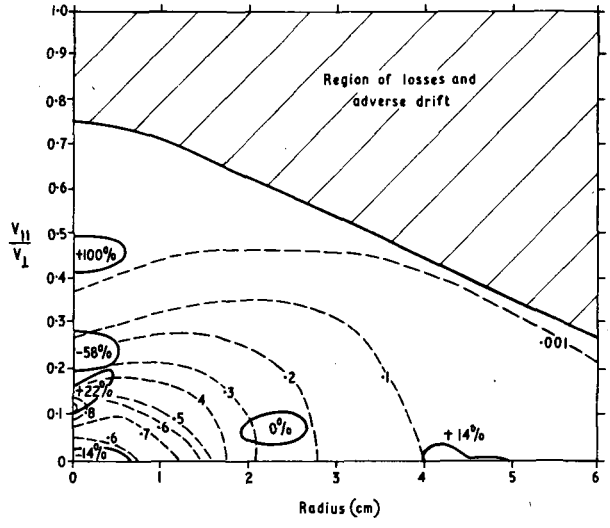


FIG. 12. Calculated density contours in $v_{II}/v_{\perp}$, R space and the measured percentage change in local densities, for an unheated plasma, from the expected from Lorentz trapping alone. The expected central plasma density was 1.6×10^{9} cm^{-3}.

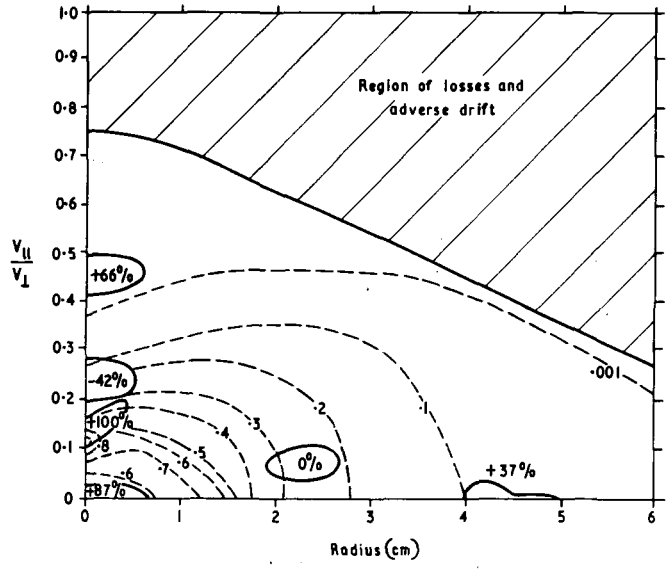


FIG. 13. Calculated density contours in $v_{II}/v_{\perp}$, R space and the measured percentage change in local densities, for microwave-heated plasma, from that expected from Lorentz trapping alone. The expected central plasma density was 1.6×10^{9} cm^{-3}.

decrease in the signal over the Lorentz trapping value evaluated at 1.6×10^9 cm^{-3}.

The large fast neutral detector that essentially averages the whole plasma shows a loss of approximately 30% under these conditions.

It is clear that both enhancement and loss of plasma density over the Lorentz trapping value can occur and it is convenient to discuss these separately.

Plasma Trapping

Some evidence for additional beam ionization by plasma already trapped was discussed in an earlier paper [1]. The expected contribution has since been evaluated by Berkner, King and Riviere [15] and extensions of this work have enabled the contribution in the PHOENIX II geometry to be estimated. A parabolic radial density profile was assumed, falling to zero at a chosen radius. The beam and plasma were assumed to be infinitely long in the z-direction. The trapping rate for fast atoms was computed for a given electron density and temperature, due allowance being made for cascade ionization and ionization by Lorentz trapping.

The results of this may be compared with the experimental enhancement ratio of the signal from the neutral detector measuring the central density. Fig.14 shows this ratio plotted as a function of the total electron density for the unheated and for the microwave heated plasma. Shown also are the computed enhancement ratios for two plasma radii appropriate for the fast and slow ion components of the plasma and the computed enhancement for the microwave heated plasma where $n_s = 14\ n_F$. With this condition the contribution to trapping from the fast and slow components is approximately equal. It would appear that the theory underestimates the hot ion enhancement by about a factor two in the low density stable regime. This is reasonable considering that it does not allow for non-uniformities in the z-direction and the effects of the finite Larmor radius are not properly taken into account.

At the density threshold for instabilities, the experimental graphs in Fig.14 show an abrupt change of shape, indicating the loss or redistribution of particles. At the highest densities about a factor of two loss is indicated for the microwave heated plasma and somewhat more loss in the unheated case.

Plasma Losses

The neutral particle detector results indicate a redistribution of plasma, somewhat confused by the contributions from plasma trapping. The correlation of this redistribution with the microinstability emission in the unheated plasma has already been pointed out in a previous paper [7]. Fig.15, taken from that paper, illustrates this correlation with the onset in the various harmonics of ω_{ci}. A detailed time correlation with the instability bursts was also observed. Also the energy spectrum of the fast ions was observed to be spread by about 15 keV at 20 keV mean value at maximum density.

In the microwave heated plasma similar reductions in neutral emission correlated with bursts of first harmonic activity are observed

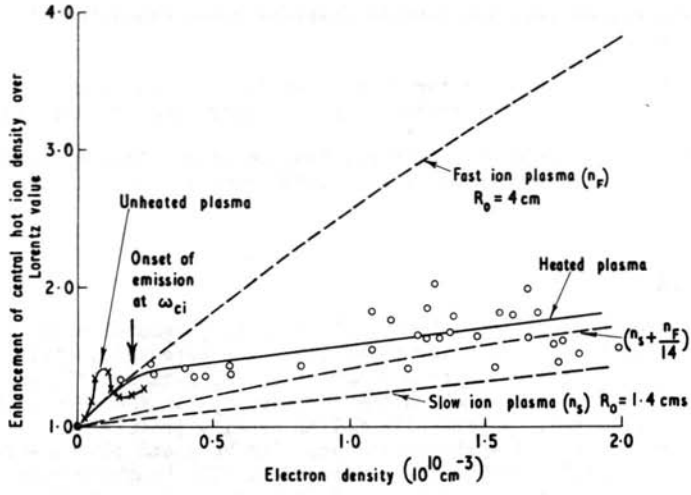


FIG.14. Comparison of hot-ion trapping with theoretical expectations for unheated and microwave-heated plasma. The threshold for the onset of ω_{ci} for the heated plasma is shown.

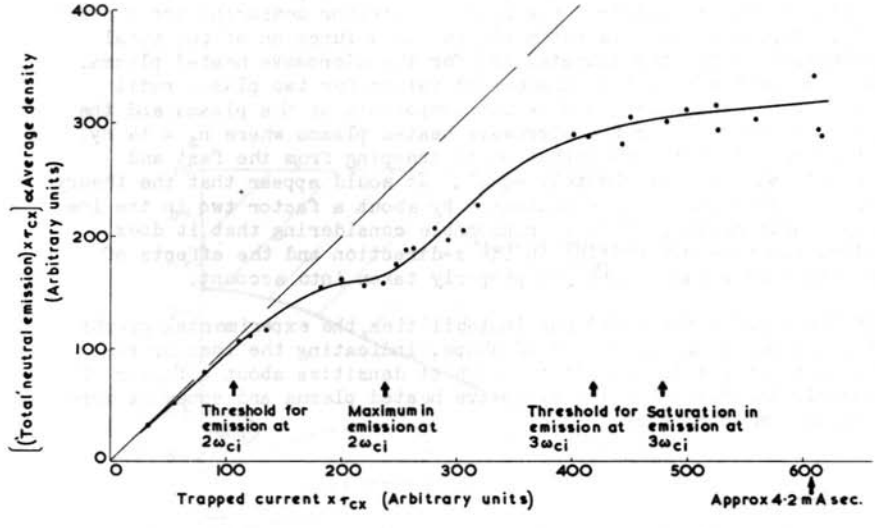


FIG.15. Correlation of average ion density with thresholds for RF emission.

though the reductions appear to be somewhat less severe. The energy spread of the hot ions is observed to be large in this case also and a 16 keV width with a mean energy of 20 keV is observed at maximum hot ion density.

In Figs.12 and 13 the behaviour of the neutral detectors which look at various $v_{\parallel}/v_{\perp}$ at R = 0 are particularly interesting. Some appreciable spread in $v_{\parallel}/v_{\perp}$ is indicated, the outermost detector at $v_{\parallel}/v_{\perp}$ = 0.45 which normally sees little plasma, being much enhanced.

Direct Measurement of Losses

The loss of particles from the plasma during instabilities has been observed directly by measuring the current to a 1 cm x 0.5 cm copper plate. The plate could be moved into a series of positions parallel to and 5 cm above the median plane and was biased so as to repel electrons. The output was taken to an integrating circuit enabling the ion currents to be distinguished from displacement currents due to electrostatic potential changes, which of course integrate to zero charge. Although simple, this system appeared to behave very well and gave consistent results.

The currents measured by this probe were a direct function of instability activity, being essentially zero for a stable plasma. Fig.16 shows the detailed time correlation of the current measured in this way with the instability R-F field amplitude and the electrostatic potential measured using a probe electrostatically coupled to the plasma. The correlation of the ion current with the electrostatic potential is remarkably good.

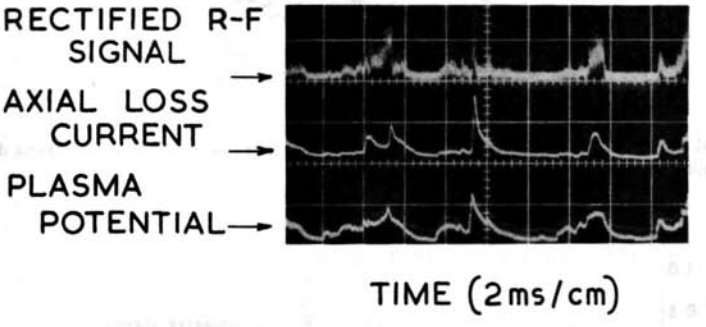


FIG.16. Time correlation of axial loss current with instability amplitude and electrostatic potential.

When translated into $v_{\parallel}/v_{\perp}$, R coordinates, the positions of the plate were as indicated in the bottom half of Fig.17. The upper part of the same figure shows the integrated currents as a function of position for the unheated plasma at maximum density.

Also shown in Fig.17 is the region of $v_{\parallel}/v_{\perp}$, R space where the computed grad B drift of the ions ceases to behave in a well ordered way and the particles drift out to the walls. This represents the effective edge of the magnetic well. The sharp rise in the loss current as the plate is moved in, occurs as it encounters particles with well behaved drift surfaces. Presumably in the absence of the plate these particles diffuse into regions of complex drift behaviour and are lost to the walls.

That the plate is receiving hot ions has been demonstrated by inserting a similar plate through a diametrically opposite port. When this second plate interrupted the appropriate drift surfaces the current to the first plate was cut off. Slow ions are lost along the field lines long before they precess 180° to the plate and would not exhibit this behaviour. The sharpness of the cut off enabled the diffusion rate in $v_{\parallel}/v_{\perp}$ to be estimated and this gave a value between

60 and 300 milliseconds for the mean loss time which is in good agreement with the loss time of 200 milliseconds calculated from the neutral detector signal.

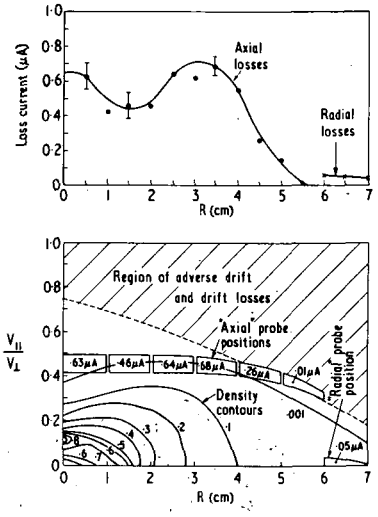


FIG.17. Axial and radial hot-ion losses as a function of radius. The lower portion shows plasma density contours and probe positions in $v_{\parallel}/v_{\perp}$, R space.

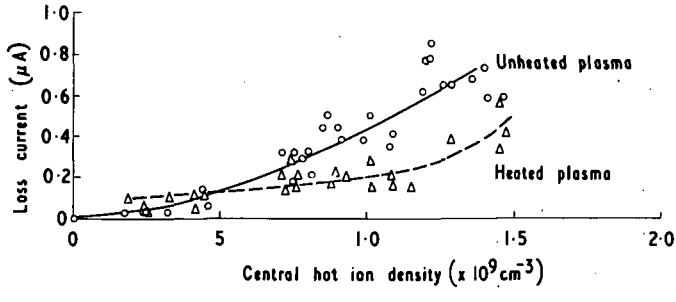


FIG.18. Variation of axial hot ion losses with central hot-ion density for unheated and microwave-heated plasma. Axial loss probe position: R = 3 cm.

It was found, using an 8 cm long plate which measured the total loss current, that this was equal to about half the calculated total trapped current which again is in agreement with the losses estimated from the deviation of the neutral detector signals.

The total current observed and the distribution with radius are consistent with diffusion in $v_{\parallel}/v_{\perp}$. The radial diffusion has been checked more directly by inserting a probe radially in the median plane. Care was necessary to shield the probe from the injected beam. The current received by this probe is shown also in Fig.17.

It would appear from these measurements that the radial losses are lower by at least an order of magnitude than the losses by diffusion in $v_{\parallel}/v_{\perp}$.

The variation of axial losses with density was investigated both for the unheated and the microwave heated case and is shown in Fig.18. Microwave heating reduces losses over most of the density range but the effect appears to be less at the highest densities. Also the losses are roughly proportional to density in the unstable region, meaning that the loss time is almost independent of density, in agreement with the results obtained using a total neutral detector.

It is not possible at this time to say definitively whether the scattering occurs in $v_{\perp}$ alone or also in $v_{\parallel}$ but the observed perpendicular energy spread is sufficient to account for the losses.

6. CONCLUSIONS

There seems now to be considerable evidence that the instabilities observed in the unheated PHOENIX II plasma are a finite geometry version of the instability driven by the non-Maxwellian nature of the ion perpendicular velocity distribution resonantly interacting with an electron plasma wave. The wavelength measurements referred to in reference [7], the growth rates and, most important of all, the behaviour of the harmonic emission as the density is varied are all consistent with this interpretation. The detailed structure of the harmonic emission appears naturally from the finite geometry treatment and the repetitive bursts are probably associated with the interplay of electron temperature, electron loss and plasma potential all of which affect the value of $df(\omega_e)/d\omega_e$ near $\omega_e = n\omega_{ci}$, this being crucial to Landau damping.

As expected, when the electron distribution is perturbed in a more systematic way (by microwave heating) the instability resonant in density disappears. It is replaced however by an instability at the ion cyclotron frequency which occurs at roughly constant average amplitude at least over an order of magnitude in density above its threshold. The drift loss cone instability appears to be excluded by the low density threshold ($\omega_{pi}/\omega_{ci} \approx 0.25$). The hot electron instability, driven by the non-Maxwellian ion distribution, which depends on the electrons acting as a dissipative medium, or the two-component instability due to the presence of cold ions appear as the most likely contenders.

Considerable ion energy spreading and loss of plasma is associated with these instabilities. In the unheated plasma the effective loss time is approximately 200 milliseconds and is a function of the harmonic present [7]. In the heated plasma the loss rate appears to be somewhat less but considerable energy spread nevertheless occurs. The increased central density in the microwave heated plasma appears to be mainly a result of the increased plasma trapping.

Direct measurements of the losses show that these are all accounted for by $v_{\parallel}/v_{\perp}$ diffusion, the radial loss being at least an order of magnitude lower. The way in which these loss rates scale with density and injected current is not yet properly explored and remains an important field for study.

The hot electron instability may, in principle, be removed by heating the electrons sufficiently so that they cease to act as a dissipative medium.

However, in future experiments it is clear that some more general means must be found to overcome instabilities which result from the non-Maxwellian ion velocity distribution. The driving term of these instabilities may be reduced by increased perpendicular energy spread of the ions and by introducing ion Landau damping with a more isotropic distribution. This implies a high mirror ratio in order to contain a sufficiently isotropic plasma and to allow the variation of gyrofrequency along the field lines to have its full impact.

The modification of the loss cone distribution by the addition of warm plasma has also been proposed and recent calculations suggest that this might be accomplished by the use of R-F assisted mirrors [17]. This system is attractive for its reactor potential but much work remains to be done before it can be properly evaluated. Also, the role of shear in stabilising modes with long wavelength has been given little attention.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors wish to express their grateful appreciation to Mr J.R. Coupland, Mr P.H. Hammond and the PHOENIX II operating team without whom this work would not have been possible, Mr C.A. Steed who helped provide much of the on-line computing facility and Mr A.I. Kilvington for his help with the microwave experiment.

REFERENCES

[1] BERNSTEIN, W., CHECHKIN, V.V., KUO, L.G., MURPHY, E.G., PETRAVIC, M., RIVIERE, A.C., SWEETMAN, D.R. IAEA Conf. Proceedings, Culham, 2 (1966) 23.

[2] DAMM, C.C. et al., Proceedings of the Gatlinburg Meeting on Open Ended Systems (U.S.A.A.E.C. Report) Nov. (1967).

[3] ARTEMENKOV, L.I., et al. Plasma Physics, 5 (1966) 45.

[4] POSTMA, H., DUNLAP, J.L., DORY, R.A., HASTE, G.R., YOUNG, R.A., Phys. Review Letters 16 (1966) 265.

[5] KUO-PETRAVIĆ, G., MURPHY, E.G., PETRAVIĆ, M., SINCLAIR, R.M., SWEETMAN, D.R. and THOMPSON, E. Nuclear Fusion 7, 1 (1967) 25.

[6] HARRIS, E.G., Journal of Nuclear Energy (C) Plasma Physics 2 (1961) 138.

[7] CALVERT, W., CORDEY, J.G., KUO-PETRAVIĆ, G., MURPHY, E.G., PETRAVIC, M., SWEETMAN, D.R. and THOMPSON, E. Proceedings of the Gatlinburg Meeting on Open Ended Systems, (U.S.A.A.E.C. Report), Nov. (1967).

[8] CORDEY, J.G. To be published.

[9] BEASLEY, C.O. and CORDEY, J.G. Plasma Physics, 10 (1968) 411.

[10] POST, R.F. and ROSENBLUTH, M.N., Phys Fluids 9 (1966) 730.

[11] HALL, L.S., HECKROTTE, W. and KAMMASH, T. Phys Rev., 139 4A (1965) 1117.

[12] PEARLSTEIN, L.D., ROSENBLUTH, M.N. and CHANG, D.B., Phys. Fluids, 9 (1966) 953.

[13] GUEST, G.E., ORNL Report 4150, April (1967).

[14] KUO-PETRAVIĆ, G., PETRAVIĆ, M., RIVIERE, A.C., STEED, C.A., SWEETMAN, D.R., U.K.A.E.A. (Culham) Report CLM-R 76, (1967).

[15] BERKNER, K.H., KING, I.I. and RIVIERE, A.C., Nuclear Fusion 7 (1967) 115.

[16] COUPLAND, J.R., U.K.A.E.A. (Culham) Report CLM-M 64, (1966).

[17] WATSON, C.J.H., KUO-PETRAVIĆ, G., Phys. Rev. Letters, 20 (1968) 1231.

DISCUSSION

E.E. YUSHMANOV: In the case of a plasma with unheated electrons, what is the direction of motion of the unstable oscillation waves – in the direction of ion rotation or in the electron direction?

D.R. SWEETMAN: The simultaneous presence of two modes, differing slightly in frequency, makes measurement of direction of rotation difficult. However, these measurements are continuing.

F.G. PREVOT: Did you measure directly the negative potential of the plasma in the microwave heating regime? If so, how and with what results?

D.R. SWEETMAN: The only measurement of plasma potential has been by energy analysis of the cold ion current through the mirrors. This energy fluctuates from zero to a much lower value than that obtained for the unheated plasma. Although this indicates low potentials, the possibility of cold ion heating by the ion cyclotron fields makes the measurements difficult to interpret.

C.E. NIELSEN: Are the first and second harmonics time-correlated in detail in the case of the activity after microwave heating of electrons?

D.R. SWEETMAN: The first- and second-harmonic emission is grossly correlated in the sense that the bursts of a few milliseconds tend to occur together. However, on a much shorter time-scale the energy swings from one to the other; that is to say, they are competitive.

C.E. NIELSEN: What is the polarization of the currents in this electron-heated mode?

D.R. SWEETMAN: The measured polarization of the perturbed current in the electron-heated mode is largely axial. More significantly, electrostatic probe measurements show an antisymmetric mode.

S.J. BUCHSBAUM: You stated in your oral presentation that the best results for the microwave-heated plasma were obtained when ω was some 4% higher than ω_{ec} at the bottom of the well. What is so special about 4%?

D.R. SWEETMAN: The dependence of the plasma properties on the resonance position is not well understood. To maximize the non-adiabatic energy change as the electron travels through resonance, it may be necessary not to have the resonance in the centre.

S.J. BUCHSBAUM: How far is the resonant field from the axis?

D.R. SWEETMAN: The resonance position is approximately spherical with a radius of 2.3 cm.

THE EFFECT OF MICROINSTABILITIES ON A HOT-ION PLASMA*

J. F. CLARKE, G. G. KELLEY, J. F. LYON AND R. F. STRATTON
OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, OAK RIDGE, TENN., UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

THE EFFECT OF MICROINSTABILITIES ON A HOT-ION PLASMA. *Ion cyclotron instabilities occurring* in an energetic ion plasma have been studied in the high-energy (540 keV H_2^+) ion injection machine DCX-2. A new microinstability, called the modified negative-mass instability, has been found to dominate the behaviour of the plasma. This instability limits the density of the injected plasma but produces strong ion cyclotron frequency fields which heat and trap cold ions to form a separate and denser group of high-energy ions. *The optimum parameters of this group are:* hot-ion density $n_+ \approx 5 \times 10^9/cm^3$; $T_{\perp i} \approx 800$ keV; plasma decay time, $\tau_{1/2} \approx 0.5$ seconds; length/Larmor radius, $L/a_i \approx 6$; plasma radius/Larmor radius, $R/a_i \approx 3$; $(T_\perp/T_\parallel)_i \approx 10^3$; and $T_e \approx 50$ eV. The density of the cyclotron-heated plasma scales linearly with power *input* to the injected plasma up to the highest available power.

In addition to this instability, Harris modes are observed in the injected plasma, the ion-cyclotron heated plasma and the molecular ion beam. In the latter case electron Landau damping of short wavelength modes has been observed.

INTRODUCTION

The properties of the DCX-2 plasma were described at the Culham Conference.[1] Since that time an effort has been made to understand these properties in terms of the observed microinstabilities. The large volume of uniform magnetic field in which the plasma is formed facilitates the comparison of these instabilities with theory. As a result, we have been able to obtain a qualitative and in some instances quantitative picture of the processes which occur in an energetic ion plasma subject to ion cyclotron frequency microinstabilities. These processes which occur in various operating regimes of our machine include Landau damping of finite $k_\parallel$ modes, cold plasma cutoff of $k_\perp$ modes, and cyclotron heating of cold ions by the instability.

PLASMA CHARACTERISTICS

The plasma in the DCX-2 is well described in reference 1 but a brief review of its salient features will serve to make our subsequent remarks more intelligible. Injection of the 540 keV H_2^+ beam is accomplished by means of a magnetically shielded duct whose angle to the field fixes the pitch angle of the beam. Dissociation takes place either on the background gas or on a hydrogen arc passing near the center of the machine. The plasma which is produced normally contains two groups of particles distinguished by pitch angle. Figure 1 shows the usual magnetic field configuration and the pitch angle distribution of the steady-state plasma in the machine. The group of particles with pitch angles centered at zero constitutes the

* Research sponsored by the U.S. Atomic Energy Commission under contract with the Union Carbide Corporation.

central peak plasma, which is prevented from reaching the injection duct by the shallow magnetic trap shown in Fig. 1. The smaller group of particles with pitch angles centered on the injection pitch angle is called the side lobe plasma. It extends beyond the injection duct and is limited in radial extent by this duct. The side lobe plasma has an energy distribution peaked near the 270 keV energy of the trapped protons; whereas the central peak plasma has an almost flat distribution to about 2 MeV and an average energy well in excess of the injection energy as shown in Fig. 2. The optimum parameters of this group are: hot ion density, $n_+ \gtrsim 5 \times 10^9/cm^3$; $T_{\perp i} \gtrsim$ 800 keV; plasma decay time, $\tau_{1/2} \gtrsim 0.5$ seconds; length/Larmor radius, $L/a_i \gtrsim 6$; plasma radius/Larmor radius, $R/a_i \gtrsim 3$; $(T_\perp/T_\parallel)_i \gtrsim 10^3$; and $T_e \gtrsim 50$ eV, and under these conditions most of the particles are contained in the central peak group.

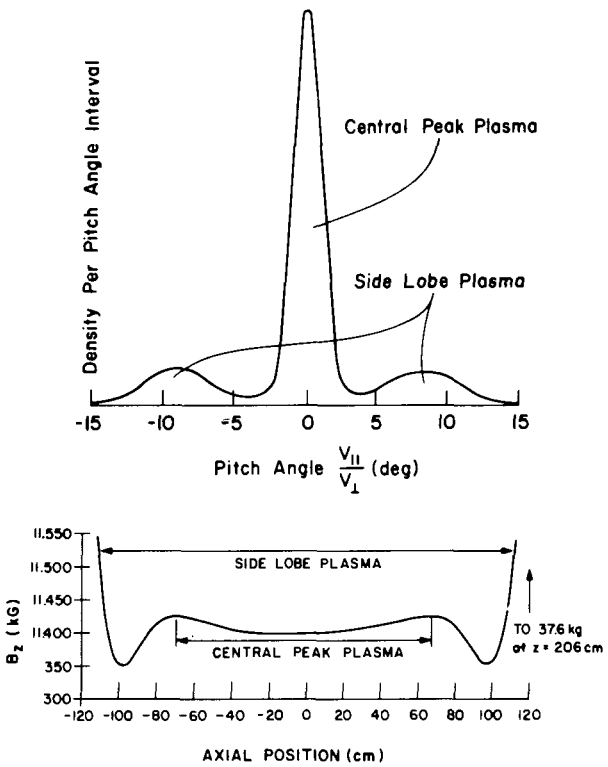


FIG.1. Pitch angle distribution of the charge exchange neutrals seen from the centre of the machine. The measured magnetic field configuration with the field adjusted for the creation of a strong central peak plasma is also shown together with the axial extent of both plasma components.

INSTABILITY CHARACTERISTICS

The instabilities in the DCX-2 are responsible for changing the simple injected proton plasma into the two-component plasma described above, and the steady-state rf spectrum from the plasma is quite complex.

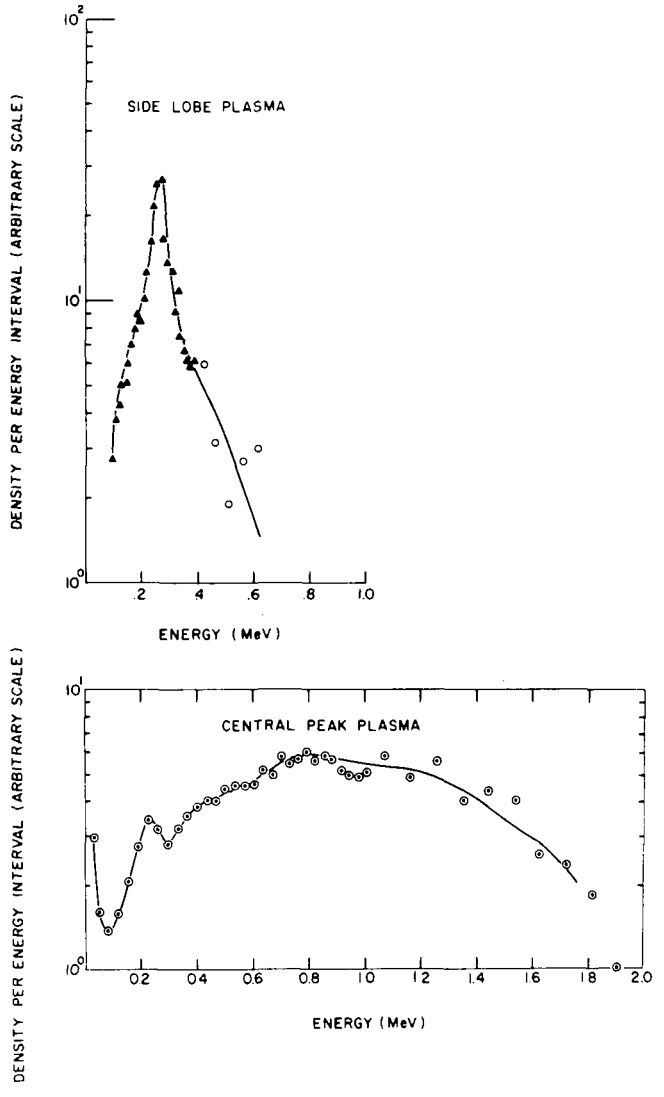


FIG.2. Energy distribution of the central peak and side lobe plasmas.

We have observed two distinct types of instabilities and have assigned them to two causes on the basis of their qualitative features. One is a modified form of negative mass instability discovered by one of us (GGK), and the others are Harris modes. We associate the most intense Harris mode with the central peak plasma, but two other Harris modes fed by the energy of the side lobes and the injected beam respectively are also observed. The modified negative mass instability is driven by the side-lobe plasma and is responsible for most of the observed effects mentioned in the previous section. A short digression into the physics of these instabilities would seem to be in order.

The physical mechanism of the modified negative mass instability is common to all open-ended confinement systems. It is due to the fact that a particle confined by magnetic mirrors has velocity dependent average cyclotron frequency. Consider a bunch of ions with the same perpendicular energy and phase orbiting about a magnetic field line. An ion which is initially at the same energy as the bunch but lags it in phase is decelerated and can penetrate farther into the magnetic mirror. However, since it visits a stronger field farther into the mirror, its average cyclotron frequency is increased and it catches up with the bunch. An ion leading the bunch is accelerated, sees a weaker average field, orbits slower, and also joins the bunch. Thus the mirror confinement of particles provides a mechanism for bunching them in phase.

The Harris instability results from the coupling of ion perpendicular motion to electron axial oscillations. Consequently, it requires a finite parallel wavelength and has a density threshold given by $\omega_{pe} \gtrsim \omega_{ci}$. Both of these properties can be used to separate these modes from the modified negative mass instability.

Infinite medium theory can be modified to include the physical mechanism of the modified negative mass instability by reinterpreting the meaning of the unperturbed orbits upon which the theory is based. As long as a particle transit time between the mirrors is short compared to the growth time of an instability, the effect of the instability fields will depend predominantly on the average velocity and the average cyclotron frequency of the particle. The average cyclotron frequency is velocity dependent and when this fact is included in the analysis one can obtain the dielectric response of a plasma in a magnetic well. No account is taken of finite length effects such as those treated by Arsenín [2] and Cotsaftis [3] because we are primarily interested in flute-like modes.

Before any plasma instability occurs, the ion distribution in the DCX-2 can be approximated by a delta function in parallel and perpendicular velocity $(V_{\parallel}, V_{\perp})$. The dispersion relation can then be written as

$$0 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\frac{k_{\parallel}^2}{k^2} - \frac{\omega_{pc}^2}{\omega^2-\omega_{ci}^2}\frac{k_{\perp}^2}{k^2}$$

$$- \frac{\omega_{pi}^2}{k^2}\left[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{J_n^2(k_{\perp}\rho)}{(\omega-k_{\parallel}V_{\parallel}-n\omega_{ci})^2}\left\{k_{\parallel}^2 + \frac{nk_{\parallel}p_{\parallel}}{\rho} + \frac{n^2 p_{\perp}}{\rho^2}\right\}\right.$$

$$\left. + \frac{n}{\omega_{ci}(\omega-k_{\parallel}V_{\parallel}-n\omega_{ci})}\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial v_{\perp}}(\omega_{ci} J_n^2(k_{\perp}\rho))\right]$$

where ω_{pe}, ω_{pc}, and ω_{pi} are the electron, cold and hot ion plasma frequencies respectively, $\rho = pV_{\perp}/\omega_{ci}$ and

$$p_{\parallel} = \rho\frac{\partial\omega_{ci}}{\partial v_{\parallel}} \qquad p_{\perp} = \rho\frac{\partial\omega_{ci}}{\partial v_{\perp}}$$

are parameters which represent the physical effect of the mirrors. For trapped ions $p_{\perp}$ is negative while $p_{\parallel}$ is positive. A glance at the dispersion relation will show that for sufficiently short parallel wavelength the $p_{\perp}$ term can be neglected and one obtains the ordinary Harris dispersion relation which gives instabilities near the Doppler shifted cyclotron

frequencies $\omega = \omega_{ci} \pm k_{\parallel} v_{\parallel}$. When $k_{\parallel} = 0$ the $p_{\perp}$ term is dominant and the modified negative mass instability occurs close to the average cyclotron frequency. The growth rates obtained for the parameters in our experiment are shown in Fig. 3. The points to be made by the figure are the existence of a cutoff at high densities of hot and cold ions, the proportionality of the growth rate, γ, to ω_{pi} at low densities, and a finite growth rate well below the threshold for Harris instabilities.

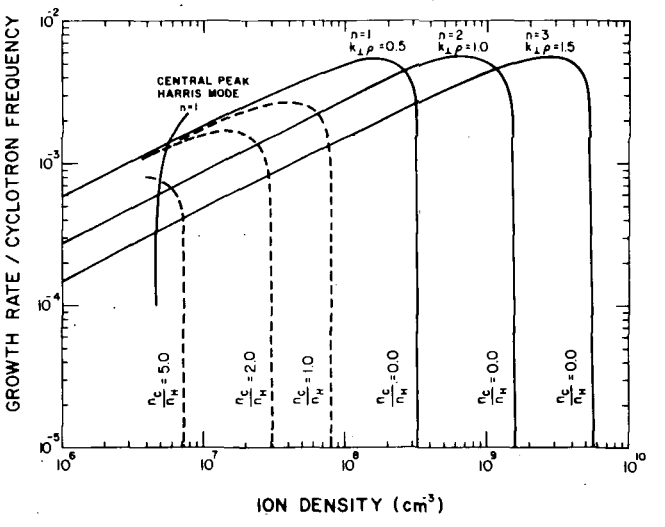


FIG.3. Calculated values of the modified negative mass instability growth rates for the first three harmonics. The effect of the presence of cold plasma on the fundamental is also shown. The growth rate for an absolute Harris instability in the central peak is included for comparison.

Experimentally we find that an instability exists close to the cyclotron frequency at densities below 3 x 10^5 ions cm^{-3}. The $k_{\parallel} = 0$ nature of the instability is shown by in phase B_z (θ current) signals along the length of the plasma. Good azimuthal correlations around the machine for the $\ell = 1$, 2 harmonics show $\ell = 1$, 2 azimuthal symmetry and allow us to estimate the $k_{\perp}\rho$ used to compute the growth rates shown in Fig. 3. The variation with ω_{pi} has been checked by observing the time T at which the instability can first be detected as a function of ion density. Assuming that we can detect the instability when γT equals some constant we infer that $\gamma \propto \omega_{pi}$ since we find $T \propto (\omega_{pi})^{-1}$. We have also observed a cutoff of the fundamental mode at a critical partial pressure of H_2. As the pressure in the machine is raised by adding H_2 gas the density of protons produced by ionization is increased and cutoff occurs. As would be expected, adding D_2 does not affect this mode since no additional protons are produced. Thus we feel that the basic nature of the dominant instability in the DCX-2 is understood.

At densities greater than 10^8/cc (achieved with arc dissociation) the situation described above changes somewhat. The second and third harmonic θ currents still have good in-phase correlations along the plasma but there is a decrease in the quality of their azimuthal correlation. The general appearance is still consistent with the modified negative mass instability. The largest change occurs in the first harmonic where the θ current signals of the dominant instability are found to be 180° out of phase on opposite

sides of the midplane. Strong z current signals are seen with a phase relative to the θ currents such that the electrons are flowing towards regions of excess positive charge. This mode pattern is indicative of a finite $k_{\parallel}$ mode in finite geometry. We also observe that the instability has a very narrow range in frequency peaked near the ion cyclotron frequency. Since we have seen that a finite $k_{\parallel}$ mode in the injected plasma would occur only at the Doppler shifted frequencies $\omega \cong \omega_{ci} \pm k_{\parallel} v_{\parallel}$ we conclude that this is a Harris mode generated by the central peak plasma, for which $v_{\parallel} = 0$. C. O. Beasley of our Laboratory has computed the absolute thresholds and wavelengths for this mode. The computed wavelengths are close to those observed and the growth rate for the Harris mode becomes comparable to that of the modified negative mass mode in the density range of our measurements as shown in Fig. 3.

A weak secondary $k_{\parallel} = 0$ mode is also found at the first harmonic at these higher densities ($n_+ > 2 \times 10^8$) with in-phase axial correlation of θ currents having poor correlation to electron currents. This secondary mode has an azimuthal correlation suggesting $k_{\perp}\rho \sim 1$. Referring to Fig. 3 we see that the growth rate for the fundamental mode of the negative mass instability goes to zero for ion densities in this range if it maintains its initial long perpendicular wavelength of $k_{\perp}\rho \sim 0.5$. However, it can exist at higher densities by shortening its perpendicular wavelength toward the observed value of $k_{\perp}\rho \sim 1$. Thus we identify this weak localized mode as the modified negative mass instability.

For completeness we would like to mention that the remaining details of the observed rf spectra are due to an instability in the injected molecular ion beam. An extensive series of measurements has shown it to be the long wavelength limit of the Burt-Harris [4] mode. Good correlation of the experiment with this theory as modified by G. R. Haste of our Laboratory has been attained. The most interesting result of this study is the observation of the electron Landau damping of short wavelengths when the electron temperature is increased.

EFFECT OF THE MICROINSTABILITIES ON THE PLASMA

Most of the properties of the fully developed plasma in the DCX-2 can be explained in terms of the observed instabilities just described. The injected proton plasma is unstable toward the modified negative mass instability. This produces intense rf fields at a frequency near the average cyclotron frequency experienced by the injected particles in one transit of the machine. By careful adjustment of the magnetic field shape, as shown in Fig. 1, this unstable frequency can be brought close to the resonant frequency of a cold proton in the central field. Cold protons therefore rapidly gain perpendicular energy from the fields. Because of the slight decrease in the central field shown in Fig. 1 cold ions gaining energy from the rf are trapped to form the central peak plasma. This origin of the central peak can be demonstrated by raising the pressure in the machine with H_2 gas. When the fundamental of the modified negative mass instability is cut off, as described in the previous section, the central peak plasma almost completely disappears. Repeating the experiment with D_2 leaves the central peak unchanged since the fundamental mode is not affected.

Increasing the H_2 pressure beyond the fundamental cutoff pressure causes the central peak density to rise again. Since a strong fundamental is absent the heating must be done by the higher harmonics. A consideration of the charge distributions that produce the observed signals reveals that the n^{th} harmonic can be pictured as n equally spaced charge perturbation rotating about the center of the machine at the cyclotron

frequency. We can see that an off-axis cold particle can be heated only by the fundamental. However, a particle whose guiding center is located on axis can maintain its phase with respect to any harmonic since the n charge perturbations constituting the n^{th} harmonic rotate at the same frequency as the particle. The reappearance of the central peak as the pressure is raised above the fundamental cutoff pressure can be understood in terms of this harmonic heating. Above cutoff only particles born on axis can be heated efficiently, and the supply of these ions increases with pressure. In addition, the strength of the instability increases as more of the injected beam is trapped by gas dissociation. At the high densities attained with hydrogen arc dissociation, the fundamental of the negative mass instability is always weak and the strong central peak plasma must be produced by higher harmonic heating. Measurements of the radial distribution of central peak particles as a function of energy show that their guiding centers are in fact located near the axis. [5]

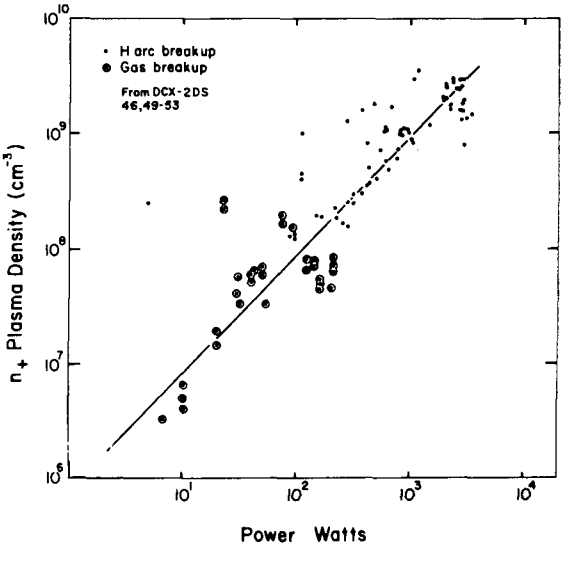


FIG.4. Meausrement of hot ion density as a function of power deposited in the injected plasma by the dissociation of H_2^+ ions.

The effect of the instability on the injected proton plasma is to spread its energy slightly as shown in Fig. 2. This energy spread limits the density of these particles because of a decrease in the average charge exchange lifetime. However, as outlined above, this same instability traps and heats cold ions to form the central peak plasma which represents the dominant density component of the equilibrium plasma. We have found that the density of this equilibrium plasma depends on the power deposited in the side lobe plasma. Figure 4 shows density measurements made under a variety of operating conditions plotted against the input power. The linear increase of density with power suggests that the plasma creation process is not saturated. More detailed investigations of this scaling are underway.

SUMMARY

In summary then, we have found the nature of the dominant instability in the DCX-2 injected plasma to be a modified negative mass instability. This instability limits the density of the injected plasma by energy spreading. However the strong ion cyclotron fields produced by this instability (up to 100 V/cm) heat cold ions to energies greater than 2 MeV, thus creating a new plasma component of higher density. We have found the total density in the machine to scale linearly with injected power up to the maximum powers currently available.

REFERENCES

[1] BELL, P. R. et al., Proc. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA II (1966) 77.

[2] ARSENIN, V. V., Zh. Tekh. Fiz. 37 (1967) 614; Soviet Phys. Tech. Phys. 12 (1967) 442.

[3] COTSAFTIS, M., Nucl. Fusion 7 (1967) 3.

[4] BURT, P., HARRIS, E. G., Phys. Fluids 4 (1961) 1412.

[5] BELL, P. R. et al., ORNL Thermonuclear Div. Semiann. Progr. Rept., ORNL-3564 (1963) 16.

DISCUSSION

G. GUEST: Cold plasma is not expected to play in important role in the stability of the "central-peak plasma" in DCX-2 because of the extremely anisotropic velocity-space distribution of the energetic ions.

INSTABILITE CYCLOTRONIQUE IONIQUE DANS LE PUITS MAGNETIQUE DE DECA II

P. BROSSIER, P. LECOUSTEY, C. RENAUD ET J. TACHON
ASSOCIATION EURATOM-CEA, FONTENAY-AUX-ROSES, FRANCE

Abstract — Résumé

ION CYCLOTRON INSTABILITY IN THE MAGNETIC WELL OF DECA II. A deuterium plasma with a density of 10^9-10^{10} particles/cm^3 is confined in the magnetic well of DECA II. Study of the fast neutral atoms emitted by the plasma shows that the principal cause of plasma losses is charge exchange with the neutral gas desorbed by the walls during injection. From this study the authors deduce the perpendicular energy distribution function of the hot plasma, which has a mean energy $T_i = 1.8$ keV.

The plasma is the seat of an instability at the ion cyclotron frequency and its harmonics; the instability is of low amplitude and does not contribute measurably to the plasma losses.

The spectrum of the unstable frequencies varies with the density of the plasma. For densities of the order of 10^9 particles/cm^3, instability occurs at the centre of the well at the cyclotron frequency (Ω_i) and at its harmonics ($2\Omega_i$, $3\Omega_i$, $4\Omega_i$). For higher densities ($\sim 10^9$-10^{10} particles/cm^3) the instability appears only at the first and third harmonics ($2\Omega_i$, $4\Omega_i$). The statistical width of each of the observed lines is remarkably narrow, being less than the resolution of the instruments (of the order of 3%).

The azimuthal mode of the ion cyclotron frequency is $m = 2$; that of the first harmonic is $m = 4$. These modes become deformed as the plasma moves along the flux tube: the phase is maintained on a magnetic field line; the parallel wave length is at least twice the length of the plasma ($\lambda_{\parallel} \geq 14$ cm). The measured growth rates are of the order of 5% of the cyclotron frequency.

The main source of energy for feeding the instability appears to be the non-monotonic nature of the perpendicular energy distribution (distribution of the loss cone). Numerical study of the dispersion equation of a two-component plasma (a hot plasma having the experimental distribution as its distribution function, and a cold Maxwellian plasma corresponding to the plasma which may be produced by charge exchanges) shows that the latter reduces the density threshold above which the instability may be triggered sufficiently to explain the experimental results. This study also shows that the frequency $\omega = \Omega_i$ is stabilized when the proportion of cold plasma exceeds 10%, the most unstable frequency then being $\omega = 2\Omega_i$.

INSTABILITE CYCLOTRONIQUE IONIQUE DANS LE PUITS MAGNETIQUE DE DECA II. Un plasma de deutérium, d'une densité de 10^9 à 10^{10} particules/cm^3, est confiné dans le puits magnétique de DECA II. L'étude des atomes neutres rapides émis par le plasma montre que la cause principale de perte de plasma est l'échange de charge sur le gaz neutre désorbé par les parois pendant l'injection. De cette étude, les auteurs déduisent la fonction de distribution en énergie perpendiculaire du plasma chaud, d'énergie moyenne $T_i = 1,8$ keV.

Le plasma est le siège d'une instabilité à la fréquence cyclotronique ionique et à ses harmoniques, instabilité de faible amplitude qui ne contribue pas de façon mesurable aux pertes de plasma.

Le spectre des fréquences instables varie avec la densité du plasma. Pour les densités de l'ordre de 10^9 particules/cm^3, l'instabilité se produit à la fréquence cyclotronique au centre du puits (Ω_i) et à ses harmoniques ($2\Omega_i$, $3\Omega_i$, $4\Omega_i$). Pour les densités supérieures (de quelque 10^9 particules/cm^3 à quelque 10^{10} particules/cm^3), l'instabilité n'apparaît que pour le premier et le troisième harmonique ($2\Omega_i$, $4\Omega_i$). La largeur statistique de chacune des raies observées est remarquablement étroite, inférieure à la résolution instrumentale (de l'ordre de 3%).

Le mode azimutal de la fréquence cyclotronique ionique est $m = 2$; celui du premier harmonique est $m = 4$. Ces modes se déforment suivant le tube de flux: la phase se conserve sur une ligne de force; la longueur d'onde parallèle est au moins égale à deux fois la longueur du plasma ($\lambda_{\parallel} \geq 14$ cm). Les taux de croissance mesurés sont de l'ordre de 5% de la fréquence cyclotronique.

La source principale d'énergie susceptible de nourrir l'instabilité semble être le caractère non monotone de la distribution en énergie perpendiculaire (distribution du cône de pertes); l'étude numérique de l'équation de dispersion d'un plasma à deux composantes: un plasma chaud ayant pour fonction de distribution la distribution expérimentale, un plasma froid maxwellien correspondant au plasma qui peut être créé par échange de charge, montre que ce dernier abaisse suffisamment le seuil de densité au-dessus duquel

l'instabilité peut se déclencher pour expliquer les résultats expérimentaux; cette étude montre aussi que la fréquence $\omega = \Omega_i$ est stabilisée lorsque la proportion de plasma froid excède 10%, la fréquence la plus instable étant alors $\omega = 2\Omega_i$.

1. INTRODUCTION

Des travaux théoriques ont montré que , dans les configurations magnétiques ouvertes, le dépeuplement de la fonction de distribution pour les faibles vitesses perpendiculaires était à l'origine de microinstabilités. De nombreux auteurs [1] ont signalé avoir observé des oscillations haute fréquence dans des configurations à puits magnétique. Nous rapportons ici l'étude des oscillations cyclotroniques ioniques observées dans le puits magnétique quadripolaire de DECA II [2] . Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats théoriques d'un modèle prenant en compte : le gradient de densité , la fonction de distribution des ions chauds et la présence d'un plasma froid maxwellien .

2. CARACTERISTIQUES DU PLASMA CONFINE

La configuration en puits magnétique quadripolaire est créée par un ensemble de bobinages pulsés. Le plasma est produit hors de cette configuration par un canon à induction. La chronologie choisie pour l'établissement du courant dans les bobinages est telle que le puits magnétique est établi avant l'injection du plasma.

Seule une faible fraction du jet atteint le centre du puits où elle est capturée et comprimée; la plus grande partie frappe les parois de la chambre de compression. Il en résulte un intense dégazage qui accroît la pression de gaz de 10^{-7} torr (pression de base) à 10^{-5} torr en 200 µsec .

L'étude du flux de neutres rapides émis dans le plan médian a montré [3] que les pertes dominantes étaient dues à l'échange de charge sur un gaz composé d'atomes et de molécules de deutérium.

Les dimensions du plasma ont été déterminées à l'aide de sondes de Langmuir. La longueur L est de 7cm , et le rayon r_p =2cm . Le profil axial reste symétrique par rapport au centre du puits, lorsque celui-ci se déplace pendant la période de compression . Ce profil axial permet d'évaluer l'anisotropie du plasma:

$$0{,}02 \lesssim \frac{E_{//}}{E_{\perp}} \lesssim 0{,}1$$

La fonction de distribution des ions, déduite du spectre d'énergie des neutres rapides, présente un caractère marqué de cône de perte. A l'instant où le champ magnétique est maximum, l'énergie la plus probable est 1,5 keV, l'énergie moyenne 1,8 keV et la largeur à mi-hauteur $\frac{\Delta E}{E} \simeq 1$. La température électronique, évaluée à partir des caractéristiques de sonde de Langmuir, est de l'ordre de 50 eV.

La densité du plasma chaud confiné a fait l'objet de nombreuses mesures depuis la Conférence de Culham en 1965, pour lever l'incertitude alors mentionnée [2] . La valeur donnée par les mesures de neutres rapides ($n \simeq 10^{10} cm^{-3}$) a été confirmée par de nouvelles mesures d'interférométrie hyperfréquences dans lesquelles le rapport signal/bruit a été amélioré. Les mesures de flux lumi-

neux dans le visible et le proche ultra-violet se sont avérées compatibles avec cette valeur de densité, en attribuant la lumière à la dissociation radiative de la molécule plutôt qu'au rayonnement de freinage [4].

Les réactions entre le plasma chaud et le gaz neutre désorbé des parois entraînent la production d'un plasma froid dont la densité n'a pu être mesurée. Des évaluations, faites à partir des histogrammes de neutres rapides, indiquent que la densité de plasma froid est du même ordre de grandeur que celle du plasma chaud.

Les mesures des oscillations rapportées dans le prochain paragraphe ont été effectuées [5] pour des intensités de champ quadripolaire telles que les critères théoriques de stabilisation des flûtes soient satisfaits. Le temps moyen de confinement des particules est alors limité par l'échange de charge à des valeurs voisines de 150 µsec.

3. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INSTABILITE CYCLOTRONIQUE

Le plasma confiné dans le puits magnétique n'est plus sujet aux intenses oscillations basse fréquence observées dans la configuration en miroirs simples.

Il subsiste cependant des oscillations haute fréquence de très faible amplitude. Pour les étudier, des sondes capacitives ont été disposées autour du plasma et déplacées selon les trois coordonnées cylindriques. Le montage utilisé permet de recueillir des courants de déplacement de 2 µA de 0 à 30MHz.

Ces oscillations traduisent la présence d'instabilités à la fréquence cyclotronique ionique et à ses harmoniques. L'instabilité prend naissance dès que le plasma est capturé dans le puits magnétique; la dispersion des instants de démarrage de l'instabilité sur une série de cycles est inférieure à 5µsec. Les oscillations se produisent de façon continue pendant une durée allant de 50 à 200 µsec.

3.1 Conditions d'existence :

L'instabilité est très sensible à la densité du plasma confiné, que l'on peut faire varier en modifiant la pression de gaz dans le canon. Dans ces expériences, la densité est mesurée simultanément avec une sonde de Langmuir et un détecteur de neutres rapides. La sonde collecte un courant proportionnel à la densité ionique totale, le détecteur recueille un signal dont l'intégrale est proportionnelle à la densité des ions chauds puisque les pertes par échange de charge sont dominantes.

Les résultats sont reportés sur la figure 1 où chaque point représente une expérience. Nous avons repéré par un cercle plein les expériences où l'instabilité n'était pas observée (champ électrique dans le plasma $\tilde{E} < 1$ V/cm), et par une croix les expériences où le plasma était instable ($1 \leq \tilde{E} \leq 10$V/cm). Ces expériences mettent en évidence un seuil de densité ($n_{min.}$) au-dessous duquel le plasma est stable et une limite supérieure de densité ($n_{max.}$) au-delà de laquelle le plasma est également stable. Les valeurs absolues des bornes $n_{min.}$ et $n_{max.}$ ne sont pas connues avec précision car les mesures de densité sont faites dans le plan médian et l'instabilité se déclenche avant que le maximum de densité ait atteint ce plan. La précision des mesures ne permet pas non plus de dissocier quantitativement la densité de plasma chaud de celle du plasma froid.

Néanmoins , on peut évaluer la densité au centre du puits au moment où l'instabilité se déclenche à :

$3.10^{9}\ cm^{-3} \lesssim n_{min} \lesssim 10^{10}\ cm^{-3}$

et la limite supérieure de densité au-delà de laquelle l'instabilité n'est plus décelée : $n_{max.} \simeq 5.10^{10}\ cm^{-3}$.

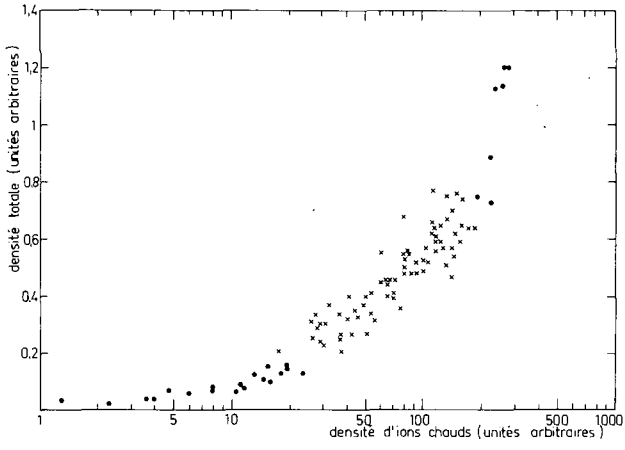


FIG.1. Limites de stabilité.
● Plasma stable, $\tilde{E}$ < limite de sensibilité $\simeq$ 1 V/cm
× Plasma instable, $1 \lesssim E \lesssim 10$ V/cm.

3.2 Spectre de fréquences :

Le spectre de fréquence de l'instabilité dépend de la densité du plasma. Près du seuil de stabilité , les oscillations sont à la fréquence cyclotronique ionique Ω_i et à ses harmoniques $2\Omega_i$, $3\Omega_i$, $4\Omega_i$ (fig.2a) . Loin du seuil de stabilité les fréquences observées sont $2\Omega_i$ et $4\Omega_i$ (fig.2b) . Dans les deux situations les amplitudes du champ électrique de l'onde sont comparables et décroissent avec le rang de l'harmonique . Durant toute la période où le plasma est instable , les fréquences sont proportionnelles à l'intensité (B_o) du champ magnétique au centre du puits, intensité qui varie de 6 à 12kG . Les fréquences restent constantes dans tout le volume du plasma bien que le module du champ magnétique présente une variation spatiale de 10% .

La dispersion des fréquences autour de la valeur moyenne est très faible comme l'indique la fig. 2c pour $\omega = \Omega_i$. L'écart quadratique moyen est de l'ordre de 1,5% et correspond à la dispersion minimale mesurable avec l'appareillage utilisé. Une dispersion analogue est observée pour les autres harmoniques.

3.3 Longueurs d'onde :

Des mesures de phase faites dans le plan médian, région où les sections droites des surfaces de précession sont sensiblement circulaires , ont montré que les ondes se développent suivant des modes azimutaux , m = 2 pour $\omega = \Omega_i$ et m=4 pour $\omega = 2\Omega_i$ [6] . En dehors du plan médian , les modes se conservent

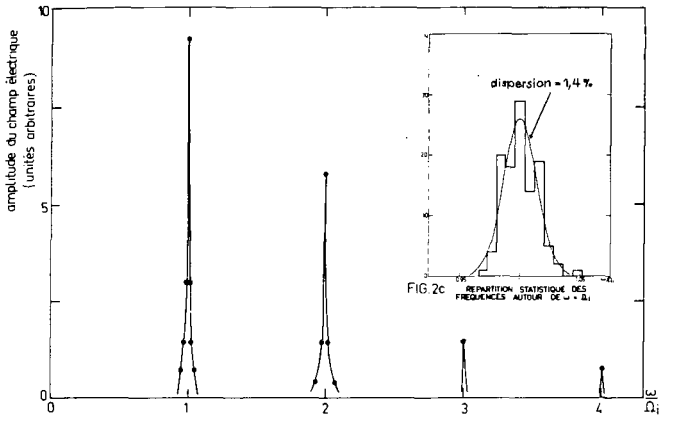


FIG.2a. Spectre de fréquences de l'onde instable pour une densité $n \simeq 3 \cdot 10^9$ particules/cm^3.

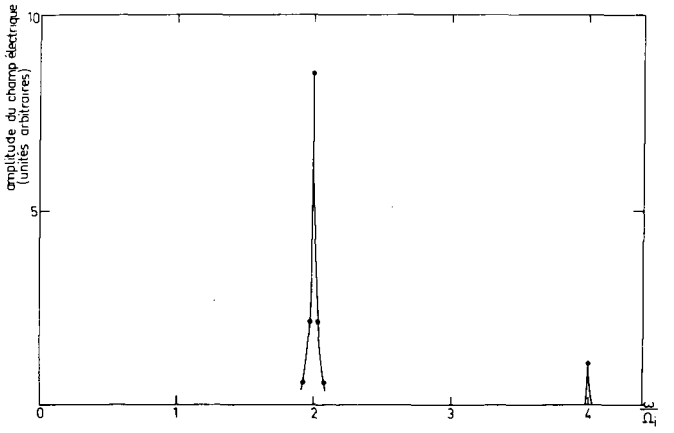


FIG.2b. Spectre de fréquences de l'onde instable pour une densité $n \simeq 10^{10}$ particules/cm^3.

mais en se déformant d'une façon compatible avec la déformation du tube de flux. Cette déformation, qui résulte de la configuration magnétique , est telle qu'un tube de flux de section circulaire dans le plan médian a une section elliptique hors de ce plan. Les mesures montrent que la variation de phase est plus rapide aux extrémités de l'ellipse, régions où se resserrent les lignes de force, et plus lente dans les régions où les lignes de force s'écartent.

La mesure du profil radial des ondes n'a pas été possible car l'introduction d'une sonde dans le plasma entraînait la disparition des oscillations. Nous retiendrons, comme borne supérieure du rayon sur lequel se développe l'instabilité , le rayon du plasma $r_p \simeq 2$cm , ce qui fixe une borne supérieure pour $\lambda_\perp$

$$\lambda_\perp \lesssim 6\,\text{cm} \quad (k_\perp \rho_i \gtrsim 0{,}7) \quad \text{pour} \quad \omega = \Omega_i$$
$$\lambda_\perp \lesssim 3\,\text{cm} \quad (k_\perp \rho_i \gtrsim 1{,}4) \quad \text{pour} \quad \omega = 2\Omega_i$$

et une borne supérieure pour la vitesse de phase perpendiculaire de l'onde

$$v_\phi \lesssim 4.10^7\,\text{cm/sec.}$$

La longueur d'onde parallèle a été déterminée en mesurant les variations de la phase et de l'amplitude de l'onde, le long d'une parallèle à l'axe, dans une direction azimutale telle que les lignes de force soient sensiblement planes (fig.3) . L'onde conserve sa phase et ne présente aucun noeud de potentiel dans le plasma . Ceci permet de définir une limite inférieure de la longueur d'onde parallèle $\lambda_{//} \geqslant 2L = 14\text{cm}$.

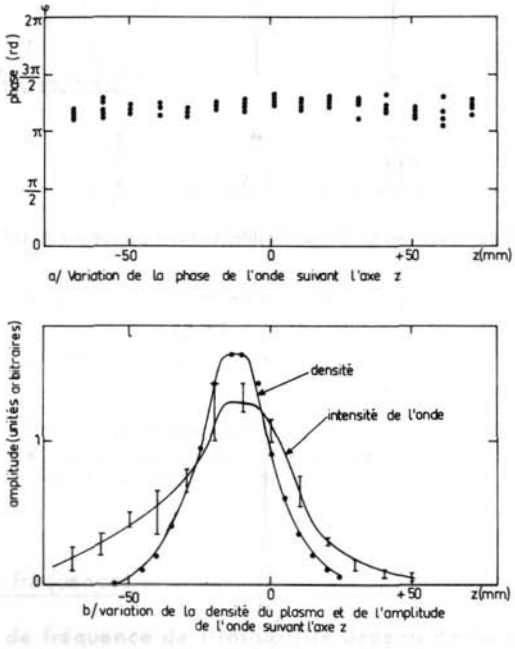


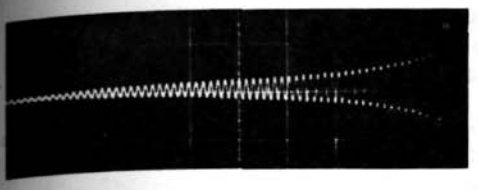
FIG.3. Mesure de la longueur d'onde parallèle.

3.4 Taux de croissance :

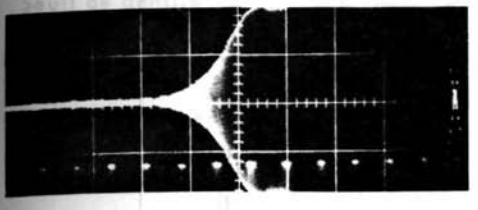
La figure 4 représente les oscillogrammes correspondant à deux expériences successives ; l'amplitude croît exponentiellement tant que les phénomènes de saturation n'interviennent pas, c'est à dire pendant 4 μsec . Le taux de croissance , de l'ordre de 1,5 μsec , ne varie pas sensiblement pour les conditions explorées : $\frac{Im(\omega)}{\Omega_i} \simeq 2\%$.

3.5 Effets de l'instabilité sur la densité du plasma :

Les oscillogrammes donnant l'évolution de la densité du plasma au cours du temps ne présentent aucun "accident" qui correspondrait à une perte brutale d'une fraction mesurable du plasma. Aucune fuite de particules chargées n'a été décelée par des collecteurs placés au voisinage du plasma . La sensibilité maximale de ces détecteurs correspondait à une densité de l'ordre de 10^7 cm^{-3}. Cette absence de fuites pourrait s'expliquer par la faible amplitude du champ électrique (≤ 10 V/cm) , le rapport de la densité d'énergie électrostatique à la densité d'énergie thermique étant de l'ordre de 10^{-4} .



a) sensibilité 1 mV/cm
vitesse de balayage 0,5 µs/cm



b) sensibilité 1 mV/cm
vitesse de balayage 2 µs/cm

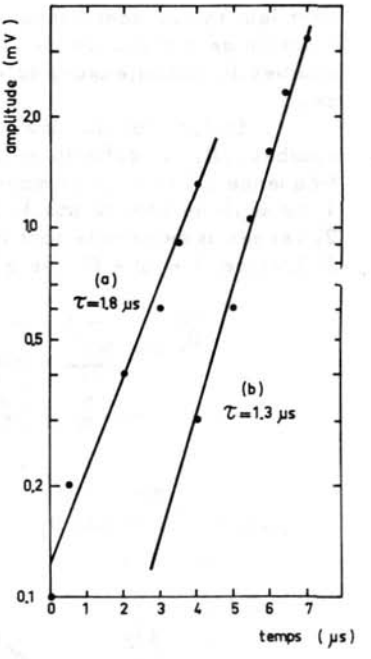


FIG.4. Mesure du taux de croissance $\omega_I = 2\pi/\tau$ ($\omega = 2\Omega_i$).

4. DISCUSSION

Le plasma confiné présente plusieurs réservoirs d'énergie capables de nourrir des instabilités : il est anisotrope ($0{,}02 < \frac{E_{//}}{E_\perp} < 0{,}1$) , inhomogène ($\varepsilon \rho_i \simeq 0{,}4$) et la fonction de distribution des vitesses perpendiculaires est nettement dépeuplée pour les faibles valeurs de $v_\perp$. De plus, il se compose de deux populations : un plasma chaud confiné et un plasma froid produit par réaction du plasma chaud sur le gaz neutre désorbé des parois.

Si l'anisotropie jouait le rôle essentiel , dans nos conditions expérimentales le seuil de densité serait tel que $\frac{\omega_{pi}}{\Omega_i} \simeq 0{,}9$ [7] , valeur inférieure à celle trouvée expérimentalement ($2 < \frac{\omega_{pi}}{\Omega_i} < 4$) . En outre les instabilités d'anisotropie n'existent que si $k_{//} \neq 0$, ce qui impose l'inégalité $\frac{\omega}{k_{//}} > v_{the}$ pour que l'amortissement Landau soit négligeable. Pour nos expériences cela entraîne $\lambda_{//} \gtrsim 70$cm , valeur très supérieure à la longueur du plasma ($L \simeq 7$cm). De plus , la seule anisotropie ne peut pas expliquer la stabilisation observée vers les densités élevées.

Nous concluons donc que l'anisotropie de température de la fonction de distribution des ions chauds ne joue pas de rôle important .

Les autres réservoirs d'énergie (cône de perte , gradient de densité) ont été pris en compte dans une seule équation de dispersion, établie pour un plasma composé de deux populations ioniques [8] . L'étude numérique de cette équation a montré qu'un plasma froid de densité comparable à celle du plasma chaud, et mélangé à celui-ci , modifie considérablement les instabilités trou-

vant leur source dans l'inhomogénéité de densité ou dans la nature de la fonction de distribution de vitesses perpendiculaires. La figure 5 présente les courbes de stabilité marginale calculées pour les paramètres de notre expérience.

En fonction du rapport Δ (densité de plasma chaud/densité totale) les courbes I, II, III définissent les domaines instables pour différentes plages de fréquence . Ces courbes montrent que :

1) Le seuil de densité absolu est $\frac{\omega_{pi}}{\Omega_i} \simeq 2$, soit $n = 3.10^9$ cm^{-3}.
2) Les seuils de densité sont indépendants de Δ sur un large domaine .
3) Lorsque $0 < \omega < \Omega_i$ le plasma est stable dès que $\Delta < 0,8$.

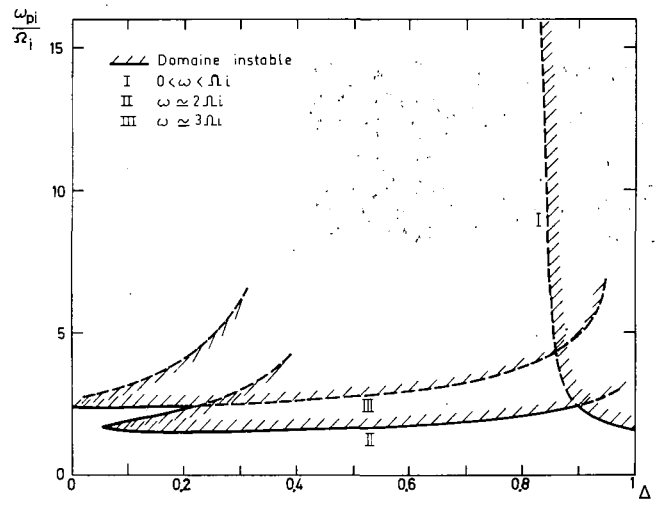


FIG. 5. Seuils de densité en fonction de la proportion du plasma chaud dans un plasma inhomogène.

La figure 6 montre la variation du taux de croissance $Im(\omega)$ en fonction de la fréquence $Re(\omega)$. Les valeurs maximales de $Im(\omega)$ peuvent atteindre $Re(\omega)$. Cette figure montre également : 1) l'enrichissement du spectre de fréquence , lorsque la densité totale croît ; 2) la suppression des plus basses fréquences lorsque la proportion de plasma froid augmente ; 3) la présence d'une forte proportion de plasma froid limite les fréquences instables aux fréquences voisines des harmoniques de Ω_i .

Les observations expérimentales peuvent être expliquées dans une large mesure par ce modèle théorique . Le tableau I résume les principales caractéristiques des instabilités et en regard les prévisions théoriques. L'accord est satisfaisant pour le seuil de densité et les longueurs d'onde instables. La comparaison de la vitesse de phase perpendiculaire de l'onde avec la vitesse la plus probable des ions chauds montre que le réservoir d'énergie est vraisemblablement le dépeuplement de la fonction de distribution des ions chauds vers les faibles énergies perpendiculaires. Pour obtenir une bonne cohérence des résultats il faut supposer que Δ décroît avec la densité de plasma chaud . Cette hypothèse peut être justifiée ainsi :

La pression de gaz neutre, dans l'expérience, croît avec la densité de plasma injecté, c'est-à-dire avec la densité du plasma chaud. Le plasma froid

Tableau I

Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques

	Expérience	Théorie
Seuil de densité	$2 \lesssim \frac{\omega_p}{\Omega_i} \lesssim 4$	$\frac{\omega_p}{\Omega_i} \simeq 1,5$
spectre de fréquences :		
$n \simeq 3.10^9\ cm^{-3}$	Ω_i , $2\Omega_i$, $3\Omega_i$, $4\Omega_i$	$0,7\Omega_i \simeq 2\Omega_i \simeq 3\Omega_i$ $\Delta \gtrsim 0,9$
$n \simeq 10^{10}\ cm^{-3}$	$2\Omega_i$ $4\Omega_i$	$\simeq 2\Omega_i \simeq 3\Omega_i \simeq 4\Omega_i$ $\Delta \lesssim 0,9$
$n \simeq 5.10^{10}\ cm^{-3}$	stable	stable si $\Delta \lesssim 0,1$
Longueurs d'onde	$\omega = \Omega_i$ $k_\perp \rho_i \gtrsim 0,7$	$\omega = 0,7\Omega_i$ $k_\perp \rho_i \simeq 2$
	$\omega = 2\Omega_i$ $k_\perp \rho_i \gtrsim 1,4$	$\omega = 2\Omega_i$ $k_\perp \rho_i \simeq 4$
	$\lambda_{/\!/} \gtrsim 15cm$ mesure directe	$k_{/\!/} = 0$
	$\lambda_{/\!/} \gtrsim 70cm$ Déduite de la condition $\frac{\omega}{k_{/\!/}} > v_{the}$	
Vitesse de phase	$v_\phi \lesssim v_{thi} = 4.10^7\ cm/sec.$	$v_\phi \lesssim v_{thi}$
Taux de croissance	$Im(\omega) = 2,3.10^{-2}\Omega_i$	$Im(\omega) < 0,5\Omega_i$

étant produit par réaction du plasma chaud sur le gaz neutre, la densité de plasma froid varie comme n_{chaud}^{α} où $\alpha > 1$. D'où $\Delta = \frac{1}{1+n_{chaud}^{\alpha-1}}$; cette loi expliquerait la disparition de la fréquence fondamentale, puis la stabilisation, observées lorsque la densité croît.

Cependant deux points de désaccord demeurent inexpliqués:

- Le modèle théorique ne prévoit pas l'instabilité à Ω_i mais à $0.7\Omega_i$ pour $\frac{\omega_{pi}}{\Omega_i} \simeq 3$.
- La fréquence $3\Omega_i$ n'apparaît pas expérimentalement lorsque $n \simeq 10^{10}\,cm^{-3}$.

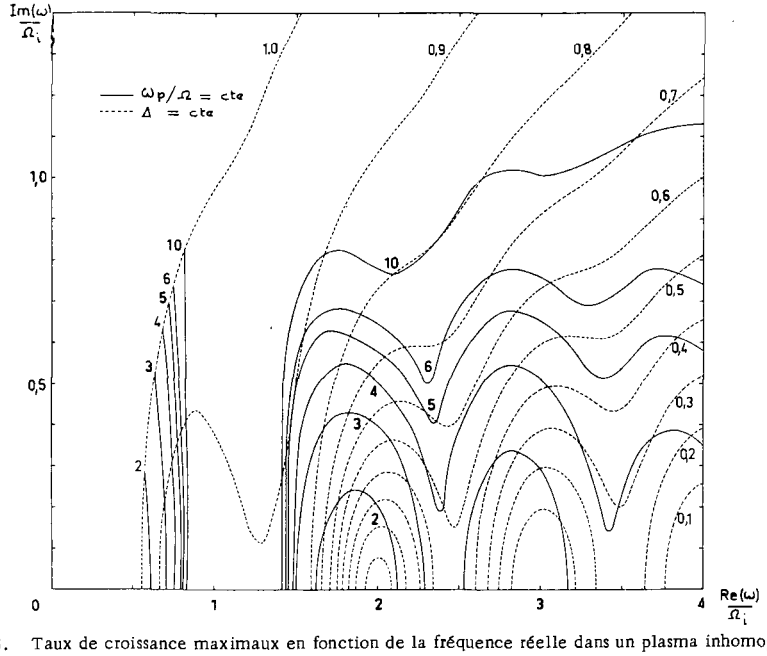


FIG.6. Taux de croissance maximaux en fonction de la fréquence réelle dans un plasma inhomogène.

5. CONCLUSION

Ces expériences ont montré que le plasma froid peut avoir un rôle déstabilisant pour les plasmas chauds présentant une fonction de distribution en cône de perte.

REMERCIEMENTS

Nous remercions M. Hubert pour les conseils éclairés et les vifs encouragements qu'il nous a prodigués au cours de ce travail. Nous exprimons notre gratitude envers les techniciens du groupe DECA qui ont rendu ces mesures possibles.

REFERENCES

[1] BAIDOROV, Y.T., IOFFE, M.S., SOLOVIEV, R.I., YUSHMANOV, E.E, Instabilité cyclotronique ionique d'un plasma dans un piège adiabatique avec minimum B, Rapport I.E.A.1331, Mosc ou, (1967)

COENSGEN, F.M., CUMMINS, W.F., ELLIS, R.E., KOVAR, F.R., NEXSEN, W.E., Observed anomalous plasma loss from a minimum B system, Rapport LA-3770, Los Alamos (1967)
CORDEY, J.G., KUO-PETRAVIC, L.G., MURPHY, E.G., PETRAVIC, M., SWEETMAN, D.R., THOMSON, E., Ion cyclotron instabilities in the Phoenix apparatus, Rapport CLM-R 69, Culham (1967)
FUTCH, A.H., DAMM, C.C., FOOTE, J.H., FREIS, R., GORDON, F. J. HURT, A.L., KILLEEN, J., MOSES, K.G., POST, R.F., STEINHAUS, J.F., "Stability of a magnetically confined 20-keV steady-state plasma", Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Culham, 1965) II, IAEA, Vienna (1966) 3.
PERKINS, W.A., BASS, W.L., Cyclotron instability in a hot electron plasma with a double humped velocity distribution , Rapport UCRL-70103, Livermore (1967)
ARTEMENKOV, L.I. , et al., properties of plasma in OGRA II , Plasma Physics 10 (1968) 431.

[2] BIGUET, A., BLANC, P., GRAVIER, R., LECOUSTEY, P., LUC, H., RENAUD, C., TACHON, J., VERON, D., "Chauffage et confinement de plasma dans le puits magnétique de DECA II", Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusior Research (Proc. Conf. Culham, 1965) I, IAEA, Vienna (1966) 69.

[3] LECOUSTEY, P., RENAUD C., Etude de l'importance du phénomène d'échange de charge dans DECA II, Plasma Physics 9 (1967) 527.

[4] DRAWIN, H.W., HENNING, H., Mesures optiques sur DECA II, Rapport EUR-CEA-FC-384, Fontenay-aux-Roses (1966).

[5] BROSSIER, P., Thèse de doctorat , Paris , Juin 1968.

[6] BROSSIER, P., Ondes cyclotroniques dans un puits magnétique, Comptes Rendus Acad. Sc. Paris 264 (1967) 1787.

[7] GUEST, G.E. , DORY, R.A., Microinstability of a mirror confined plasma, Phys. Fluids 8 (1965) 1853.

[8] BROSSIER, P., GIRARD, J.P. , HENNION, F., Rapport EUR-CEA-FC à paraître (1968).

DISCUSSION

G. GUEST: Two characteristics of the negative-mass instability suggest that this mode may be responsible for the rf emissions observed in DECA II: the perpendicular wavelength is large ($k_\perp \rho_i < 1$), and the frequency spectrum is very narrow ($\Delta\omega \ll \omega_{ci}$).

О СТРУКТУРЕ ВОЛН В ПЛАЗМЕ, СОЗДАННОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ БЫСТРЫХ ИОНОВ

А.В.БОРТНИКОВ, Н.Н.БРЕВНОВ,
В.Г.ЖУКОВСКИЙ и М.К.РОМАНОВСКИЙ
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

WAVE STRUCTURE IN A PLASMA PRODUCED BY THE INJECTION OF FAST IONS. The authors established in an earlier paper that, in the AS device, for injection currents from 0.1 to 0.8 mA, there occurs in a plasma an extremely abrupt increase in the amplitude of the high-frequency electric fields at the fundamental ion frequency and its harmonics. This threshold value of the mean plasma density depended on the magnetic field strength, in close accordance with the theoretical condition; when this condition is fulfilled there may develop in the plasma ion-cyclotron instability caused by the presence of a positive derivative in the transverse energy distribution function for fast ions. The authors present experimental results obtained by measuring the wavelengths of oscillations that develop as a result of instability. A conclusion regarding the wavelengths is reached by performing measurements with the help of a phase meter based on a system of antennae. It is established that for a constant injection current the phase shifts between the antennae vary with time; this suggests that a set of oblique waves is excited in the plasma.

О СТРУКТУРЕ ВОЛН В ПЛАЗМЕ, СОЗДАННОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ БЫСТРЫХ ИОНОВ. Установлено, что в установке "АС" при токах инжекции от 0,1 до 0,8 ма в плазме происходит очень резкое нарастание амплитуды высокочастотных электрических полей на основной частоте ионов и ее гармониках. Это пороговое значение средней плотности плазмы зависело от величины магнитного поля в хорошем соответствии с теоретическим условием, при выполнении которого в плазме может развиваться ионно-циклотронная неустойчивость, обусловленная наличием положительной производной в функции распределения быстрых ионов по поперечной энергии. Представлены экспериментальные результаты по измерению длин волн колебаний, развивающихся в результате неустойчивости. Заключение о длинах волн делается из измерений при помощи фазометра сдвигов фаз на системе антенн. Установлено, что при постоянном токе инжекции фазовые сдвиги между антеннами меняются во времени, что свидетельствует о существовании набора косых волн, возбуждающихся в плазме.

ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение в плазме ВЧ-колебаний на ионно-циклотронной частоте и ее гармониках обнаружено на всех ловушках с магнитными пробками с инжекцией быстрых заряженных и нейтральных частиц [1–3]. Согласно многочисленным теоретическим исследованиям [4], причинами для возникновения циклотронной неустойчивости в установках этого типа являются: анизотропия функции распределения захваченных в ловушку ионов или немонотонность функции распределения ионов по поперечной энергии ($\partial f_\perp / \partial \epsilon_\perp > 0$). Циклотронная неустойчивость, возникающая из-за анизотропии функции распределения, проявляет себя при низкой плотности плазмы, когда $\omega_{pe}/\omega_i > 1$. Немонотонность функции распределения быстрых ионов влияет на устойчивость при более высоких значениях плотности плазмы, когда $\omega_{pe}/\omega_i > (m_i/m_e)^{1/6}$. Различие в величинах пороговой плотности плазмы позволяет в экспериментах определить причину возникновения ионно-циклотронных колебаний и определить вид неустойчивости.

Ранее сообщалось [1], что в экспериментах на установке "АС" обнаружено резкое увеличение амплитуды ионно-циклотронных колебаний плазмы, когда ее плотность превышала пороговое значение для возникновения ионно-циклотронной неустойчивости из-за немонотонности функции распределения.

В этом случае колебания в плазме должны возбуждаться в виде косых электростатических волн, в которых устанавливается резонанс между ларморовским вращением ионов и продольными (замагниченными) ленгмюровскими колебаниями электронов.

В данной работе описываются результаты по измерению вида волн для наблюдаемых ВЧ-колебаний при плотности плазмы выше пороговой.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА. АППАРАТУРА

Опыты проводились на установке "АС" [1], упрощенная схема которой дана на рис.1.

С помощью длинного соленоида создается однородное магнитное поле H_0. В области D находится дополнительная катушка для создания регулируемой магнитной пробки ($1{,}5 \geq R = \frac{H_{пр}}{H_0} \geq 1$). Расстояние между пробками $l = 200$ см. Диаметр вакуумной камеры в области CD равен 20 см. Слева от B находится инжекционная часть установки, в которой размещены плазменный источник и схема дифференциальной откачки нейтрального водорода, выходящего из источника.

Ускоренные ионы движутся вдоль оси к стационарной магнитной пробке, отражаются от нее, возвращаются к источнику и нейтрализуются.

Камера откачивалась диффузионными насосами и системой азотитов до давления $p \sim 10^{-7}$ торр. Пучок ионов вводился импульсами длительностью в несколько мсек. Давление в импульсе не превышало 10^{-6} торр.

В рабочий объем (CD) инжектировались протоны. Ионы бóльшей массы в области C улавливались цилиндром F, диаметр которого был равен 17 см (приблизительно $4\rho_i$).

Величина инжектируемого тока измерялась установленным за магнитной пробкой цилиндром Q, ось которого была параллельна силовым линиям магнитного поля. На цилиндр на время измерения тока подавался отрицательный потенциал для отражения электронов, поступающих в объем с ускоряющих электродов источника.

Для регистрации ВЧ-колебаний был применен ряд антенн в виде плоских пластинок, размещенных на поверхности камеры в продольном и азимутальном направлениях ($A_1 - A_5$ на рис.1). Сигналы с антенн подавались на усилители с полосой 0,3 Мгц, а затем на осциллограф или фазометр. Набег фазы ($\Delta\varphi$) отсчитывался либо по осциллограмме с фазометра, либо по смещению максимумов амплитуд синусоид. Разность фаз условно считалась отрицательной, если по отношению к максимуму синусоидального сигнала с A_3 сигнал с другой антенны имел максимум слева, и положительным, если он располагался справа.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения проводились при следующих параметрах: напряженность магнитного поля $H_0 = 2100$ эрстед, энергия ионов $\epsilon_i = 2{,}5$ кэв, ток инжекции составлял 2 ма, средняя плотность ионов $n_i \simeq 8 \cdot 10^6$ см$^{-3}$, что, как следует из рис.2, лежит выше порога неустойчивости и соответствует развившимся колебаниям.

Для определения продольной и азимутальной длин волн измерялась разность фаз в сигналах с двух пар антенн, расположенных по длине установки на расстоянии 30 см ($A_2 - A_3$) и 60 см ($A_1 - A_3$) друг от друга, а по азимуту – с антенн $A_5 - A_3$, расположенных через 60° (рис.1).

С помощью усилителя выделялись ВЧ-колебания на основной ионно-циклотронной частоте. Так как установка работала импульсно, то за одно измерение можно было получить сдвиг фаз между антеннами только для некоторого момента времени.

Было установлено, что в ряде случаев сигналы с пары антенн $A_1 - A_3$ дают удвоенное значение разности фаз по отношению к разности фаз между антеннами $A_2 - A_3$. Набор значений фаз дает в этих случаях бегущие волны с длиной волны $\lambda = 60$, 120, 150, 180, 240 и 480 см. Направление распространения бегущих волн – от источника к стационарной пробке. Для выяснения наиболее вероятных длин волн, распространяющихся в плазме, была набрана статистика за большое число измерений. Результаты для $A_1 - A_3$ представлены на рис.3. Наиболее вероятным значениям фазы, равным Π, $-\Pi/2$, 0 и $+\Pi/2$, соответствуют волны с $\lambda = L$, $1/2L$ и $1/4L$, где L – продольный размер плазмы. Набор значений разности фаз между азимутальными антеннами указывает на распространение в плазме бегущих азимутальных волн с модами $m = 1$, 2, 3.

Направление распространения этих волн совпадает с направлением вращения быстрых ионов. В остальных случаях, когда разность фаз между антеннами произвольна, по-видимому, в плазме одновременно возбуждается несколько волн. Характерным для этих случаев является более резкое различие в амплитудах сигналов на соседних антеннах.

Для сравнения экспериментальных результатов с теорией недостаточно знать длины волн по Z или φ. Необходимо найти волновой вектор раскачивающихся волн, т.е. знать, каким волнам по Z соответствуют те или иные волны по φ. Для получения таких сведений производились одновременные измерения сдвигов фаз по длине и азимуту установки на антенах $A_2 - A_3$ и $A_3 - A_4$. Полученные результаты сведены в табл.1.

Изменение разности фаз от измерения к измерению указывает на возможное изменение длин волн за время существования плазмы. Осциллограмма зависимости разности фаз между двумя антеннами, полу-

ТАБЛИЦА 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ λ_{II}, m и $\mathrm{Cos}^2\theta$

λ_{II} см	120	120	60	180	360
m	1	3	3	1	2
K_{II}^2	$2{,}8 \cdot 10^{-3}$	$2{,}8 \cdot 10^{-3}$	$1{,}1 \cdot 10^{-2}$	$1{,}1 \cdot 10^{-3}$	$3{,}1 \cdot 10^{-4}$
$K_{\perp}^2$	0,145	0,44	0,44	0,145	0,25
$\mathrm{Cos}^2\theta$	$2 \cdot 10^{-2}$	$6{,}4 \cdot 10^{-3}$	$2{,}5 \cdot 10^{-2}$	$7{,}6 \cdot 10^{-3}$	$1{,}2 \cdot 10^{-3}$

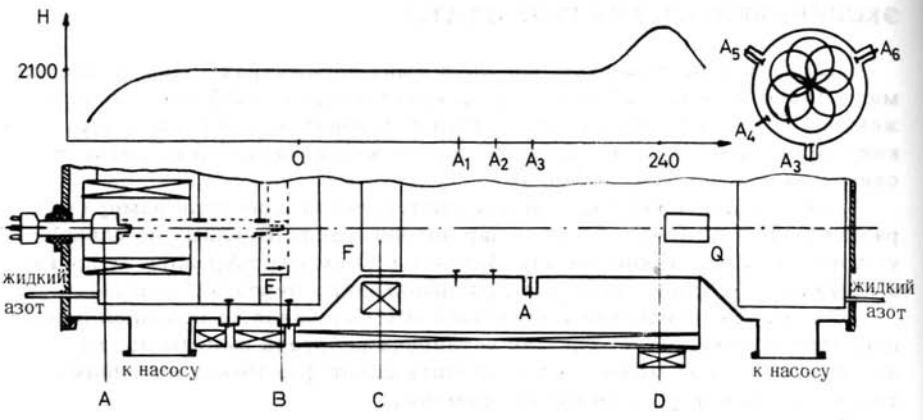


Рис.1. Схема установки:
A – источник ионов, B – ускоряющие электроды, D – стационарная магнитная пробка, Q – токоприемник, F – цилиндр, ограничивающий плазму по радиусу, $A_1 - A_5$ – антенны.

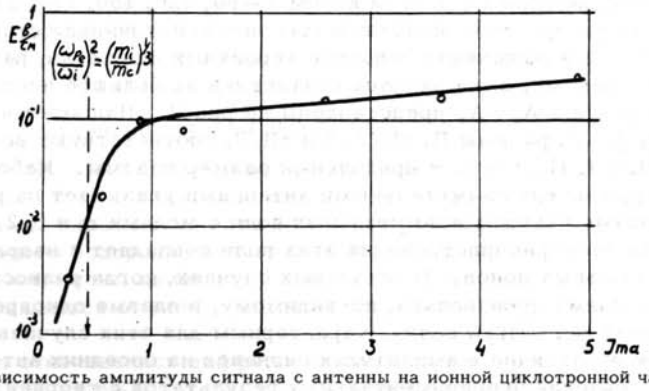


Рис.2. Зависимость амплитуды сигнала с антенны на ионной циклотронной частоте от тока инжекции ($\omega = \omega_i$).

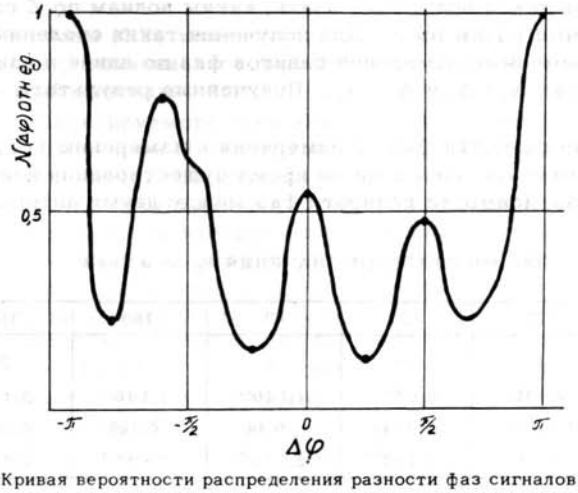


Рис.3. Кривая вероятности распределения разности фаз сигналов с $A_1 - A_3$.

ченная при помощи фазометра, приведена на рис.4. Из осциллограммы видно, что, действительно, фаза быстро меняется в пределах от 0 до П/2, что согласуется со статистическими измерениями фазы. Частота изменения фазы ~100 кгц.

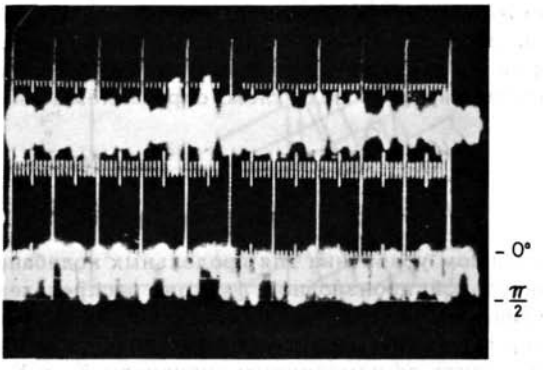


Рис.4. Осциллограммы сигналов с антенны (а) и фазометра (б). $t_{разв.} = 25$ мкс/см.

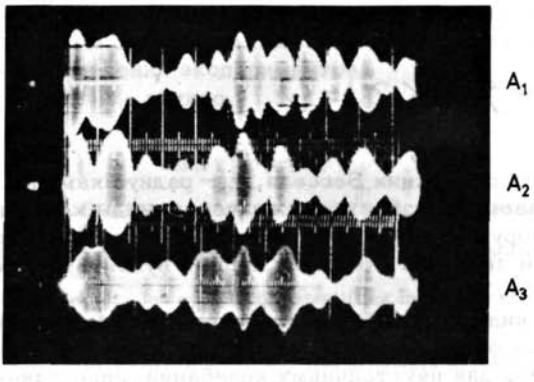


Рис.5. Осциллограммы сигналов с антенн A_1, A_2 и A_3.

На рис.5 представлены осциллограммы, снятые в один и тот же момент времени с трех антенн по длине установки на более длительной развертке. Циклотронные колебания сильно модулированы по амплитуде частотой ~100 кгц. Общим для осциллограмм является то, что можно выделить моменты времени, когда сигналы на всех трех антеннах ведут себя одинаково. Затем произвольным образом на отдельных антеннах происходят изменения. Сигналы начинают различаться по виду, максимальной амплитуде на одной антенне может соответствовать минимальная амплитуда на другой. Это соответствует, по-видимому, случаям, когда разность фаз на одной паре антенн не соответствует разности фаз на другой.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основании полученных экспериментальных результатов можно сделать вывод о том, что ионно-циклотронные колебания возникают и распространяются в виде бегущих косых волн.

Теоретические исследования циклотронной неустойчивости для плазмы с функцией распределения ионов по поперечной энергии в виде δ-функции были проведены в работе [4]. Согласно данным этой работы, ВЧ-колебания на ионно-циклотронной частоте распространяются по отношению к магнитному полю под углом, определяемым из условия

$$\left(\frac{K_{\parallel}}{K}\right)^2 = \cos^2\theta \leq n^2 \frac{\omega_{pi}}{\omega_i} \qquad (1)$$

если в дисперсионном уравнении для продольных колебаний член, обусловленный положительной производной функции распределения ионов по поперечной энергии, превосходит член, учитывающий ее анизотропию. Здесь n – номер гармоники, ω_{pi} – ионно-ленгмюровская частота.

Чтобы определить по измеренным значениям $K_{\parallel}$ и K_{φ} величину $\cos\theta$, нужно учесть конечность размеров плазмы в радиальном направлении. Учет граничных условий на цилиндрической поверхности камеры для потенциальных колебаний с модой m по φ дает следующее соотношение для $K_{\perp}$:

$$\Psi\big|_{r=r_0} \sim J_m(K_{\perp} r_0) = 0 \quad \text{откуда} \quad K_{\perp} = \frac{\mu_{m,l}}{r_0}$$

где $\mu_{m,l}$ l – нуль m функции Бесселя, r_0 – радиус камеры.

Таким образом, по известному значению моды колебаний по φ и волновому вектору $K_{\parallel}$ можно найти $\cos\theta$. Вычисленные по экспериментальным данным значения $\cos^2\theta$ для первых нулей функции Бесселя приведены в табл.1.

Как можно видеть из таблицы, полученные величины значений $\cos^2\theta$ лежат в пределах от $6\cdot10^{-3}$ до $2{,}5\cdot10^{-2}$, что находится внутри интервала допустимых углов для неустойчивых колебаний, определяемых (1), так как величина $n^2(\omega_{pi}/\omega_i)$ для выбранных экспериментальных условий (n = 1) равна 0,2.

В работе [5] проведены численные расчеты области неустойчивости для δ-образного распределения по поперечным скоростям. Показано, что благодаря немонотонности функции распределения (наличие положительной производной) неустойчивость на ионно-циклотронной частоте может развиваться при любых значениях анизотропии τ. На рис.6 приведен график области неустойчивости на плоскости параметров $S = (\omega_{pe}/\omega_i)\cos\theta$ и $\tau = T_{\perp}/T_{\parallel}$ для различных значений параметра $q = (K_{\perp}\rho_i)$ (двойная штриховка). На этом же графике нанесена область полученных экспериментально величин $(\omega_{pe}/\omega_i)\cos\theta$ (штриховка). С учетом предположений, в которых построена теория (распределение ионов по скоростям в виде δ-функции, бесконечная плазма), такое совпадение эксперимента с теорией можно считать удовлетворительным.

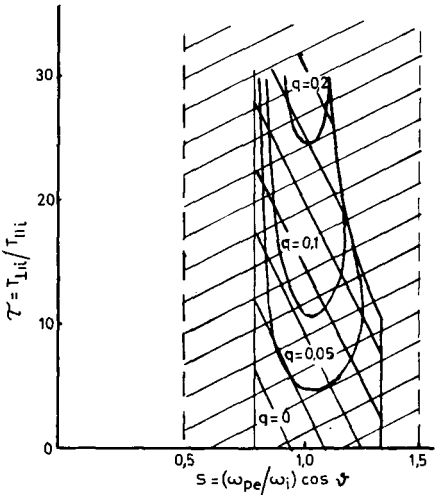


Рис.6. Области неустойчивости для плазмы с δ-образной функцией распределения ионов: двойная штриховка – теоретическая область неустойчивости, штриховка – область экспериментальных значений параметра. $\omega_{pe}/\omega_i \cos\theta$.

В заключение выражаем благодарность Ю.Н.Днестровскому, Д.П.Костомарову, В.В.Хилилю за полезные обсуждения и В.Л.Мазурову за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] БОРТНИКОВ, А.В., БРЕВНОВ, Н.Н., ЖУКОВСКИЙ, В.Г., РОМАНОВСКИЙ, М.К., ЖЭТФ 53 10 (1967) 249.

[2] БАЙБОРОДОВ, Ю.Т., ИОФФЕ, М.С., СОБОЛЕВ, Р.Н., ЮШМАНОВ, Е.Е., ЖЭТФ 53 8 (1967) 513.

[3] SWEETMAN, D.R., et al., Ion cyclotron instabilities in plasma confined in a magnetic well, Paper presented at the Second European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Stockholm, 1967.

[4] ТИМОФЕЕВ, А.В., ПИСТУНОВИЧ, В.И., Циклотронная неустойчивость анизотропной плазмы. В сб. "Вопросы теории плазмы" под ред. Леонтовича, М.А., Атомиздат, М., выпуск 5, 1967, стр.351.

[5] ДНЕСТРОВСКИЙ, Ю.Н., Ядерный синтез 3 (1963) 259.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НА УСТАНОВКЕ ПР-5

Б.И.КАНАЕВ и Е.Е.ЮШМАНОВ
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

STUDY OF ION-CYCLOTRON INSTABILITY IN THE PR-5 DEVICE. The basic experimental conditions were as follows: magnetic field at the centre H = 2800 G; longitudinal mirror ratio 1.7; radial mirror ratio 1.1 - 1.2; density at the axis $\sim 10^{10}$ cm^{-3}; mean ion energy ~1 keV; electron temperature ~20 eV; neutral gas pressure $\sim 10^{-7}$ mmHg. The plasma configuration was determined by measuring the flow of charge-exchange particles from different regions of the trap by means of collimated detectors. It was found that the length of the plasmoid was 20-30 cm and that the radial distribution was nearly exponential with a characteristic length of 3 cm. The anisotropy index, calculated on the basis of the longitudinal density distribution, was approximately 20. During an instability burst, there was an abrupt density decrease, mainly in the outer layers of the plasma, while the density at the centre of the plasma changed only slightly. The wave structure was investigated with the help of electrostatic probes arranged longitudinally and azimuthally in the trap. It was found that the wave phase was constant in the longitudinal directions, i.e. there was a standing wave of the first or zero mode. In the azimuthal direction, the authors observed waves with mode number m = 2, 3 and probably 4 travelling in the direction of ion rotation. The amplitude of the oscillations decreased with increasing mode number; the previously noted division of jumps into types according to the extent of the density decrease was associated with the excitation of different oscillation modes. The oscillation frequencies also decreased with increasing m, but were close to the ion-cyclotron frequency. The excited oscillations remain regular throughout the burst (~50 μs) and do not produce random turbulence. In many cases, two oscillations with different modes – but both regular – exist together. The minimum characteristic times for the growth and decline of the oscillation amplitude are of the order of 5 μs. According to estimates for a wave of the second mode, the energy contained in the electric field of the oscillations can be as much as 10% of the initial plasma energy.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НА УСТАНОВКЕ ПР-5. Основные условия экспериментов следующие: магнитное поле в центре, H = 2800 гс; продольное пробочное отношение 1,7; радиальное пробочное отношение 1,1 – 1,2; плотность на оси $\sim 1 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$; средняя энергия ионов ~1 кэв, температура электронов ~20 эв, давление нейтрального газа $\sim 1 \cdot 10^{-7}$ торр. Измерение конфигурации плазмы производилось путем измерения потока перезаряженных частиц из разных областей ловушки с помощью коллимированных приемников. Установлено, что длина плазменного сгустка составляет 20÷30 см, а радиальное распределение близко к экспоненциальному с показателем спада 3 см. Показатель анизотропии, вычисленный на основании продольного распределения плотности, равен примерно 20. Во время вспышки неустойчивости происходит сброс преимущественно внешних слоев плазмы, тогда как плотность в самом центре изменяется мало. Структура волн исследовалась с помощью электростатических зондов, расположенных по длине и по азимуту ловушки. Установлено, что в продольном направлении фаза волны постоянна, т.е. имеет место стоячая волна первой или нулевой моды. В азимутальном направлении наблюдаются волны с номером моды m = 2,3 и, по-видимому, 4, бегущие в сторону вращения ионов. Амплитуда колебаний убывает с ростом номера моды; установленное ранее деление скачков на типы по величине перепада плотности связано с возбуждением различных мод колебаний. Частоты колебаний с ростом m также уменьшаются, будучи, однако, близкими к ионно-циклотронной. Возбуждающиеся колебания остаются регулярными на протяжении всей вспышки (~50 мксек), не создавая беспорядочной турбулентности. Во многих случаях имеет место совместное существование двух колебаний с различными модами, но каждое из них также регулярно. Наименьшие характеристические времена нарастания и спада амплитуды колебаний имеют порядок 5 мксек. Энергия, заключенная в электрическом поле колебаний, по оценкам для волны 2-й моды, может составлять не менее 10% от первоначальной энергии плазмы.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования по удержанию плазмы с горячими ионами в открытых ловушках с минимумом B (и без него) в последние годы характеризуются тем, что практически на всех без исключения экспериментальных установках этого направления обнаружены кинетические неустойчивости ионно-циклотронного типа. Проявление этих неустойчивостей и их влияние на удержание плазмы различны; в одних условиях потери малы (ДСХ-2) или не обнаруживаются (ДЕСА-II), в других – потери существенны (Феникс-II, Алиса-бейсбол, ОГРА-II). Природа неустойчивостей, встреченных на разных установках, судя по всему, неодинакова. Исследования, направленные к всестороннему пониманию этих явлений, по-видимому, еще ни у кого не завершены.

На установке ПР-5 также обнаружилось возникновение ионно-циклотронной неустойчивости при плотностях $\sim 10^9 - 10^{10}$ см$^{-3}$. Одной из особенностей, отличающей неустойчивость в этих экспериментах от других, является высокая интенсивность потерь – бóльшая часть плазмы выбрасывается за немногие десятки микросекунд.

Изучение ионно-циклотронной неустойчивости на ПР-5 было начато три года назад, однако пока ответы найдены далеко не на все вопросы. В данном докладе приведены результаты, полученные после Стокгольмской конференции 1967 года.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ИЗУЧАЕМОЕ ЯВЛЕНИЕ

Напомним описывавшиеся ранее устройство установки, условия проведения эксперимента и главные черты наблюдаемой неустойчивости [1 – 4].

Схема установки ПР-5 приведена на рис.1. Напряженность основного пробочного поля в центре ловушки составляет 2,8 кгс, на торцах – в 1,7 раза больше. Дополнительное стабилизирующее поле создается тремя парами продольных проводников; при этом увеличение поля у стенки в центральной плоскости составляет в описываемых экспериментах 10 ÷ 20% по сравнению с центром ловушки. Диаметр ловушки – 40 см,

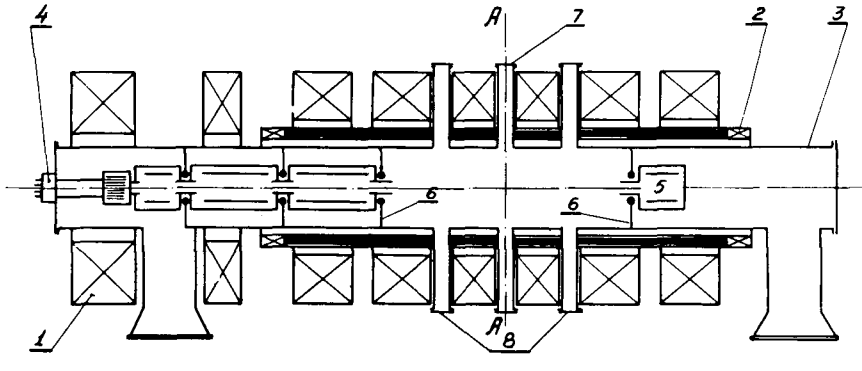


Рис.1. Схема установки ПР-5:
1 – катушки основного поля; 2 – стабилизирующая обмотка; 3 – вакуумная камера; 4 – плазменный источник; 5 – электрод для приема плазменного шнура; 6 – диафрагмы, ограничивающие ловушку с торцов; 7, 8 – патрубки для диагностических устройств.

расстояние между пробками – 120 см. Откачка производится напыленным на стенки титаном при комнатной температуре. Рабочий вакуум в присутствии плазмы составляет около $1 \cdot 10^{-7}$ тор.

Заполнение ловушки плазмой производится следующим образом. В некоторый момент времени вдоль оси ловушки создается плазменный столб диаметром в несколько сантиметров, образованный водородной плазмой, свободно диффундирующей вдоль магнитного поля из импульсного плазменного источника. Затем на этот шнур накладывается переменный потенциал в виде пакета быстро затухающих колебаний с частотой около 3 Мгц и начальной амплитудой до 35 кв, получаемый от разряда в LC-контуре. После окончания ВЧ-импульса разряд в источнике выключается и, спустя около 200 мксек, в ловушке остается захваченная плазма, занимающая объем несколько литров с максимальной плотностью на оси $\sim 1 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$. Температура электронов плазмы составляет около 20 эв, средняя энергия ионов оценивается величиной ~1 кэв. Такая оценка получена на основании формы энергетического спектра частиц перезарядки, который, однако, промерен лишь до энергии около 0,5 кэв. Тем не менее, можно все же предполагать, что количество плазмы с более низкой энергией ионов не превышает намного количество плазмы из промеренной области спектра; такое предположение основывается на производившихся ранее измерениях электронной плотности по поглощению калиевого пучка, а также на сопоставлении количества плазмы, выбрасываемой на стенки при вспышке неустойчивости с наблюдаемым при этом уменьшением сигнала перезарядки, отражающим изменение плотности ионов из более горячей части спектра.

Созданная описанным путем плазма устойчиво удерживается в ловушке, претерпевая свободный распад за счет перезарядки с характерным временем – несколько миллисекунд. Однако спокойный распад почти всегда прерывается вспышкой неустойчивости, происходящей спонтанно, спустя то или иное время после начала распада. На осциллограммах перезарядки вспышки неустойчивости имеют вид характерных скачков, которые отчетливо делятся на три типа по величине перепада сигнала (рис.2). Первый тип – большие скачки с глубиной перепада 50 ÷ 80%; второй тип – средние скачки с перепадом 15 ÷ 30%; третий тип – малые скачки, представляющие лишь всплеск сигнала перезарядки почти без последующего уменьшения.

Скачок на сигнале перезарядки сопровождается вспышкой ВЧ-колебаний на частоте, близкой к ионно-циклотронной. Длительность вспышки составляет обычно 40 ÷ 80 мксек. Относительная интенсивность сигнала для разных типов скачков примерно соответствует глубине перепада. Спектр сигнала имеет линейчатый характер с резким превалированием основной частоты над гармониками.

Совместно со скачком на сигнале перезарядки и вспышкой ВЧ наблюдается интенсивный кратковременный выброс плазмы из ловушки, регистрируемый с помощью системы электродов, размещенных на стенках. Количество плазмы, приходящейся на стенку, примерно соответствует уменьшению плотности, определяемому по изменению сигнала перезарядки. Выброс плазмы совершается в сравнимых количествах как вдоль магнитного поля, т.е. через конус потерь, так и поперек магнитных силовых линий.

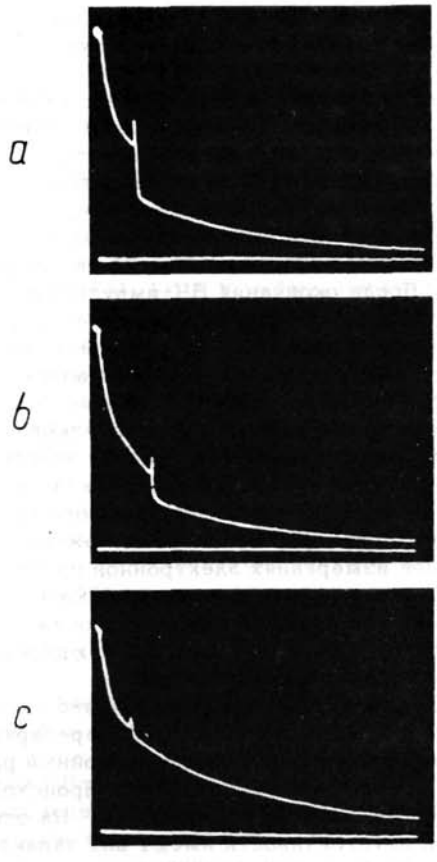


Рис.2. Осциллограммы трех основных типов скачков на сигнале перезарядки при вспышках неустойчивости. Длительность развертки 3 мсек:
a – большой скачок; b – средний скачок; c – малый скачок.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ

Для определения конфигурации плазменного сгустка измерялось распределение плотности вдоль оси ловушки и распределение по радиусу в центральном сечении с помощью узко коллимированных детекторов перезаряженных частиц. Схема измерений и полученные результаты приведены на рис.3. При измерении продольного распределения величина плотности $n(z)$ считалась пропорциональной сигналу соответствующего детектора. При измерении радиального распределения использовался один детектор, устанавливаемый под разными углами относительно диаметра; из полученной кривой зависимости величины сигнала от направления радиальное распределение находилось путем численного расчета.

Продольное распределение таково, что среднюю полудлину плазмы можно принять равной ~15 см. Исходя из формы распределения, можно также вычислить показатель анизотропии как отношение средней попе-

речной энергии к продольной; найденная при этом величина анизотропии составляет ~20.

Радиальное распределение плотности оказывается близким к экспоненциальному $n(r) \sim \exp(-r/r_0)$ с характерным показателем спада $r_0 \simeq 2{,}5 \div 3{,}0$ см.

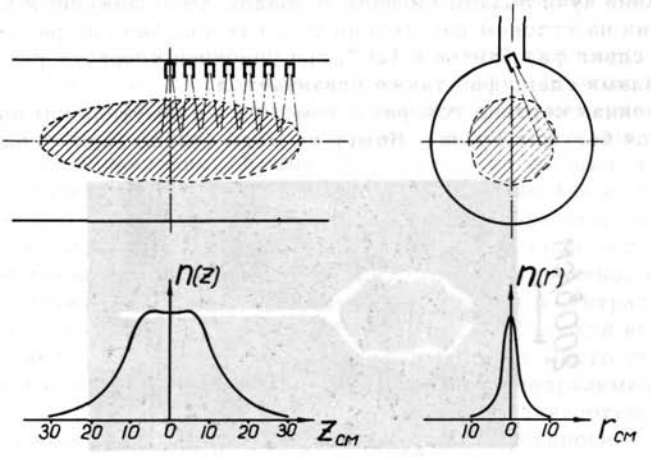


Рис.3. Схема измерений пространственного распределения плазмы в ловушке и полученные результаты.

Приведенные данные относятся к пространственному распределению плазмы в процессе спокойного распада до вспышки неустойчивости. Детального исследования изменения распределения при вспышках не производилось, но отдельные наблюдения говорят о том, что во время вспышки плазма расширяется как по длине, так и по радиусу. После же вспышки распределение по тому и другому направлению становится даже более крутым, чем до нее, причем плотность в самом центре ловушки изменяется незначительно. Таким образом, при вспышке неустойчивости происходит в основном сброс периферийных слоев плазмы.

В отношении приводимых данных следует оговориться, что метод перезаряженных частиц дает сведения лишь о горячей плазме с энергией ионов $\gtrsim 1$ кэв. Распределение полной плотности, включающее и более холодную плазму, может быть, вообще говоря, несколько иным. Кроме того, в полученной картине пространственного распределения плотности возможны неточности, связанные с анизотропией скоростей ионов и с различием их углового распределения в различных точках объема ловушки.

СТРУКТУРА ВОЛН НЕУСТОЙЧИВЫХ КОЛЕБАНИЙ

Исследование волн производилось с помощью электрических зондов-антенн, представляющих изолированные электроды диаметром 3 см, размещенные вровень с поверхностью стенки между стабилизирующими проводниками в центральном сечении ловушки и в 30 см по сторонам от него. Измерялись сдвиги фаз сигналов с различных зондов. Аппаратурное разрешение при этом было не хуже $10 \div 15°$.

На рис.4. приведена типичная для некоторых определенных условий осциллограмма всего пакета ВЧ-колебаний при вспышке неустойчивости. Момент срабатывания более быстрого осциллографа может быть произвольно установлен в той или иной области вспышки.

На рис.5 приведена осциллограмма быстрого осциллографа. На нижний и верхний лучи поданы сигналы с зондов, расположенных в центральном сечении на угловом расстоянии 60°, как показано на рисунке. Измеренный сдвиг фаз близок к 120°; при удвоении углового расстояния между зондами сдвиг фаз также удваивается.

Полученная картина говорит о том, что в азимутальном направлении имеется бегущая волна. Номер ее моды (число волн, укладывающихся

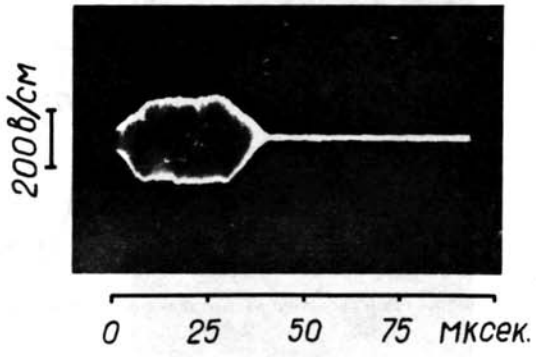


Рис.4. Пакет ВЧ-колебаний. Масштаб вертикального отклонения указан в пересчете на величину переменного электрического поля у стенки камеры.

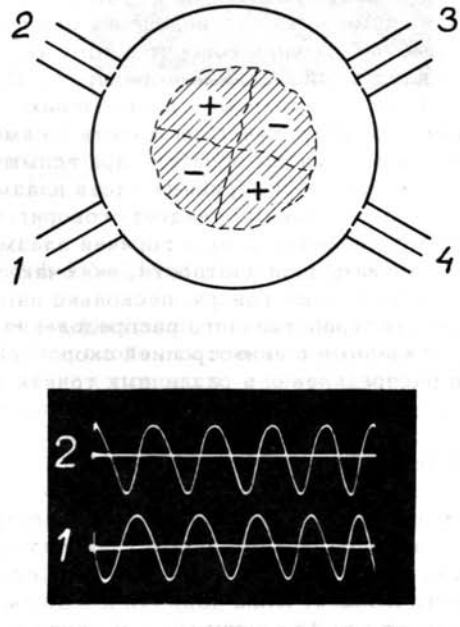


Рис.5. Схема расположения зондов в центральной плоскости и осциллограммы ВЧ-колебаний.

на окружности) может быть m = 2, 8, 14 и т.д., если волна на рисунке бежит по часовой стрелке, и m = 4, 10, 16 и т.д., если волна бежит против часовой стрелки. Выбор среди этих возможностей осуществляется с применением двух зондов, угловое расстояние между которыми может плавно меняться. Наблюдая, как при этом изменяется сдвиг фаз сигналов, можно однозначно определить направление распространения волны и номер моды.

Таким путем было установлено, что приводимый здесь сигнал отвечает волне второй моды, бегущей по часовой стрелке. В этом же направлении вращаются положительные ионы. Аналогичными измерениями при несколько иных условиях была обнаружена волна 3-й моды, бегущая также в ионном направлении. Кроме того, иногда наблюдаются слабые колебания со сдвигом фаз, соответствующим или волне 4-й моды в ионном направлении, или волне 2-й моды противоположного направления; окончательная идентификация этих колебаний пока не произведена.

При измерении продольного сдвига фаз было установлено, что в зазоре между стабилизирующими проводниками сигналы в центральном сечении и на краях плазмы всегда синфазны. Это с большой вероятностью означает, что в продольном направлении имеет место стоячая волна нулевой или первой моды. Под нулевой модой подразумевается случай, когда в процессе колебаний плазма остается эквипотенциальной по всей длине в направлении магнитного поля. Установить, имеется ли продольный перепад переменного потенциала в плазме, исходя из наблюдаемого уменьшения амплитуды ВЧ-сигнала на краю плазмы, не удается из-за сложности учета геометрических факторов.

Относительно радиальной структуры волн предполагается, что фаза колебаний переменного потенциала по радиусу всюду одинакова, т.е. имеется стоячая волна 1-й моды; однако прямые экспериментальные данные на этот счет отсутствуют.

ОСОБЕННОСТИ КОЛЕБАНИЙ РАЗЛИЧНЫХ МОД

Вспышки неустойчивости, связанные с раскачкой колебаний того или иного типа, обладают многими отличиями. Сюда относится прежде всего специфическое деление скачков на сигналах перезарядки на три типа. Установлено, что большому скачку соответствует раскачка колебаний 2-й моды. Колебания 3-й моды приводят к среднему скачку, а слабые колебания, предположительно 4-й моды, дают малые скачки. Как было отмечено ранее, при этом так же различаются и количества выбрасываемой из ловушки плазмы.

Колебания различных типов существенно неодинаковы по интенсивности, достигаемой в максимуме вспышки. Так, величина амплитуды переменного электрического поля у стенки при колебаниях 2-й моды достигает 100 в/см, при колебаниях 3-й моды – около 30 в/см, при колебаниях предполагаемой 4-й моды – не более 10 в/см. Но следует учитывать, что такая разница полей у стенки может быть отчасти связана с тем, что поле волны спадает вне плазмы тем быстрее, чем выше номер моды; поэтому поля внутри плазмы различаются, по-видимому, в меньшей степени, чем поля у стенки.

Некоторая разница наблюдается и в частотах колебаний различных мод. Вторая мода имеет в начале вспышки частоту около 4,9 Мгц,

которая затем плавно уменьшается к концу вспышки примерно до 4,4 Мгц. Частота 3-й моды меняется подобным же образом, но охватывает интервал 4,4 ÷ 4,2 Мгц. Частота малых колебаний составляет около 4,1 Мгц. Ионно-циклотронная частота, рассчитанная для центра ловушки, имеет величину 4,26 Мгц.

СМЕШАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Для получения вспышек неустойчивости на 2-й или на 3-й моде необходимо придерживаться некоторых определенных режимов инжекции и удержания. При других режимах вспышки неустойчивости могут иметь менее правильный характер, проявляющийся, в частности, в усложнении формы ВЧ-пакета. На рис.6 приведены три примера таких колебаний.

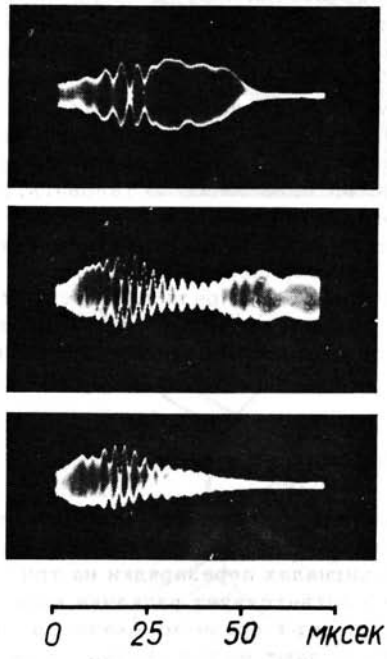


Рис.6. Осциллограммы пакетов смешанных колебаний.

Главная деталь, привлекающая внимание, – это наличие на некоторой части пакета правильной модуляции, означающей присутствие в составе сигнала двух частот, различающихся на величину, равную частоте модуляции (0,2 – 0,4 Мгц). Естественно предположить, что в этой части вспышки колебания состоят из двух одновременно существующих волн, различающихся в общем случае не только частотами, но и номерами мод. Суперпозиция таких колебаний дает модулированную волну, фаза модуляции которой в один и тот же момент времени в различных по азимуту точках будет различной. Для примера возьмем простой случай волн с одинаковой амплитудой:

$$\sin(m_1\varphi-\omega_1 t)+\sin(m_2\varphi-\omega_2 t)=2\cos\left(\frac{m_1-m_2}{2}\varphi-\frac{\omega_1-\omega_2}{2}t\right)\sin\left(\frac{m_1+m_2}{2}\varphi-\frac{\omega_1+\omega_2}{2}t\right)$$

Видно, что максимумы низкочастотной огибающей, описываемой синусом, будут на различных азимутах φ_1 и φ_2 сдвинуты по времени на $\frac{m_1 - m_2}{2\pi}(\varphi_2 - \varphi_1)$ долю периода модуляции. Это остается справедливым и при различных амплитудах смешиваемых волн (и произвольных начальных фазах). Следовательно, из сравнения фаз модуляции ВЧ-сигналов с зондов, установленных на различных азимутах, можно определить разность номеров мод смешанных волн.

На рис.7 приведены осциллограммы модулированных сигналов с 2-го и 3-го зондов (см. рис.5), угловое расстояние между которыми 120°. Отчетливо видно, что фаза модуляции на втором зонде запаздывает на 1/3 периода относительно третьего зонда. Отсюда следует, что разность номеров мод волн, смешанных в данном случае, равна минус единице. Минус просто означает, что волна с большей частотой имеет меньший номер моды.

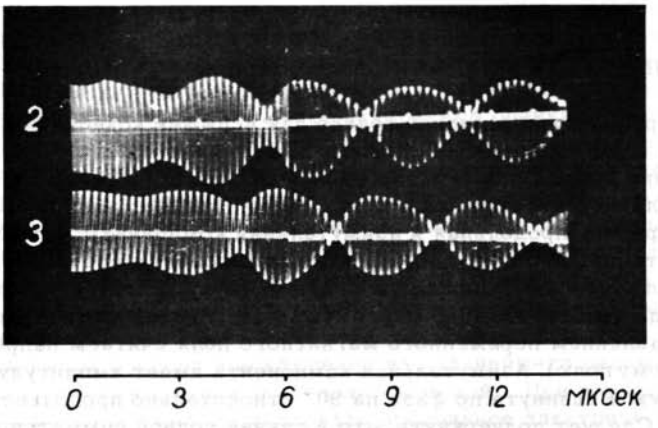


Рис.7. Сдвиги фаз огибающей. Расстояние между зондами 120°.

Вопрос о том, какие именно смешаны моды, решается измерениями азимутальных сдвигов фаз высокочастотной несущей модулированного сигнала. При равных амплитудах складываемых волн сдвиг несущей будет равен арифметическому среднему сдвигов для обеих мод. При неравных амплитудах сдвиг будет ближе к тому или иному крайнему значению, но заключен в лежащем между ними интервале.

Измерение сдвигов фаз несущей, выполненное для большого количества случаев модулированных колебаний, показывает, что при угловом расстоянии между зондами в 60° сдвиг фаз чаще всего оказывается в интервале от 120° до 180°, т.е. колебания представляют наложение волн 2-й и 3-й моды. Поскольку частота волны второй моды, как было установлено ранее, превышает частоту третьей моды, то естественным становится и факт отрицательного сдвига фаз огибающей модулированных колебаний.

В отдельных редких случаях в тех режимах, когда обычно происходят вспышки неустойчивости на 2-й моде, наблюдаются также модулированные колебания характерной формы, которые, судя по сдвигам фаз, представляют смесь волн второй и первой мод. Эти случаи – единствен-

ные примеры возникновения волн первой моды в описываемых экспериментах.

Приведенные на рис.6 осциллограммы соответствуют следующим процессам. Верхняя осциллограмма – случай только что упомянутого появления волны 1-й моды. Эта мода является доминирующей в первой половине пакета, затем к ней добавляется волна 2-й моды; в точке перетяжки амплитуды волн одинаковы, затем 1-я мода затухает, уступая место 2-й. Средняя осциллограмма представляет вспышку, начавшуюся раскачкой волны 2-й моды, в которой в средней части вспышки примешивается 3-я мода, оказывающая, видимо, некоторое гасящее воздействие. Во второй половине вспышки индуцированная волна 3-й моды затухает, и колебания 2-й моды вновь возрастают до начального уровня. Нижняя осциллограмма иллюстрирует аналогичный случай с той разницей, что первоначальная 2-я мода полностью затухла до того, как затухла индуцированная волна, и конец пакета – хвост – представляет колебания 3-й моды.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ КОЛЕБАНИЙ

Измерения производились только для вспышек колебаний 2-й моды. Датчиком служила петлевая антенна, помещенная вблизи стенки в центральном сечении ловушки, заэкранированная от электрического поля разрезным металлическим экраном.

Измерялись продольная и азимутальная компоненты магнитного поля волны у стенки. Амплитуда продольной компоненты составляет около 3 Мгс, положительный максимум соответствует моменту прохождения мимо зонда положительного максимума волны потенциала (положительным направлением переменного магнитного поля считаем направление по основному полю). Азимутальная компонента имеет амплитуду в 2 – 3 раза меньшую и сдвинута по фазе на 90° относительно продольной компоненты. Следует подчеркнуть, что в случае полной симметрии плазмы относительно центральной плоскости азимутальной компоненты не должно было бы быть, так как создающие эту компоненту продольные токи в стоячей по z-направлению волне, с пучностью в середине, зеркально симметричны относительно центральной плоскости, и поэтому в этой плоскости поля не дают. Однако в ловушке со стабилизирующими проводниками расположение силовых трубок с плазмой уже не является симметричным, поэтому магнитный зонд в большей степени "чувствует" правую или левую половину ближайшей к нему трубки с плазмой. Этой несимметрией и объясняется наличие измеримой азимутальной компоненты переменного магнитного поля в центральной плоскости. Правильность такого объяснения подтверждается тем, что при изменении направления стабилизирующего поля на противоположное знак сигнала от азимутальной компоненты также меняется. Если учесть, что направление и тип волны не зависит от переполюсовки стабилизирующего поля и, с другой стороны, что расположение силовых трубок относительно центральной плоскости меняется при этом на зеркально противоположное, то изменение знака φ-компоненты говорит о том, что z-токи справа и слева действительно имеют противоположные направления, а сигнал в геометрической центральной плоскости обусловлен асимметрией поля.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Конечной целью проводимых исследований является достижение такого понимания рассматриваемого явления, когда можно было бы подробно ответить на основные вопросы. Что представляют собой наблюдаемые колебания? В чем заключается причина раскачки и каков ее механизм? Каким образом неустойчивость вызывает потери плазмы? Пока мы все еще далеки от желаемой степени понимания, так как выявлены лишь отдельные детали из нераскрытой общей картины.

По первому вопросу – о природе колебаний – ряд выводов из установленных фактов дает возможность выдвинуть конкретные предположения. Одним таким выводом является, по-видимому, заключение о периферийном характере изучаемых волн, выражающемся в том, что колебания потенциала достигают максимальной амплитуды далеко от оси, в области разреженной плазмы. Это следует из большой величины электрического поля у стенки. Если бы волны были локализованы вблизи оси, и радиус r_0, на котором переменный потенциал максимален, был бы мал по сравнению с радиусом камеры, то ослабление поля вне плазмы происходило бы примерно как для длинного мультиполя $\sim(r_0/r)^{m+1}$, и полям $\sim$100 в/см у стенки должны были бы соответствовать нереально большие поля внутри плазмы. Более аккуратные оценки с учетом ограниченности плазмы по длине и влияния металлических стенок и с наложением условия (энергия колебаний) < (энергии плазмы) приводят к наиболее вероятному значению $r_0 \simeq 10$ см. При этом азимутальное поле в максимуме составляет 200 ÷ 300 в/см, а колебания потенциала достигают, соответственно, 1 ÷ 1,5 кв по амплитуде. Некоторым подтверждением периферийного характера волн служит то обстоятельство, что выброс плазмы при вспышке неустойчивости происходит сильнее на периферии.

Другой вывод состоит в исключении из дальнейшего рассмотрения всех типов колебаний с нулевой продольной модой. При первой, например, моде в волне должно существовать продольное электрическое поле с амплитудой $E_z \simeq E_\varphi \frac{r_0/m}{L/\pi}$ (L – длина плазмы), в нашем случае составлявшей бы около 100 в/см. В таком поле электроны испытывали бы осцилляции по z с амплитудой $\frac{eE_z}{m_e\omega^2}$; однако эта величина на порядок превышает длину плазмы, следовательно, такая ситуация невозможна. Таким образом, плазма в процессе колебаний, по-видимому, поддерживается эквипотенциальной вдоль магнитного поля (с точностью до разности потенциалов порядка электронной температуры). Эти соображения представляют аргумент против предположения, что исследуемые колебания являются косой электронно-ленгмюровской волной, подобной неустойчивым колебаниям на установке Феникс-II, так как для этой волны нулевой моды не существует.

Вполне приемлемым сейчас выглядит предположение, что колебания представляют собой поперечные к магнитному полю электростатические ионные волны, аналогичные тем, которые в случае однородной плазмы (и плоской волны) с холодными ионами имеют частоту $\omega^2 = \omega_{i0}^2 + \omega_{iH}^2$. Если волна распространяется в периферийной области, где плотность плазмы $\sim 10^8$ см$^{-3}$, то ее частота будет отличаться от ионно-циклотронной на величину $\lesssim 10\%$, что не противоречит эксперименту.

Ионная природа колебаний, по-видимому, подтверждается и наблюдениями над z-компонентой переменного магнитного поля. Рассмотрим точку измерения, расположенную недалеко от поверхности плазмы, по которой распространяется волна (рис.8). Магнитное поле в этой точке определяется, в первую очередь, токами, протекающими в той части плазмы, которая расположена ближе всего к точке измерения. Эти токи включают две составляющие: ток смещения и ток переноса заряженных частиц. Азимутальная компонента тока смещения, как нетрудно представить, имеет максимальную величину в момент прохождения максимума потенциала, причем при прохождении положительного максимума ток смещения направлен против движения волны. Ионы, колебания которых образуют волну, имеют максимальную азимутальную упорядоченную скорость также в фазе максимума потенциала, но эта скорость, а следовательно, и направление тока переноса, в положительной фазе потенциала имеют направление по волне. Таким образом, ток смещения и ток переноса вычитаются. Хотя полный ток смещения равен полному току переноса, однако, в то время как ток переноса весь заключен в объеме плазмы, линии тока смещения частично выходят за пределы плазменной границы и какая-то часть их замыкается через металлическую стенку позади точки измерения, не создавая магнитного поля в этой точке. Таким образом, результирующее продольное магнитное поле будет по знаку соответствовать току ионов, т.е. z-компонента поля будет осциллировать синфазно с волной потенциала. Это и наблюдается в действительности.

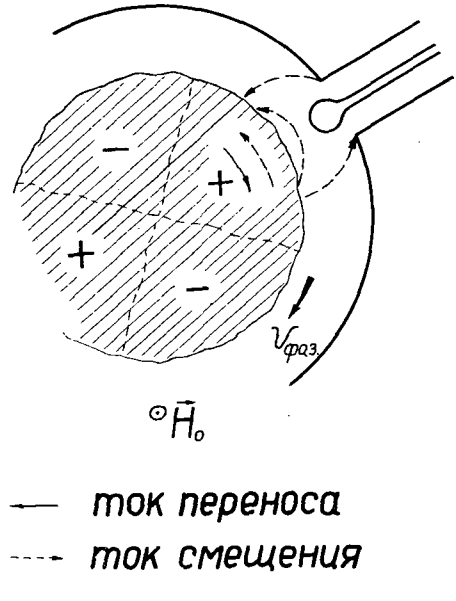


Рис.8. Схема азимутальных токов в ионной волне.

Если бы природа волны была иной, например, если бы это была косая электронно-ленгмюровская волна, в которой перемещение зарядов осуществляется продольным движением электронов, то картина токов была бы совсем иной.

Установленное по измерениям азимутальной компоненты магнитного поля волны присутствие z-токов, противоположно направленных по разные стороны от центра и сдвинутых на 90° по отношению к волне потенциала, не противоречит представлению о поперечных колебаниях, так как вследствие неоднородности плазмы по длине для обеспечения продольной эквипотенциальности трубок требуется продольное перераспределение электронов в процессе колебаний, т.е. возникают z-токи.

Таким образом, рабочей гипотезой можно принять представление о волне, связанной с поперечными колебаниями ионов, бегущей по азимуту в периферийном цилиндрическом слое, где плазма сильно разрежена по сравнению с центральной областью. Упорядоченное движение ионов в такой волне, если $\omega_{i0}^2 \ll \omega_{iH}^2$, представляет собой просто вращение по чуть сплюснутым окружностям, причем фаза вращения всех ионов на одном азимуте одинакова и определенным образом коррелирована на разных азимутах цилиндрического слоя. Электроны играют в механизме колебаний пассивную роль, создавая лишь зарядный фон, привязанный к магнитному полю, и выравнивая потенциал по длине.

Возникает также вопрос, имеет ли какое отношение к описанной волне та основная масса плазмы, которая сосредоточена ближе к оси вне области наиболее интенсивных колебаний. По этому поводу следует, наверное, предположить, что, несмотря на периферийную локализацию волн, источником энергии для них служит центральная плазма, так как первоначального запаса энергии только периферийной плазмы, по-видимому, недостаточно для раскачки таких интенсивных колебаний, как наблюдаемые, и для выброса из ловушки иногда до 80% плазмы.

Разумеется, приведенная модель претендует на описание лишь самых общих черт колебаний. Будучи построенной на эмпирической основе, без количественного учета таких факторов, как неоднородность плазмы и магнитного поля, температура ионов и электронов, возможный допплер – эффект от вращения плазмы в собственном усредненном положительном поле и др., не говоря уже о неустановленной специфике механизма раскачки – модель не в состоянии объяснить детали явления, например, номера мод, соотношения частот и интенсивностей и т.п.

Вопрос о механизме раскачки является наименее ясным. Эксперимент указывает лишь, что волны, бегущие в ионную сторону, обладают преимуществом в отношении раскачки по сравнению с волнами противоположного направления. Объяснение этому можно представить следующим образом. Для волны, бегущей по плазменному цилиндру в азимутальном направлении, электрическое поле в фиксированной точке пространства внутри плазмы вращается по направлению движения волны по эллипсу, т.е. может быть представлено суммой двух вращающихся навстречу компонент, причем большей является компонента, вращающаяся в направлении волны. Поскольку раскачка колебаний происходит путем взаимодействия ионов с той компонентой поля, которая вращается в сторону их ларморовского вращения, то волна в ионном направлении получает преимущество перед волной в электронном направлении.

Интерес могут представлять также данные о скорости раскачки колебаний. Наименьшее наблюдаемое характерное время нарастания колебаний составляет около 5 мксек, что соответствует инкременту $\gamma \simeq \frac{1}{150}\omega_{iH}$. Теоретические оценки величины инкрементов для разных форм ионно-циклотронной неустойчивости обычно дают существенно большую величину [5].

Относительно механизма выброса плазмы из ловушки во время вспышки колебаний можно указать одну, по-видимому, действительно реализующуюся, возможность. Имеется в виду электростатическое выталкивание ионов вдоль магнитного поля средним положительным потенциалом, который плазма должна приобретать в процессе колебаний благодаря тому, что в отрицательном полупериоде электроны успевают покидать ловушку вдоль магнитного поля. Величина среднего положительного потенциала близка к амплитуде переменного потенциала, т.е. составляет, по-видимому, около 1 кв, что достаточно для выброса некоторой части ионов, имеющих скорости, значительно наклоненные к магнитному полю. Такой механизм частично объясняет то обстоятельство, что при колебаниях 2-й моды выброс плазмы больше, чем при 3-й моде. Даже если внутренние электрические поля в том и другом случае примерно одинаковы, при колебаниях с большей длиной волны амплитуда колебаний потенциала больше, поэтому большим оказывается и средний потенциал плазмы, что ведет к большему выбросу.

Однако электростатическое выталкивание не объясняет той части потерь, которые происходят поперек магнитного поля. Эти потери не могут быть объяснены и диффузией во флюктуирующих полях, поскольку таких полей нет, ибо колебания весьма регулярны и на протяжении всей вспышки, как правило, представляют одну непрерывную последовательность без сбоев фаз. Таким образом, в данном случае не оправдывается представление о том, что сильно развитая неустойчивость так или иначе порождает турбулентность, приводящую к аномальной поперечной диффузии. В описанном явлении за аномальную диффузию ответственны регулярно меняющиеся поля.

Авторы с благодарностью отмечают большое содействие, оказанное выполнению работы плодотворными обсуждениями результатов с М.С.Иоффе, а также с Б.Б.Кадомцевым и О.П.Погуце.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ГОТТ, Ю.В., ИОФФЕ, М.С., ЮШМАНОВ, Е.Е., Конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Калхэм, 1965, CN-21/143.
[2] БАЙБОРОДОВ, Ю.Т., ГОТТ, Ю.В., ИОФФЕ, М.С., ЮШМАНОВ, Е.Е., ЖЭТФ, Письма 3 (1965) 92.
[3] БАЙБОРОДОВ, Ю.Т., ИОФФЕ, М.С., СОБОЛЕВ, Р.И., ЮШМАНОВ, Е.Е., ЖЭТФ 53 (1967) 513.
[4] БОЙБОРОДОВ, Ю.Т., ИОФФЕ, М.С., СОБОЛЕВ, Р.И., ЮШМАНОВ, Е.Е., Вторая европейская конференция по управляемому синтезу и физике плазмы, Стокгольм, 1967.
[5] ТИМОФЕЕВ, А.В., ПИСТУНОВИЧ, В.И., Вопросы теории плазмы 5 Атомиздат, М., 1967.

DISCUSSION

B.B. KADOMTSEV: Mr. Post said in his oral presentation that plasma instability in the PR-5 might be due to a "double hump" on the distribution function caused by cold ions. I find it hard to accept this. First, the plasma in the PR-5 is positively charged and does not retain the cold ions. Second, the observed oscillations have a transverse wavelength much greater than the mean Larmor radius of the ions, so that they "feel" such details of the distribution function as its "double

hump" nature. As far as I know, the authors of paper CN-24/H-9 are of the opinion that a modified negative mass instability on the surface waves develops in the trap.

R.F. POST: In the absence of direct experimental evidence for the existence of a cold plasma component in the PR-5 apparatus, one can only speculate on the possibility of "double hump" instabilities. However, since some features of the experimentally observed phenomena resemble what would occur with a "double hump" instability, I do not feel that it can be ruled out as yet. At the same time, there are many reasons for believing that the evidence can be explained more satisfactorily by the modified negative mass instability described in papers CN-24/G-10 and CN-24/H-6.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕННОМ СГУСТКЕ

К.Б.КАРТАШЕВ, В.И.ПИСТУНОВИЧ,
В.В.ПЛАТОНОВ, Д.Д.РЮТОВ и Е.А.ФИЛИМОНОВА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

INVESTIGATION OF ION-CYCLOTRON INSTABILITY IN A PLASMA BURST. When a burst of plasma moves along a homogeneous magnetic field its length increases as a result of the initial thermal spread of the ions. As the burst expands, the longitudinal temperature of the ions decreases while the transverse ion temperature $T_{\perp i}$ remains at about its initial value; in other words the ion distribution function becomes strongly anisotropic. Ion-cyclotron instability then appears in the plasma, as a result of which the longitudinal and transverse temperatures are equalized. As the burst progresses further the anisotropy of the ions is again increased, and this is followed as before by the development of the instability, subsequent equalization of temperatures, and so on. The theoretical investigations reported in the paper show that, given cold electrons, a process of this kind can be described as one-dimensional adiabatic dispersion of a gas cloud. The transverse temperature of the ions decreases. In our paper we suggest that good use can be made of this effect in experiments on charge exchange in a plasma burst meeting a gas target. When the target is placed at a sufficient distance from the injector, the ion-cyclotron instability will reduce the transverse thermal spread of the ions, and accordingly the dispersion of the fast atom flux will also be reduced. In the experimental part of our paper we report the results of measurements carried out on the INES device, an instrument designed to produce a dense flux of fast atoms, with charge exchange in a magnesium target. Measurements of oscillations at the ion-cyclotron frequency are presented. The experimental results are compared with theoretical calculations.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ПЛАЗМЕННОМ СГУСТКЕ. При движении плазменного сгустка вдоль однородного магнитного поля происходит увеличение его длины из-за наличия начального теплового разброса ионов. В процессе расплывания сгустка продольная температура ионов убывает, а их поперечная температура остается порядка начальной, т.е. функция распределения ионов становится сильно анизотропной. При этом в плазме возникает ионно-циклотронная неустойчивость, приводящая к выравниванию продольной и поперечной температур. Дальнейший разлет сгустка вновь вызывает увеличение анизотропии ионов и, следовательно, развитие неустойчивости, выравнивание температур и т.д. Теоретическое исследование показывает, что в случае холодных электронов такой процесс может быть описан как одномерный адиабатический разлет облака газа. Поперечная температура ионов убывает. Описанный эффект предлагается использовать в опытах по перезарядке плазменного сгустка на газовой мишени. В том случае, когда мишень расположена на достаточном расстоянии от инжектора, ионно-циклотронная неустойчивость будет приводить к уменьшению поперечного теплового разброса ионов и, следовательно, к уменьшению расходимости потока быстрых атомов. В экспериментальной части доклада сообщается о результатах измерений, проведенных на установке ИНЕС, которая предназначена для получения плотного потока быстрых атомов при перезарядке плазменного сгустка в магниевой мишени. Приводятся данные по измерению колебаний на ионной циклотронной частоте. Проводится сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами.

1. ВВЕДЕНИЕ

При использовании плазменных сгустков для получения плотных потоков атомов путем перезарядки сгустка на газовой мишени желательно иметь сгустки с возможно меньшим поперечным разбросом ионов по ско-

ростям. Такое требование связано с тем, что образующиеся при перезарядке сгустка атомы вылетают из мишени под углом $\sim v_\perp/v_\parallel$ к направлению движения сгустка, т.е. наличие большого поперечного разброса приводит к значительному угловому расхождению потока нейтралов и не позволяет эффективно использовать его при инжекции в магнитные ловушки. С другой стороны, плазменные сгустки, получаемые в импульсных плазменных инжекторах, содержат ионы, обладающие существенным разбросом по скоростям в поперечном направлении.

В данной работе указывается простой механизм, который приводит к "перекачке" поперечной тепловой энергии ионов в энергию продольного разлета сгустка. В основе этого механизма лежит ионно-циклотронная неустойчивость, связанная с анизотропией функции распределения ионов по скоростям (см., например, [1]). Анизотропное распределение ионов возникает из-за того, что в процессе своего движения сгусток свободно расширяется в продольном направлении. При этом продольная температура ионов $T_{\parallel i}$ уменьшается, тогда как их поперечная температура $T_{\perp i}$ остается неизменной. Возникающая анизотропия функции распределения вызывает ионно-циклотронную неустойчивость, которая приводит к "перекачке" поперечной тепловой энергии ионов в продольную, вследствие чего разрыв между $T_{\perp i}$ и $T_{\parallel i}$ уменьшается до критического значения, соответствующего порогу циклотронной неустойчивости. При дальнейшем разлете сгустка $T_{\parallel i}$ вновь убывает, вновь включается неустойчивость, происходит уменьшение $T_{\perp i}$ и т.д. Такой процесс в конечном итоге приводит к тому, что вся энергия поперечного теплового движения ионов переходит в энергию продольного разлета сгустка, и $T_{\perp i}$ становится существенно меньше своего начального значения.

Теоретическая часть работы посвящена исследованию динамики разлета сгустка в условиях развитой ионно-циклотронной неустойчивости. При этом основное внимание уделяется случаю, когда продольная температура ионов существенно превышает температуру электронов.

В экспериментальной части приводятся предварительные результаты измерений колебаний вблизи ионной циклотронной частоты в плазменном сгустке, движущемся в магнитном поле.

2. ТЕОРИЯ

Для простоты мы ограничимся рассмотрением одномерной задачи, т.е. будем считать, что параметры сгустка зависят только от координаты z, направленной вдоль однородного магнитного поля.

В случае, когда продольная температура ионов $T_{\parallel i}$ существенно превышает температуру электронов T_e, основную роль в процессе изотропизации ионов играет циклотронная неустойчивость на электронных ленгмюровских колебаниях с $K_\perp \sim \omega_{Hi}/V_{Ti}$, $K_\parallel \sim (m/M)^{1/2} K_\perp$ и характерным инкрементом $Im\,\omega \sim (m/M)^{1/2} \cdot \omega_{Hi}$. Учет пространственной неоднородности параметров сгустка в направлении магнитного поля не влияет на эту неустойчивость, если имеет место неравенство:

$$L \gg (M/m)^{1/2} \cdot V_{Ti}/\omega_{Hi} \qquad (1)$$

При свободном (т.е. в отсутствие неустойчивости) разлете сгустка характерное время τ увеличения анизотропии функции распределения на величину порядка единицы примерно равно L/v_{Ti}. Легко видеть, что при выполнении условия (1) одновременно выполняется условие $\tau\,\mathrm{Im}\omega \gg 1$, т.е. неустойчивость развивается очень быстро по сравнению со временем τ. Это означает, что неустойчивость все время удерживает анизотропию функции распределения ионов вблизи от критического значения, соответствующего порогу возникновения неустойчивости.

Чтобы исследовать движение сгустка более подробно, воспользуемся кинетическим уравнением для ионов:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_{\parallel}\frac{\partial f}{\partial z} = Stf \qquad (2)$$

где через Stf обозначен столкновительный член, описывающий взаимодействие ионов с колебаниями (парными столкновениями пренебрегаем). Отметим, что столкновительный член "действует" только в одном направлении: если анизотропия функции распределения выше критической, то он уменьшает ее до уровня критической; если же анизотропия ниже критической, то $Stf = 0$, поскольку колебания в системе не возбуждаются.

Влиянием электрического поля, связанного с разделением зарядов мы пренебрегаем, поскольку при условии $T_{\parallel i} \gg T_e$ роль этого поля несущественна.

Как было указано выше, анизотропия функции распределения ионов все время близка к критической. Поэтому энергия циклотронных колебаний в системе мала по сравнению с тепловой энергией ионов. Следовательно, мы можем считать, что столкновительный член сохраняет энергию и продольный импульс ионов:

$$\frac{M}{2}\int (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2)\, Stf\, d^3\vec{V} = 0$$

$$M\int v_{\parallel}\, Stf\, d^3\vec{V} = 0$$

Кроме того, столкновительный член сохраняет число частиц:

$$\int Stf \cdot d^3\vec{V} = 0$$

Предположим, что взаимодействие ионов с неустойчивыми колебаниями приводит к установлению двухтемпературного максвелловского распределения

$$f_0 = \left(\frac{M}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{n}{T_{\perp i} T_{\parallel i}^{1/2}} \cdot e^{-\frac{Mv_{\perp}^2}{2T_{\perp i}} - \frac{M(v_{\parallel}-u)^2}{2T_{\parallel i}}}$$

в котором отношение $T_{\perp i}/T_{\parallel i} = \alpha$ определяется из того условия, чтобы система находилась на границе устойчивости. Поскольку неустойчи-

вость является "быстрой", функция распределения ионов f все время близка к f_0, т.е.

$$f = f_0 + \delta f$$

где

$$\delta f \ll f_0 \qquad (3)$$

Используя неравенство (3) и указанные выше свойства столкновительного члена, из уравнения (2) можно по методу моментов получить систему гидродинамических уравнений. Для этого необходимо проинтегрировать уравнение (2) по пространству скоростей, предварительно умножив его на весовые функции M, $MV_{\parallel}$ и $M(V_{\parallel}^2 + V_{\perp}^2)$. В результате получаются уравнения непрерывности, движения и сохранения энергии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\rho u = 0$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(P_{\parallel} + \rho u^2) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[P_{\parallel}(1+2\alpha) + \rho u^2\right] + \frac{\partial}{\partial z} u\left[P_{\parallel}(3+2\alpha) + \rho u^2\right] = 0$$

где:

$P_{\parallel} = M\int V_{\parallel}^2 f\, d^3\vec{V}$ – продольное давление ионов,

$\rho = M\int f\, d^3\vec{V}$ – плотность плазмы.

С помощью простых преобразований эту систему можно привести к стандартному виду:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\rho u = 0$$

$$\rho \frac{du}{dt} = -\frac{\partial P_{\parallel}}{\partial z}$$

$$\frac{d}{dt} P_{\parallel} \rho^{-\gamma} = 0$$

где введено обозначение $\gamma = \frac{3+2\alpha}{1+2\alpha}$. Отсюда видно, что движение

сгустка описывается уравнениями гидродинамики для идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = \frac{3+2\alpha}{1+2\alpha}$.

Для рассматриваемой задачи интересны те решения гидродинамических уравнений, которые соответствуют разлету плоского слоя газа в вакуум. Исследование такой задачи можно найти, например, в книге Зельдовича и Райзера[2]. В справочных целях мы приведем решение, соответствующее следующим начальным условиям [1]:

$$U(z) = 0$$

$$\rho(z) = \begin{cases} \rho^{(0)}, & |z| < L^{(0)}/2 \\ 0, & |z| > L^{(0)}/2 \end{cases}$$

$$p_{\parallel}(z) = \begin{cases} p_{\parallel}^{(0)}\left(1 - \frac{4z^2}{L^{(0)2}}\right), & |z| < \frac{L^{(0)}}{2} \\ 0, & |z| > \frac{L^{(0)}}{2} \end{cases}$$

где $L^{(0)}$ – начальная длина сгустка, $\rho^{(0)}$ – его начальная плотность, которая предполагается не зависящей от координаты, а $p_{\parallel}^{(0)}$ – начальное продольное давление в центре сгустка.

Легко убедиться в том, что при таких начальных условиях толщина слоя L в пределе $t \gg L^{(0)}/V_{Ti}^{(0)}$ увеличивается по линейному закону:

$$L = 4t\sqrt{\frac{p_{\parallel}^{(0)}}{(\gamma-1)\rho^{(0)}}}$$

а параметры газа внутри слоя $|z| < L/2$ изменяются в соответствии со следующими формулами:

$$\begin{aligned} U &= \frac{z}{t} \\ \rho &= \rho^{(0)}\frac{L^{(0)}}{L} \\ p_{\parallel} &= p_{\parallel}^{(0)}\left(\frac{L^{(0)}}{L}\right)^{\gamma}\left(1 - \frac{4z^2}{L^2}\right) \\ p_{\perp} &= \alpha p_{\parallel} \\ T_{\perp i} &= M\frac{p_{\perp}}{\rho} = T_{\perp i}^{(0)}\left(\frac{L^{(0)}}{L}\right)^{\gamma-1}\left(1 - \frac{4z^2}{L^2}\right) \end{aligned} \qquad (4)$$

В области $|z| > \frac{L}{2}$ плотность и давление плазмы равны нулю.

[1] Эти условия отвечают покоящемуся в начальный момент сгустку, так что приводимое ниже решение описывает расширение сгустка в системе координат, связанной с его центром инерции.

Как показано в работе [1], величина α зависит от отношения $T_{\parallel i}/T_{\parallel e}$. В процессе расширения сгустка это отношение может изменяться, что будет приводить к изменению параметра α, а следовательно, и эффективного показателя адиабаты γ. Однако, если выполнено условие $T_{\parallel i}/T_{\parallel e}$, то параметр α слабо зависит от $T_{\parallel i}/T_{\parallel e}$ и примерно равен 2. В этом случае решение (4) с $\gamma = 7/5$ является достаточно хорошим.

Плотность энергии циклотронных колебаний в сгустке может быть оценена с помощью следующих качественных соображений. Если в однородной плазме анизотропия функции распределения несколько превышает пороговое значение, так что величина $\Delta T_i = T_{\perp i} - \alpha T_{\parallel i}$ оказывается положительной, то в системе происходит возбуждение циклотронных колебаний, обратное воздействие которых на ионы приводит к уменьшению анизотропии функции распределения до критического значения, после чего колебания затухают. Естественно допустить, что в процессе развития неустойчивости плотность энергии циклотронных колебаний W достигает величины порядка $n\Delta T_i$:

$$W \sim n \Delta T_i \tag{5}$$

Характерный инкремент неустойчивости при условии $\Delta T_i/T_{\parallel i} \ll 1$ по порядку величины равен

$$Im\omega \sim \frac{\Delta T_i}{T_{\parallel i}} \sqrt{\frac{m}{M}}\, \omega_{Hi} \tag{6}$$

При выполнении неравенства (1) развитие неустойчивости в сгустке происходит точно так же, как в однородной плазме. Единственное отличие состоит в том, что теперь имеется постоянно действующий фактор (разлет сгустка), приводящий к появлению надкритической анизотропии. Если в некоторый момент времени надкритичность была равна нулю, то через время Δt она достигнет значения

$$\Delta T_i \sim T_{\parallel i} \frac{V_{Ti} \Delta t}{L} \tag{7}$$

При этом в плазме возникнет неустойчивость с инкрементом (6) и начнут раскачиваться циклотронные колебания. Если бы обратное воздействие колебаний на функцию распределения отсутствовало, то надкритичность продолжала бы увеличиваться. На самом же деле, параллельно с ростом надкритичности возрастает энергия колебаний, а следовательно, и их обратное воздействие на функцию распределения. Когда энергия колебаний существенно увеличится относительно начального теплового уровня, т.е. будет выполнено соотношение [2)]

$$\Delta t \cdot Im\omega \sim 10 \tag{8}$$

[2)] Выбор величины, стоящей в правой части формулы (8), до некоторой степени произволен, но приводимые ниже оценки не слишком чувствительны к этому выбору.

возрастание ΔT_i прекратится и установится квазистационарное состояние, в котором величина ΔT_i, как это следует из формул (6) – (8), будет порядка:

$$\Delta T_i \sim 3 T_{\parallel i} \left(\frac{V_{Ti}}{\omega_{Hi} L}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{M}{m}\right)^{1/4} \qquad (9)$$

Отсюда видно, что при условии (1) имеет место неравенство $\Delta T_i \ll T_{\parallel i}$, т.е. анизотропия действительно близка к критическому значению. Что же касается плотности энергии колебаний в системе, то, в соответствии с оценкой (5),

$$W \sim 3 n T_{\parallel i} \left(\frac{V_{Ti}}{\omega_{Hi} L}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{M}{m}\right)^{1/4} \qquad (10)$$

так что при условии (1) $W/nT_{\parallel i} \ll 1$.

Подчеркнем, что решение (4) и оценки (9) и (10) относятся к установившемуся режиму неустойчивости и заведомо неприменимы к начальной стадии движения сгустка.

Проведенное выше исследование справедливо в случае, когда $T_{\parallel i} \gg T_e$. Однако аналогичный эффект может существовать и при условии $T_{\parallel i} \ll T_e$, поскольку и в этом случае расширение облака плазмы приводит к уменьшению продольного теплового разброса ионов [3]. При $T_{\parallel i} \ll T_e$ изотропизация ионов происходит за счет возбуждения колебаний типа ионного звука. Отметим, что соответствующие инкременты могут существенно превышать величину $\sqrt{\frac{m}{M}}\,\omega_{Hi}$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Установка "ИНЕС"

Эксперименты проводились на установке "ИНЕС", предназначенной для получения потоков быстрых атомов путем перезарядки плазменных сгустков в магниевой мишени. Установка "ИНЕС" была построена в 1967 году. Схема ее представлена на рис.1. Основные узлы установки: плазменная коаксиальная пушка, плазмопровод с соленоидом, создающим ведущее магнитное поле, и магниевое сопло, с помощью которого получается сверхзвуковой поток паров магния.

Так как при перезарядке плазменного сгустка существенным является получение слаборасходящегося потока атомов, то на первом этапе исследований на установке изучались вопросы, связанные с возможностью уменьшения поперечной скорости ионов в сгустке, а следовательно, и расходимости сгустка атомов. Как уже указывалось в теоретической части доклада, развитие ионной циклотронной неустойчивости в сгустке может приводить к подобному эффекту вследствие "перекачки" поперечной энергии ионов в энергию продольного движения. Поэтому экспери-

ментальная часть работы посвящена обнаружению и исследованию ионно-циклотронных колебаний в плазменном сгустке, движущемся в однородном магнитном поле.

Плазменная пушка. В качестве источника плазмы взята коаксиальная пушка с тепловым клапаном, с диаметрами коаксиальных электродов 3,5 и 7,6 см и длиной 11 см между местом напуска газа и концом внутреннего электрода. На пушку разряжалась батарея конденсаторов емкостью 30 мкф, заряжаемая до напряжения 20 кв. Осциллограмма тока

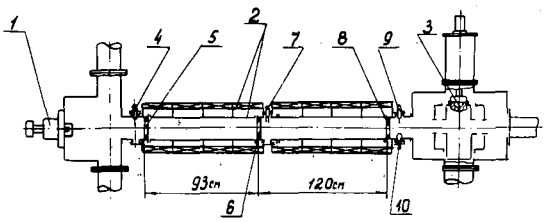


Рис.1. Схема установки "ИНЕС":
1 – плазменная коаксиальная пушка; 2 – плазмопровод и соленоид ведущего магнитного поля; 3 – магниевое сопло; 4, 9 – штыревые антенны; 5, 6, 8 – диамагнитные катушки; 7 – двойной ленгмюровский зонд; 10 – петлевая антенна.

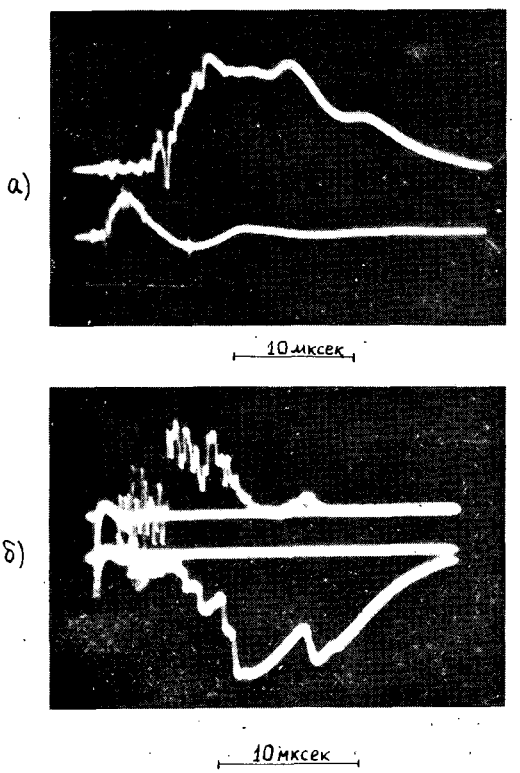


Рис.2. а) Осциллограмма тока разряда пушки и сигнала двойного ленгмюровского зонда. б) Осциллограмма сигналов с ближней и дальней антенн.

разряда пушки показана на рис.2. Длительность первого полупериода тока равна 5 мксек. Давление водорода в подклапанном пространстве объемом 1 $см^3$ составляло 3 ат. Время задержки подачи ускоряющего напряжения на электроды пушки относительно времени срабатывания разрядника в цепи питания теплового газового клапана изменялось от 250 мксек до 450 мксек.

Ведущее магнитное поле. Магнитное поле в плазмопроводе создается однослойным соленоидом диаметром 30 см и длиной 220 см. Так как период изменения поля равен 4 мсек, то из-за наличия нержавеющих фланцев толщиной 10 мм, с помощью которых соединяются отдельные секции плазмопровода, поле внутри плазмопровода в средней части соленоида гофрировано приблизительно на 20%. Величина поля в максимуме могла изменяться от 0 до 4 кэ.

Вакуумные условия. Установка "ИНЕС" собрана на индиевых и медных уплотнениях. Высоковакуумная откачка осуществляется диффузионным масляным насосом с ржавой ловушкой и турбомолекулярным насосом до остаточного давления (при холодном магниевом сопле) ниже чем 10^{-7} мм рт. ст.

Диагностика. В плазмопроводе расположены три диамагнитных катушки для измерения скорости сгустка и величины $nT_{\perp}$, плотность ионов в сгустке измеряется с помощью подвижного двойного зонда. Электромагнитное поле регистрируется штыревыми антеннами 4, 7, 9 и подвижной петлевой антенной 10, плоскость которой перпендикулярна направлению ведущего магнитного поля. Расположение датчиков показано на рис.1. Колебания измерялись с помощью двух супергетеродинных приемников в диапазоне частот 1,5 – 8 Мгц [4]. Сигнал промежуточной частоты детектировался и полученный видеоимпульс регистрировался на осциллографе. Постоянная времени детектора не превышала 4 мксек.

3.2. Результаты измерений

Описываемые ниже результаты были получены при напряжении на батарее пушки 15 кв. Проведенные эксперименты показали, что в плазменном сгустке, движущемся в пламопроводе без внешнего магнитного поля присутствуют переменные электрические и магнитные поля в исследуемом диапазоне частот. Сигналы, приходящие на штыревые антенны 4, 7 и 9, качественно различаются при наличии магнитного поля и в его отсутствие. Если внешнего поля нет, то напряженность электрического поля уменьшается существенно при движении сгустка от антенны 4 до антенны 7, и затем меняется слабо между антеннами 7 и 9. В исследуемом интервале частот величина электрического поля спадает приблизительно в два раза с увеличением частоты и не наблюдается никаких особенностей. Зависимость величины сигнала с дальней петлевой антенны 10 от частоты при $H_0 = 0$ приведена на рис.3.

Если плазменный сгусток движется в магнитном поле, то величина напряженности высокочастотного поля, регистрируемая дальней петлевой и штыревой антеннами, возрастает по сравнению со средней антенной для некоторых значений частоты приемника. При этом наблюдаются зависимости напряженности поля как от частоты, так и от величины ведущего магнитного поля. Зависимости величины сигнала с петлевой антенны от частоты приведены на рис.3 для трех значений магнитного поля, измерен-

ного дальней диамагнитной катушкой 8. Приведенные на рисунке экспериментальные точки являются средними значениями величины сигнала, полученными при обработке не менее пяти импульсов. Для одной из кривых приводится величина разброса экспериментальных точек. Видно, что кривые имеют два максимума в исследуемом диапазоне частот. Величина сигнала в максимуме соответствует среднему по площади антенны значению напряженности переменного магнитного поля порядка 10^{-3} эрстед.

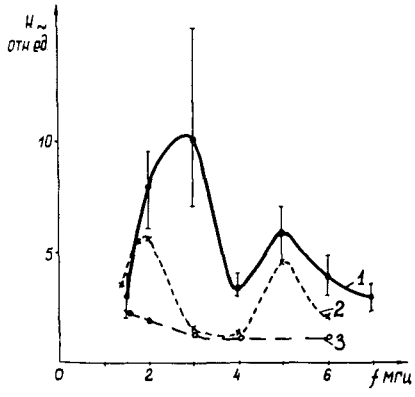


Рис.3. Зависимость величины сигнала с петлевой антенны от частоты приемника: 1 – $H_0 = 2{,}4$ кэ; 2 – $H_0 = 1$ кэ; 3 – $H_0 = 0$. H_0 измерено диамагнитной катушкой 8.

При сравнении сигналов с ближней (4) и средней (7) антенн наблюдается уменьшение величины сигнала во всем исследуемом диапазоне частот при движении сгустка в плазмопроводе. Это может быть связано с тем, что в сгустке существуют относительно большие собственные электрические и магнитные поля, так как при $H_0 = 0$ и $H_0 \neq 0$ зависимости сигнала на средней антенне 7 от частоты слабо различаются, и величина сигнала в этих режимах не изменяется больше чем на величину разброса экспериментальных точек.

Результаты измерений, приведеннные на рис.3, получены при времени задержки $t_0 = 350$ мксек. Скорость основной части сгустка, измеренная диамагнитными катушками, изменялась от импульса к импульсу в пределах $(3-8)\cdot 10^7$ см/сек, плотность ионов в сгустке, оцененная с помощью двойного ленгмюровского зонда 7, составляет величину порядка $3\cdot 10^{12}$ $см^{-3}$. Поперечная температура ионов, полученная из величины диамагнитного сигнала с катушки 6, при плотности $3\cdot 10^{12}$ $см^{-3}$ приблизительно равна 30 – 100 эв.

При времени задержки $t_0 = 250$ мксек и 450 мксек не удалось обнаружить какой-либо немонотонной зависимости величины сигнала с дальней антенны от частоты приемника. Скорость сгустков при $t_0 = 250$ мксек, как правило, увеличивалась и достигала величины 10^8 см/сек и более.

Таким образом, показано, что в плазменном сгустке, движущемся в продольном магнитном поле, электрическая и магнитная антенны регистрируют сигнал в диапазоне 1,5 – 8 Мгц, увеличивающийся в некоторых режимах вдоль пути пролета сгустка. Появление и возрастание этих сигналов на выделенных частотах можно объяснить, предполагая, что в сгустке развивается циклотронная неустойчивость. К сожалению, неод-

нородность магнитного поля внутри плазмопровода в области расположения антенн, неточность установки частоты приемника, обладающего полосой 600 кгц, на уровне 0,5, не позволяет однозначно утверждать, что наблюдаемые максимумы строго соответствуют циклотронной частоте протонов. Однако, из оценок следует, что для значения магнитного поля $H_0 = 2{,}5$ кэ в районе диамагнитной катушки 8 циклотронная частота протонов f_{Hi} должна находиться в интервале $2{,}7 \le f_{Hi} \le 4$ Мгц, а для $H_0 = 1$ кэ – в интервале $1{,}1 \le f_{Hi} \le 1{,}6$ Мгц. На рис. 3 первый максимум для $H_0 = 2{,}5$ кэ наблюдается на частоте $f_1 = 2{,}5$-3 Мгц, для $H_0 = 1$ кэ $f_2 = 1{,}8$-2 Мгц, т.е. при уменьшении напряженности магнитного поля максимум сдвигается в область меньших частот. Таким образом, наблюдается разумное соответствие между экспериментальными и расчетными значениями частоты. Второй максимум на кривой при $H_0 = 2{,}5$ кэ может соответствовать второй гармонике циклотронной частоты.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Если предположить, что температура электронов в сгустке $T_e \sim 10$ эв, что, по-видимому, является разумным, то в некоторых режимах могут существовать условия, благоприятные для развития циклотронной неустойчивости, когда в магнитном поле движется плазма с "горячими" ионами и "холодными" электронами. Характерное время нарастания циклотронных колебаний (см. раздел 2) $\tau \sim \gamma^{-1} \sim (M/m)^{1/2} \omega_{Hi}^{-1}$ $= 2$ мксек, при $\omega_{Hi} = 2 \cdot 10^7$ сек$^{-1}$. В эксперименте осуществлялись такие условия, когда $(t_1/\tau)_{макс} \sim 5$, где t_1 – экспериментальное время пролета сгустка в магнитном поле, и в сгустке еще не успевает установиться квазистационарное состояние. Поэтому в эксперименте можно наблюдать лишь небольшое увеличение амплитуды колебаний вдоль пути движения сгустка и на скорость роста колебаний должны сильно влиять параметры плазменного сгустка, а следовательно, режим работы пушки. Действительно, увеличение или уменьшение скорости сгустка может либо уменьшить время пролета сгустка в поле, либо изменить отношение $T_{\perp i}/T_e$ [3)] так, что развитие колебаний станет невозможным. Этим можно объяснить тот факт, что не удалось обнаружить зависимости, подобные приведенным на рис. 3, при малых и больших временах задержки t_0. Отсутствие выраженного максимума сигнала со средней антенны может быть обусловлено недостаточной длиной пролета сгустка в магнитном поле.

Таким образом, проведенные предварительные эксперименты не противоречат выводам теории, предсказывающей развитие в сгустке циклотронной неустойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ТИМОФЕЕВ, А.В., ПИСТУНОВИЧ, В.И., В сб. "Вопросы теории плазмы". Под ред. М.А.Леонтовича, Госатомиздат, М., вып.5, 1967, стр. 351.
[2] ЗЕЛЬДОВИЧ, Я.Б., РАЙЗЕР, Ю.П., "Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений". Физматгиз, 1963, стр. 92.

[3)] При изменении продольной скорости сгустка отношение $T_{\perp i}/T_e$ может изменяться потому, что $(T_\perp)_{макс}$ для ионов, влетающих в плазмопровод, в нашем случае определяется геометрией установки и пропорциональна продольной энергии частиц.

[3] ГУРЕВИЧ, А.В., ПАРИЙСКАЯ, Л.В., ПИТАЕВСКИЙ, Л.П., ЖЭТФ 8 (1965) 647.
[4] КАРХОВ, А.Н., Приборы и техника эксперимента 5 (1961) 115.

DISCUSSION

S.S. MOISEEV: I should like to point out that the negative mass instability effect has a number of applications in plasma devices other than those referred to at this Conference. For example, there is a modified negative mass instability in mirror traps with a transverse electric field; it was found by V.D. Shapiro, V.I. Shevchenko and myself. Negative mass instability appears to be of considerable importance in toroidal devices, since it is possible to influence the behaviour of the trapped particles. I would also mention that V.I. Volosov, V. Palchik and F.A. Tselnik have considered the connection between the negative mass effect and the limitation on the density in magnetic mirror traps.

ETUDE DE MICROINSTABILITES DANS UN PLASMA D'ELECTRONS CHAUDS CONFINE

J. JACQUINOT, C. LELOUP, J.P. POFFE, M. de PRETIS,
F. WAELBROECK, P. EVRARD ET J. RIPAULT
ASSOCIATION EURATOM-CEA, FONTENAY-AUX-ROSES, FRANCE

Abstract — Résumé

STUDY OF MICROINSTABILITIES IN A CONFINED HOT-ELECTRON PLASMA. A method of pulsed heating has been used to produce a hot-electron plasma in the "Bille-en-Tête" experiment. A very brief magnetic perturbation ($\approx 1\ \mu s$) leads to the formation of hot electrons ($10^{10} < n_e < 5 \times 10^{11}\ cm^{-3}$; $T_{e\perp} \approx 8$ keV; $T_{i\perp} \approx 400$ eV), and the authors study their confinement and stability in a magnetic bottle with static mirrors. The lifetime of the hot ions is always $\approx 35\ \mu s$ and is not limited by charge exchange. When the density of the hot electrons is less than $2.5 \times 10^{10}\ cm^{-3}$, a very long containment time is observed ($\approx 10^{-3}$ s). At higher densities, the containment time of the plasma is limited by two types of instability, each of which develops during very short periods separated by calm spells. In the present paper, the authors pay particular attention to the first type of instability, which occurs when the hot-electron density lies between 2.5×10^{10} and $10^{11}\ cm^{-3}$. They show that this instability corresponds to a change of anisotropy in velocity space and to particle diffusion in the loss cone (the ratio $p_{\parallel}/p_{\perp}$ increases by 10% during the instability). No radial losses are observed. The frequency of the wave which accompanies the instability has been measured ($\approx 0.7\ \nu_{ce}$), as have the density and temperature of the cold plasma ($n_{ef} \approx 10 \times n_e$; $T_{ef} \approx 7$ eV). In an effort to explain these results the authors study the dispersion equation of the electromagnetic waves propagating parallel to the magnetic field. It is known that anisotropy in velocity space makes some of these waves unstable, but the authors show that the cold plasma may strongly favour their amplification. The entirety of measurements on the wave (frequency, polarization, propagation in the cold plasma, etc.) is in agreement with the theory of electromagnetic instabilities. Calculation of the power amplification of the wave gives a figure of 60 db/m (distance between mirrors 1.60 m).

ETUDE DE MICROINSTABILITIES DANS UN PLASMA D'ELECTRONS CHAUDS CONFINE. Une méthode de chauffage par impulsion a été utilisée pour créer dans l'expérience Bille-en-Tête un plasma d'électrons chauds. Une perturbation magnétique très brève ($\approx 1\ \mu s$) entraîne la formation d'une population chaude ($10^{10} < n_e < 5 \times 10^{11}\ cm^{-3}$; $T_{e\perp} \approx 8$ keV; $T_{i\perp} \approx 400$ eV) dont on étudie le confinement et la stabilité dans une bouteille magnétique à miroirs statique. Le temps de vie des ions chauds est $\approx 35\ \mu s$ et n'est pas limité par l'échange de charge. Quand la densité des électrons chauds est inférieure à $2,5 \times 10^{10}\ cm^{-3}$, on observe un temps de confinement très long ($\sim 10^{-3}$ s). Aux densités supérieures, le temps de vie du plasma est limité par deux types d'instabilités qui se développent chacune pendant des temps brefs séparés par des périodes calmes. Dans ce mémoire on étudie principalement un premier type d'instabilité qui apparaît lorsque la densité d'électrons chauds est comprise entre $2,5 \times 10^{10}$ et $10^{11}\ cm^{-3}$. On montre que cette instabilité correspond à un changement de l'anisotropie dans l'espace des vitesses et à une diffusion de particules dans le cône de perte (le rapport $p_{\parallel}/p_{\perp}$ augmente de 10% pendant l'instabilité). Aucune perte radiale n'est observée. La fréquence de l'onde qui accompagne l'instabilité a été mesurée ($\simeq 0,7\ \nu_{ce}$) ainsi que la densité et la température du plasma froid ($n_{ef} \approx 10 \times n_e$, $T_{ef} \approx 7$ eV). Dans l'espoir d'expliquer ces résultats on étudie l'équation de dispersion des ondes électromagnétiques à propagation parallèle au champ magnétique. On sait que l'anisotropie dans l'espace des vitesses rend certaines de ces ondes instables mais on montre ici que le plasma froid peut favoriser considérablement leur amplification. L'ensemble de mesures sur l'onde (fréquence, polarisation, propagation dans le plasma froid, etc.) est en accord avec la théorie des instabilités électromagnétiques. On observe aussi un deuxième type d'instabilité qui entraîne d'importantes pertes radiales du plasma.

1. INTRODUCTION

Dans les bouteilles magnétiques ouvertes on observe fréquemment des microinstabilités dont l'étude et l'identification fournissent des renseignements importants sur le comportement collectif des plasmas.

Au cours des dernières années plusieurs travaux [1 à 6] ont porté sur cette étude dans des plasmas comprenant des électrons chauds. Dans ces plasmas le rapport du rayon du plasma au rayon de Larmor des électrons aussi bien que le nombre de transits des particules confinées sont en général grands et la confrontation avec la théorie s'en trouve facilitée. Le temps d'existence du plasma avant l'apparition des instabilités est en général beaucoup plus court que le temps de collision entre les particules confinées ; la fonction de distribution au moment où l'instabilité se déclenche dépend alors étroitement du mécanisme de production du plasma. On s'attend donc à observer, d'une expérience à l'autre, des instabilités de nature différente ; en outre la forme géométrique de la bouteille peut aussi intervenir.

Dans l'expérience Bille-en-Tête, un plasma dont l'énergie provient principalement des électrons chauds est produit par un mécanisme de chauffage par impulsion : on perturbe pendant un temps très bref la configuration magnétique ; quelques microsecondes plus tard la configuration redevient statique et le confinement d'un plasma de grand volume ($\simeq$ 2 litres) peut être étudié pendant des temps longs (quelques 10^{-3}s) sans apport d'énergie extérieure.

Plusieurs types d'instabilités apparaissent dans ces plasmas. Dans ce travail, l'effort a été concentré sur l'une d'entre elles qui modifie la fonction de distribution dans l'espace des vitesses. L'ensemble des observations obtenues jusqu'ici sur cette instabilité est compatible avec les prédictions d'une théorie linéaire de l'amplification des ondes électromagnétiques dans un plasma à pression anisotrope. Cette théorie déjà connue [7 à 10] a été généralisée pour tenir compte de la présence d'une densité importante de plasma froid. On ne peut cependant pas encore exclure la possibilité de certaines ondes électrostatiques [11] .

2. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL (Fig.1)

Le dispositif est composé de trois régions principales :

- Une région dans laquelle un "théta pinch conique " [12] injecte une bouffée de plasma (deutérium) dans un champ magnétique croissant .
- Une région de confinement où on crée une bouteille magnétique à miroirs de rapport 1,7 . La distance entre miroirs et le diamètre de la chambre en pyrex sont respectivement de 160 et 15 cm. Le champ magnétique statique B_o peut atteindre 5000 Gauss au centre . On utilise habituellement un champ de 1500 à 2200 Gauss.
- Une région d'expansion qui présente un grand volume au gaz neutre produit par le plasma non piégé.

Le plasma est chauffé pendant son transit dans la région de confinement par la décharge d'un banc de condensateurs rapide (0,5 μ F , $\leqslant$ 100 kV) dans quatre mono spires connectées en parallèle. Le maximum du champ magnétique oscillant $B_\sim$ est 3,2 KG. Les spires sont court-circuitées après la première demi-période (0,9μs). Les oscillations résiduelles de champ magnétique sont amorties en quelque 5 microsecondes après cette dernière opération.

Le champ de chauffage est en général déclenché (temps t_o) après le passage du front de la bouffée de plasma (v_r = 14 cm/ μsec).Le plasma se trouvant sous les spires est alors en mouvement lent ($v_r \leq 10$ cm/μsec) . $B_\sim$ est antiparallèle à B_o et le champ résultant passe deux fois par zéro soumettant le plasma à une décompression suivie d'une recompression . Pendant la phase de recompression une partie des électrons et des ions est chauffée . Dans le domaine des conditions initiales étudiées ($5.10^{11} < n_e = n_i < 2.10^{13}$ cm^{-3}) le chauffage peut partiellement être expliqué [1] par des effets non adiabatiques au moment du passage par zéro suivi d'une compression adiabatique.

Après t_o on étudie le confinement d'un plasma chaud dont la pression transversale ($P_\perp$) est plus de 10 fois supérieure à celle du plasma froid.

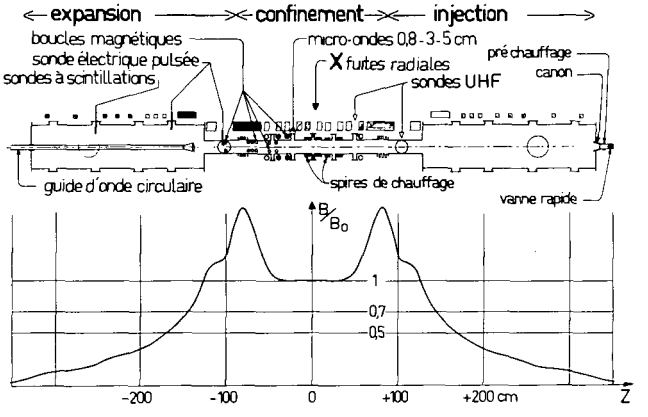


FIG.1. Schéma de l'expérience Bille-en-Tête B.

3. CARACTERISTIQUES DU PLASMA APRES CHAUFFAGE

3.1 Densité linéique de l'énergie perpendiculaire ($NT_{e\perp}$)

Elle est déduite directement du signal intégré d'une boucle magnétique compensée [13] encerclant le plasma dans la zone de confinement. La figure 2 représente 4 oscillogrammes obtenus avec des densités croissantes de plasma initial . Avant t_o , le diamagnétisme résulte du plasma injecté , après t_o il est produit presque entièrement par le plasma d'électrons chauds. Les cas a et d correspondent respectivement à des densités initiales $\simeq 3.10^{11}$ et $\geqslant 3.10^{13}$ cm^{-3} Au-delà d'une valeur critique de $NT_{e\perp}$ ($\simeq 510^{12}$ keV cm^{-1}) des chutes brutales dans l'évolution du diamagnétisme révèlent la présence d'instabilités.En dessous de cette valeur la décroissance est exponentielle et les temps de confinement à $\frac{1}{e}$ peuvent atteindre 10 ms .

---

[1] Travail en cours par S.Kawasaki et M.de Prétis.

3.2 Population d'ions chauds

On ne reviendra pas sur des mesures antérieures [15] montrant l'existence d'une population d'ions chauds qui disparaît rapidement ($\tau_{1/e} \simeq 35 \mu s$) par un mécanisme autre que l'échange de charge. $10 \mu s$ après t_o la densité et l'énergie moyenne de cette population ($\simeq 10^9$ cm^{-3}, 400 eV) rendent négligeable sa contribution au diamagnétisme total.

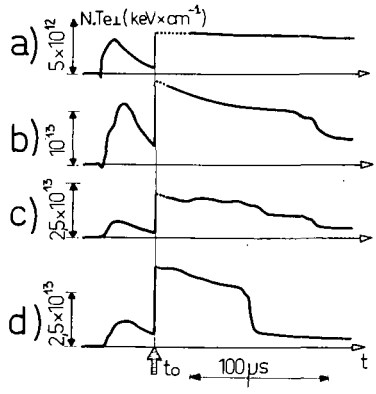


FIG.2. Signaux diamagnétiques correspondant à quatre cas de densité initiale croissante. Le chauffage est déclenché au temps t_0.

3.3. Température des électrons chauds

Dans les conditions de la figure 2a et 2b la température électronique a été mesurée par plusieurs méthodes.

- Le flux d'électrons chauds s'échappant axialement de la bouteille magnétique a été analysé avec un système de 3 sondes à scintillations recouvertes de feuilles en aluminium d'épaisseurs variables. Deux types de flux ont été détectés : un flux faible mais continu et un flux très bref mais 100 fois plus fort émis au cours de certaines instabilités (fig.5). On a comparé la courbe de l'intensité du flux en fonction de l'épaisseur absorbante avec celles calculées en supposant des fonctions de distribution maxwelliennes en énergie. La température associée au flux bref est de l'ordre de 7 keV(fig.3a) ; celle correspondant au flux continu est plus faible ($\simeq$ 4 keV) .

- Une analyse semblable a été faite sur le flux de rayons X émis par une cible épaisse de tungstène plongée dans le plasma confiné. Ce flux était collimaté sur un cristal d'iodure de sodium recouvert d'une épaisseur variable d'aluminium . La comparaison avec les courbes calculées en supposant une distribution maxwellienne des électrons incidents donne $\simeq$ 8,5 keV(fig.3b) .

3.4. Rayon et densité du plasma d'électrons chauds

L'effet d'un obstacle sur le temps de confinement du plasma permet de mesurer son rayon . On a aussi déterminé le profil radial du "flux continu" (cf 3.3) avec une sonde à scintillations. Le rayon (r_p) du plasma trouvé par

ces méthodes est compris entre 2 et 3cm. De l'ensemble des mesures ($T_e, r_p, NT_{e\perp}$) on peut déduire la densité n_e . Les cas a et b de la fig.2 correspondent à des densités $n_e \simeq 2{,}5 \cdot 10^{10}\ cm^{-3}$ et $8 \cdot 10^{10}\ cm^{-3}$ juste après l'instant t_o .

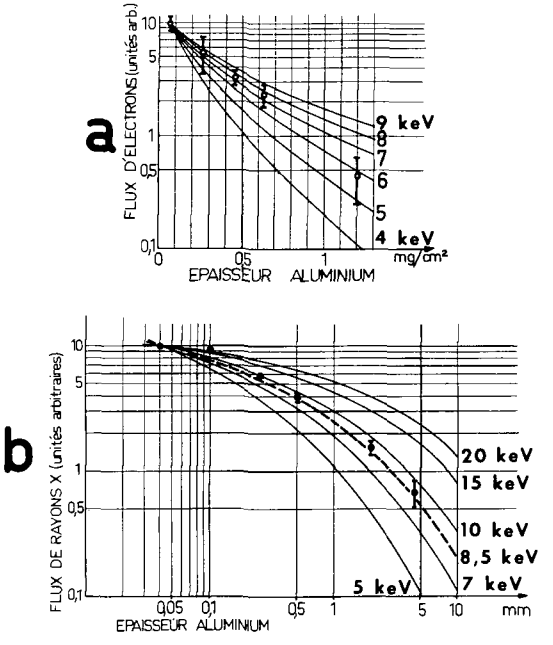


FIG.3. a) Courbe d'absorption du flux des électrons éjectés axialement au cours des instabilités.
b) Courbe d'absorption du flux de rayons X émis par une cible en tungstène plongée dans le plasma.

3.5. Anisotropie dans l'espace des vitesses du plasma d'électrons chauds

Le rapport $\frac{P_{//}}{P_\perp}$ des pressions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique a été déterminé [14] en mesurant le profil du flux diamagnétique au moyen de 9 boucles entourant le plasma et régulièrement espacées dans le flanc du miroir (fig.1).La méthode permet d'évaluer la valeur absolue de $\frac{P_{//}}{P_\perp}$ et de déceler avec grande précision ses variations temporelles (cf.fig.5) . Pour les expériences qui seront discutées ici $\frac{P_{//}}{P_\perp}$ est de l'ordre de 10%.

3.6. Caractéristiques du plasma froid

3.6.1. Densité

Le champ magnétique de chauffage n'est important que sur une fraction de la longueur entremiroirs (20%). On s'attend donc à ce que la proportion de plasma froid ($\frac{n_{ef}}{n_e}$) soit > 5 . Des mesures avec des micro-ondes (3cm et 8mm) et des sondes de Langmuir simples confirment cette indication. Un balayage de la tension de polarisation de la sonde permet d'obtenir la caractéristique complète (courant-tension) en 2 μs . L'évolution de la densité a été mesurée à

différentes positions sur l'axe magnétique (Fig.4) . Le plasma froid est important même loin à l'extérieur des miroirs et $\frac{n_{ef}}{n_e} \simeq 10$ au centre. Son temps de décroissance à l'extérieur des miroirs est assez court ($\tau_{1/e} \simeq 80 \mu s$). Après t_o une dépression de plasma froid se propage (fig.4) vers la région d'expansion . Elle résulte de l'action du chauffage ; la propagation est liée à la vitesse d'ensemble de la colonne de plasma initial.

Les mesures de sondes ont été comparées à celles déduites de l'interféromètre micro-ondes 3 et 0,8 cm. Elles diffèrent en général de moins de 15% . Les mesures micro-ondes montrent que dans la région de confinement l'évolution de n_e pendant les 100 premières μs après t_o est sensiblement identique à celle qui a été relevée par les sondes à 100 cm du centre.

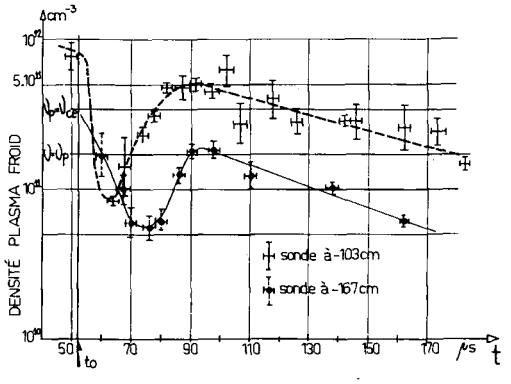


FIG.4. Evolution de la densité de plasma froid mesurée par sonde électrique. On a indiqué les valeurs de densité pour lesquelles $\nu_p = \nu_{ce}$ et $\nu = \nu_{pe}$.

3.6.2. Température et rayon.

La caractéristique et le profil radial du courant électronique de sonde ont été mesurés pour obtenir la température et le rayon du plasma froid à l'extérieur de la zone de confinement ($T_{ef} \simeq 7 eV$ et $r_{pf} \simeq 4cm$) . Les mesures de diamagnétisme qui ont été faites dans cette zone conduisent à une température ionique moyenne $T_{if} \simeq 8 eV$.

4. ETUDE DU CONFINEMENT DU PLASMA D'ELECTRONS CHAUDS

On a vu (cf.3.1) que des pertes anormales de l'énergie confinée se produisent lorsqu'on dépasse une certaine densité critique de plasma chaud ($n_e \approx 3 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}) . Elles coïncident avec des pertes de particules produites par deux types d'instabilités :

- Dans certains cas on observe une ou plusieurs brèves éjections d'électrons dans le cône de perte. Cette instabilité dans l'espace des vitesses est étudiée en détail au chapitre 5.

- Dans d'autres cas le plasma se déplace soudain radialement sans rotation et une fraction considérable de l'énergie ($\simeq$ 50%) est perdue par contact avec un côté de la paroi . Des détecteurs de rayons X collimatés et des sondes magnétiques montrent que le déplacement est approximativement constant sur une ligne

de force. Le déplacement est accompagné d'une émission UHF voisine de la fréquence cyclotronique des électrons. On observe aussi des fréquences plus élevées. De plus le rapport $\frac{P_{//}}{P_{\perp}}$ croît d'environ 5% pendant l'instabilité. Ce phénomène est probablement une instabilité en flûte de mode m=1 qui devrait être stabilisée par le puits magnétique actuellement en cours de montage. On s'explique cependant mal l'émission UHF et la variation de $\frac{P_{//}}{P_{\perp}}$ associées à l'instabilité.

5. ETUDE DE L'INSTABILITE DANS L'ESPACE DES VITESSES

5.1. Comportement du plasma pendant l'instabilité

La figure 5 donne un exemple de ce type d'instabilité. Dans ce cas l'énergie perpendiculaire du plasma décroît de 20% en 2μs . L'instabilité apparaît aléatoirement entre 10 et 50μs après t_o . Le flux d'électrons s'échappant le long des lignes de force au cours de l'instabilité est maximum sur l'axe mais décroît radialement beaucoup plus vite que la densité du plasma; ceci semble indiquer que seule la partie centrale du plasma est instable. L'étalonnage absolu de la sonde à scintillations montre que la fuite axiale d'électrons explique en ordre de grandeur la perte de diamagnétisme observée. L'absence de fuites radiales confirme ce fait . Le rapport $\frac{P_{//}}{P_{\perp}}$ subit une nette croissance pendant l'instabilité (fig.5) , simultanément on détecte une intense émission micro-onde.

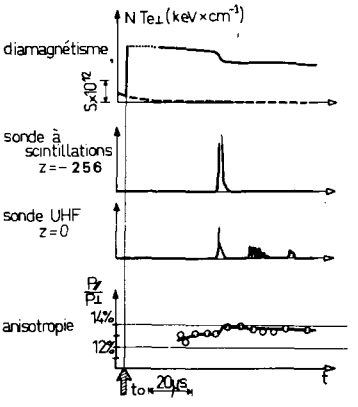


FIG.5. Mesures simultanées au cours d'une instabilité dans l'espace des vitesses.

5.2. Etude de l'émission micro-onde associée à l'instabilité

Cette émission a été détectée en plongeant dans le plasma une sonde UHF composée d'une boucle (d ≃ 4mm) reliée à un cristal détecteur. Dans la zone de confinement on obtient le signal de la fig.5. Outre l'émission coïncidant avec l'instabilité on observe souvent d'autres émissions qui ne sont pas reliées à des pertes de particules décelables. Cependant seule subsiste l'émission liée à l'instabilité lorsqu'on place la sonde en dehors de la zone de confinement. La puissance UHF émise est certainement élevée puisque celle recueillie par la petite sonde peut atteindre 2 watts. Sa variation temporelle est étroitement corrélée avec celle du flux de fuite d'électrons (fig.6a et b) . Ce fait ainsi que le niveau de puissance émise suggère que l'onde est responsable de l'instabilité observée.

La fréquence de l'émission a été analysée à l'aide d'un filtre passe bande (filtre Y.I.G. à cristal de grenat) . La bande passante de ce filtre est étroite (30 MHz) et peut être ajustée entre 2 et 6 GHz. Ces mesures font apparaître les points suivants :

- La bande de fréquence émise à un instant donné a une largeur comparable à celle du filtre. Cette bande peut cependant se déplacer pendant l'émission d'environ 300 MHz .

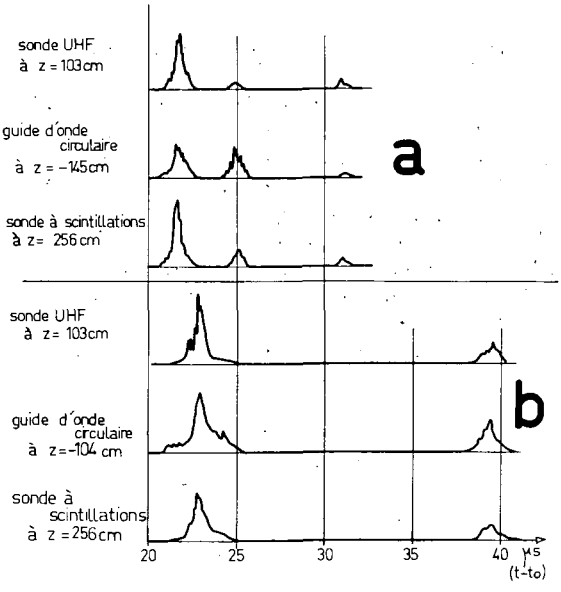


FIG.6. Corrélation entre le flux des électrons éjectés axialement et la puissance de l'onde UHF se propageant sur l'axe magnétique à l'extérieur des miroirs. Les cas a et b correspondent à deux positions différentes du guide d'onde circulaire.

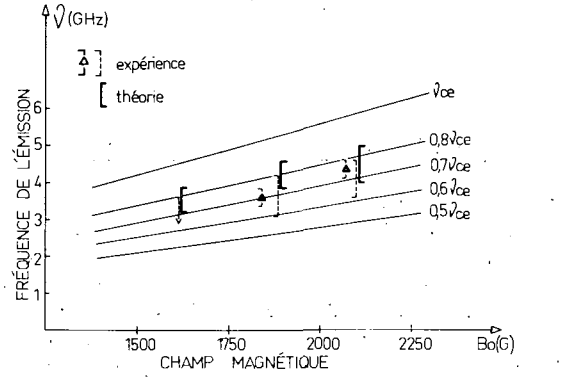


FIG.7. Domaines des fréquences émises au cours des instabilités dans l'espace des vitesses. On a représenté les domaines dans lesquels la théorie des ondes électromagnétiques prédit des ondes à taux de croissance élevé.

-La fréquence est assez irreproductible d'une expérience à l'autre, mais elle est toujours comprise entre 0,65 et 0,8 ν_{ce}(ν_{ce} est la fréquence cyclotronique des électrons $\simeq$ 5 GHz).

- La fréquence varie linéairement avec B_o (fig.7) . Ce point est aussi confirmé par l'analyse de l'émission avec des filtres passe haut. La raie d'émission n'était alors transmise que pour les valeurs de B_o supérieures à la valeur pour laquelle la fréquence de coupure du filtre est égale à celle de l'émission. Cette méthode fournit une mesure de la fréquence d'émission représentée par des triangles sur la fig. 7 .

On a étudié la propagation de l'onde suivant l'axe magnétique dans le plasma froid de la zone d'expansion . Dans cette zone, à la fois la densité et le champ magnétique décroissent et on s'attend à ce qu'elle soit, selon la nature de l'onde (cf. chap. 6), soit réfléchie lorsque $\frac{\nu_p}{\nu}$ devient < 1, soit absorbée lorsque $\frac{\nu_{ce}}{\nu} \simeq 1$ (ν_p = fréquence plasma, ν = fréquence de l'onde) . L'onde était

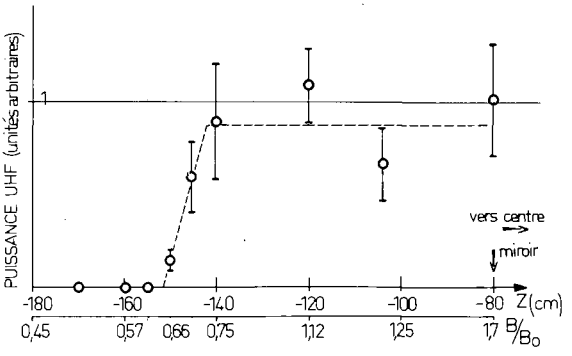


FIG.8. Propagation de l'onde dans le plasma froid de la zone d'expansion.

prélevée par un guide d'onde circulaire introduit sur l'axe de la zone d'expansion (fig.1). La fig.8 représente l'amplitude de l'onde en fonction de la position de l'extrémité du guide d'onde. On observe une coupure très nette pour la position P_c correspondant à $\nu = \nu_{ce}$. Les ondes se propagent jusqu'à P_c même lorsqu'elles apparaissent au moment où la dépression de plasma froid (fig.4) se trouve en amont de P_c Si l'on en croit les mesures de sondes électriques , ces ondes ont donc pu se propager dans une région où $\frac{\nu_p}{\nu} \simeq 0,58$. Une erreur d'un facteur 3 sur ces mesures nous semble en fait très improbable.

Finalement on a analysé la polarisation de l'onde transmise par le guide d'onde circulaire. Le système utilisé ("Turnstile junction" [16]) permet de séparer les deux composantes de polarisation circulaire droite et gauche d'une onde de polarisation quelconque. Le rapport des puissances des composantes est au moins d'un facteur 4 en faveur de l'onde polarisée dans les sens de rotation des électrons.

6. COMPARAISON AVEC LA THEORIE ET DISCUSSION

Les paramètres du plasma au moment où l'instabilité a été observée sont tels que $\frac{\nu_p}{\nu_{ce}} \simeq 1$, $\beta = \frac{n K T_{e\perp}}{B_o^2/8\pi} \simeq 3.10^{-3}$ et $\frac{T_{//}}{T_\perp} \simeq 0,1$. Dans ces conditions un grand nombre d'instabilités sont prévues par la théorie. Parmi celles-ci

on peut citer les instabilités liées à la forme de la fonction de distribution en énergie (double distribution, et cône de perte) et celles causées par une anisotropie de la pression (instabilités de Harris et ondes électromagnétiques) . Dans notre cas une comparaison précise entre la théorie et l'expérience devrait tenir compte de l'effet du plasma froid pour chacune des instabilités possibles. En fait les ondes observées ont une fréquence inférieure à ν_{ce} . Dans ce cas les ondes de plasma longitudinales qui sont liées aux instabilités électrostatiques ne se propagent plus lorsque $\frac{\nu_p}{\nu} < 1$. Ceci est, semble t-il, contraire à nos observations (cf. 5.2) . On a donc été amené à considérer en premier lieu les ondes électromagnétiques ($K_\perp = 0$) qui ne sont pas sujettes à cette restriction.

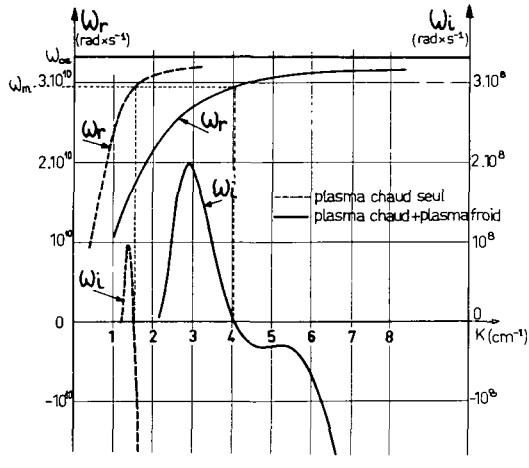


FIG.9. Courbes de dispersion des ondes électromagnétiques ($K_\perp = 0$)
Paramètres du plasma froid: $n_{ef} = 5 \cdot 10^{11}$ cm^{-3}, $T_{ef_{//}} = 7$ eV
Paramètres du plasma chaud: $n_e = 5 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}, $T_{e_{//}} = 0,95$ keV, $p_\perp/p_{//} = 8,9$
ω_R = partie réelle de $2\pi\nu$, ω_i = partie imaginaire ($\omega_i > 0$ instable)
$\nu_M = \omega_M/2\pi$ = fréquence marginalement stable.

Plusieurs auteurs [7 à 10] ont montré que certaines ondes électromagnétiques de polarisation circulaire droite deviennent instables lorsque $\frac{T_{//}}{T_\perp} < 1$. En particulier lorsque la fonction distribution est représentée par le produit de deux maxwelliennes, les ondes à $K_\perp = 0$ sont instables [7] lorsque $\nu < \nu_M$ ($\nu_n = \frac{\theta-1}{\theta}\nu_{ce}$ et $\theta = \frac{T_\perp}{T_{//}}$) . Nous avons repris la théorie en tenant compte du plasma froid. Sa contribution à l'absorption cyclotronique des ondes instables peut être négligée dans nos conditions et la condition $\nu < \nu_M$ reste inchangée. Cependant le plasma froid qui permet un meilleur couplage de l'onde avec les particules résonantes a un effet déstabilisant . Les taux de croissance seront importants quand :

$$\theta(\theta-1)\frac{(n_e + n_{ef})KT_\perp}{B_0^2/2\mu_0} + (\theta-1)^2\frac{v_{//}^2}{c^2} \gtrsim 1. \qquad (v_{//} \text{ et } c \text{ sont}$$

la vitesse thermique parallèle et la vitesse de la lumière) . La résolution numérique de l'équation de dispersion (fig.9) confirme que le plasma froid a pour effet d'augmenter le maximum du taux de croissance . On note aussi que la fréquence

correspondant à ce maximum est plus basse et que la bande des fréquences fortement instables est élargie. L'effet déstabilisant apparaît encore plus marqué quand on traite le problème de la propagation de ces ondes (ω réel, K complexe). Pour le cas de la figure 9 les coefficients maximum d'amplification en puissance passent de 11 db/m pour $\frac{n_{ef}}{n_e} = 0$ à 50 db/m pour $\frac{n_{ef}}{n_e} = 10$.

Nous observons, comme le prévoit la théorie, une absorption complète de l'onde dans la région où $\nu = \nu_{ce}$. On peut cependant penser que l'onde subit une reflexion très faible avant de parvenir dans cette région et il est vraisemblable que l'instabilité se déclenche lorsque l'énergie gagnée par l'onde au cours d'un transit est supérieure à celle perdue au cours d'une reflexion . Dans nos conditions expérimentales, la longue région de champ magnétique homogène ($\simeq$ 100 cm) favorise l'amplification de l'onde. Avec les paramètres de l'expérience, le taux maximum d'amplification prédit par la théorie atteint 10 db/m pour une densité $n_e \simeq 10^{10} cm^{-3}$, il croît très rapidement pour atteindre 80db/m lorsque $n_e \simeq 6.10^{10}$ cm^{-3} . Le fait que l'instabilité n'apparaisse que si $n_e > 3 \cdot 10^{10}$ cm^{-3} peut donc s'expliquer par un coefficient de reflexion très faible (-40 db).

On a représenté sur la fig.7 la bande de fréquence correspondant à des taux de croissance élevés (taux de croissance supérieurs au tiers du maximum). Ces fréquences sont proches des fréquences observées et, conformément à la théorie, on n'a jamais observé de fréquence supérieure à ν_M ($\simeq 0,88\ \nu_{ce}$) . On peut objecter que la théorie suppose $K_\perp = 0$ et que ceci est impossible étant données les dimensions finies du plasma . L'approximation est cependant valable puisqu'on peut, dans notre cas, réaliser la condition

$$\frac{K_\perp}{K_{/\!/}} \ll 1 \quad \left(K_{/\!/} \simeq 3\ cm^{-1} \text{ et } \frac{1}{2r_p} \simeq 0.2\ cm^{-1} \right)$$

En raison des restrictions présentées au début de ce chapitre, il semble peu probable que les ondes observées soient dues à des instabilités électrostatiques. Remarquons, cependant, que les instabilités de Harris [11] sont attendues, lorsque $\nu_p \simeq \nu_{ce}$, à une fréquence inférieure à ν_p et ν_{ce} , ce qui est compatible avec la fréquence observée. Cependant, l'ensemble des mesures (fréquence, propagation dans le plasma froid, polarisation, etc.) est en meilleur accord avec la théorie des instabilités électromagnétiques provoquées par une anisotropie de pression.

REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient vivement tous ceux qui ont collaboré à cette expérience en particulier MM.R.Balande, C.Deck, J.Godaert, D.Jonjic, J.P.Moussy, A.Speziale et M.Vlemincx.

Plusieurs questions ont été clarifiées grâce à des discussions avec les Dr S.Kawasaki, R.Pellat et le professeur J.E.Scharer.

REFERENCES

[1] PERKINS, W.A., POST, R.F., Phys. Fluids 6 (1963) 1537
PERKINS, W.A., BARR, W.L., Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA, Vienna II (1966) 115
PERKINS, W.A., BARR, W.L., Phys. Fluids 11 (1958) 388

[2] ARD, W.B., DANDL, R.A., STETSON, R.F. Phys. Fluids 9 (1966) 1498.

[3] ALIKAEV, V.V., GLAGOLEV, V.N., MOROZOV, S.A., Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research, I.A.E.A, Vienna II (1966) 877

[4] ALIKAEV, V.V. et al. Rapport Inst. Kurchatov I.A.E n° 1491 (1968)
[5] IKEGAMI, H. et al. Phys. Rev. Letters 19 (1967) 778
[6] BARIAUD, A., et al. Phys. Fluids 7, 9 (1964)
[7] SCHARER, J.E., TRIVELPIECE, A.W., Phys. FLuids 10 (1967) 591
[8] SUDAN, R.N., Phys. Fluids 6 (1963) 57
[9] WEIBEL, E.S. Phys. Rev. Letters 2 (1959) 83
[10] BERNARD, M., BRIFFOD, G., FRANK, R., WEISSE, J., in Phenomena in Ionized gases (Proc. Conf. Beograd, 1965) 2 (1966) 685.
[11] HARRIS, E.G., J. Nuclear Energy, part C, 2 (1961) 138
[12] WAELBROECK, F., et al. Nuclear Fusion suppl. part 2 (1962) 663
[13] LELOUP, C., et al. Rapport EUR-CEA- n°112 (1961)
[14] JACQUINOT J., WAELBROECK, F., à paraître
[15] EVRARD, P., et al. Conf. Proc. Los Alamos (1967) Rapport LA-3770
[16] MEYER, M.A., GOLBERG, H.B., IRE Trans. MTT-3 (6) 40 (1965) 322.

DISCUSSION

R.N. SUDAN: I do not understand your remark that the cold plasma increases the instability growth rate. I would expect no change in the growth rate, only a change in the condition for marginal instability.

J. JACQUINOT: Both analytical and numerical calculations show that the maximum growth rate increases and that the marginal frequency remains constant when one increases the cold plasma density. However, when this density becomes too large, cyclotron absorption takes place and both the maximum growth rate and the marginal frequency decrease.

H. OHNISHI: I do not think the electron temperature of 7 keV or 9 keV in your experiment can be explained by ordinary radial shock. We have found that a hot-electron plasma is produced and trapped in a mirror θ-pinch at low pressure. Moreover, we have found that the heating of hot electrons cannot be interpreted as indicating the presence of an induction electric field (see paper CN-24/K-11).

How do you explain the heating of the hot electron plasma in your experiment?

J. JACQUINOT: Preliminary calculations and measurements both indicate that non-adiabatic effects as the total field passes through zero for the second time - and later adiabatic compressional effects - could explain the observed heating.

F.A. TSELNIK: What is the constant electric potential of the plasma?

J. JACQUINOT: The observed plasma DC electric potential is about 10 V.

V.M. GLAGOLEV: Your physical interpretation of the instability found by you is not the only possible one. The instability in question can be interpreted as a Harris electrostatic instability. The frequency observed in experiment fits the conditions under which the latter type of instability occurs. The growth rate of this instability is one or two orders of magnitude higher than that of the electromagnetic instability. The electrostatic instability is extremely sensitive to the plasma density, which explains the abrupt curtailment of the diamagnetic signal at a certain point in time.

J. JACQUINOT: I agree with you that the Harris electrostatic instability is an important candidate. However, the observed wave propagation in the cold plasma fits the whistler instability hypothesis much better.

HF HEATING, CONFINEMENT AND STABILIZATION

(Session J)

Chairman: E. WEIBEL

Papers J-1 to J-5 were presented by
T. CONSOLI as Rapporteur
Papers J-8 to J-11 were presented by
M.L. LEVIN as Rapporteur

ETUDES THEORIQUES ET EXPERIMENTALES SUR LES STRUCTURES HF A PLASMA

T. CONSOLI
CEA, CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY, FRANCE

Abstract — Résumé

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDIES OF HIGH-FREQUENCY PLASMA STRUCTURES. The author has studied high-frequency structures at the resonance $\omega_{ec} = \omega_{HF}$ in an inhomogeneous magnetic field.

The following points have been developed theoretically: the complete (relativistic and non-linear) analytical description of individual movement, taking into account the fact that the number of revolutions of the particles in the resonance zone is high; study of the self-consistent space charge field, with a view to establishing the conditions necessary for the energy of the ions to be of the order of the energy gained by the electrons in the resonance zone; calculation of the self-consistent HF field in the accelerated plasma, with a view to establishing the conditions for optimum operation of the HF accelerator; the problem of the mirror losses.

The experimental results were obtained with various devices constructed for the purpose of verifying the theoretical predictions. With the Circé-Pléiade, where the ionization and acceleration functions have been separated by means of ionization with a Circé device ($\lambda = 3$ cm, 300 W), it has been verified the relativistic law of variation of the parallel ion energy as a function of the injected density (existence of a minimum density for the entrainment of ions) and of the applied HF power (TE_{111} cavity, 3 GHz, 700 W). With the Circé accelerator ($\lambda = 3$ cm, $P = 2.5$ kW, CW) it has been verified that, for $n_{plasma} < n_{cut\text{-}off}$, the measured value of the parallel energy of the ions or of the fast neutrals (~ 1 keV) created by charge exchange with the residual gas is that predicted by the theory. It is one order of magnitude lower when $n_p > n_c$, because of the strong attenuation of the field due to the high index. With the Icare device ($\lambda = 25$ cm, $P_{HF} = 1$ MW for 100 μs), operating with pre-ionization by laser focalization on a solid D_2 target with an injection density always higher than the cut-off density, accelerated deuteron currents of more than 20 keV and of about 10 mA/cm^2 were obtained. Ion entrainment for a magnetic field twice that necessary for resonance was also verified. Finally, with the Pléiade I device ($\lambda = 100$ cm, $P_{HF} \sim 500$ W, CW), the reflection of accelerated plasma jets by a mirror pulse lasting 75 μs was verified. From measurements of the fast neutrals resulting from ion charge exchange (with the residual gas; $p \lesssim 10^{-4}$ mmHg) it was deduced that the density of the ions (directed energy ~ 1.5 keV) may be increased from 2×10^8 cm^{-3} (direct beam) to 6×10^9 cm^{-3} during the mirror pulse. The accumulated density appears to be limited by the charge exchange, and the increased duration of the mirror pulse to 200 μs with $p \lesssim 10^{-4}$ mmHg (unchanged) hardly improves the accumulation ratio. This agrees with the predictions if one takes into account the fact that the ion lifetime is ~ 10 μs.

ETUDES THEORIQUES ET EXPERIMENTALES SUR LES STRUCTURES HF A PLASMA. Il s'agit des études sur les structures HF à la résonance ($\omega_{ce} = \omega_{HF}$) en champ magnétique inhomogène.

Les points suivants ont été développés théoriquement: description analytique complète (relativiste et non linéaire) du mouvement individuel, compte tenu du fait que le nombre de révolutions des particules dans la zone de résonance est élevé; étude du champ de charge d'espace autocohérent (« self-consistent ») en vue d'établir les conditions pour que l'énergie des ions soit de l'ordre de celle gagnée par les électrons dans la zone de résonance; calcul du champ HF autocohérent dans le plasma accéléré en vue d'établir les conditions de fonctionnement optimum de l'accélérateur HF; problème des pertes aux miroirs.

Les résultats expérimentaux ont été obtenus avec divers dispositifs construits en vue de la vérification des prévisions théoriques. Sur le dispositif Circé-Pléiade, où les fonctions d'ionisation et d'accélération ont été séparées au moyen d'une ionisation par un dispositif Circé ($\lambda = 3$ cm, 300 W), on a vérifié la loi relativiste de variation de l'énergie parallèle des ions en fonction de la densité injectée (existence d'une densité minimale pour l'entraînement des ions) et de la puissance HF appliquée (cavité TE_{111}, 3 GHz, 700 W). Sur le dispositif accélérateur Circé ($\lambda = 3$ cm, $p = 2,5$ kW, CW), on a vérifié que pour $n_{plasma} < n_{coupure}$ la valeur mesurée de l'énergie parallèle des ions ou des neutres rapides (~ 1 keV), créés par échange de charge sur le gaz résiduel, est celle prévue par la théorie. Elle est d'un ordre de grandeur inférieure

lorsque $n_p > n_c$ à cause de la forte atténuation du champ due à l'indice élevé. Sur le dispositif Icare (λ = 25 cm, P_{HF} = 1 MW durant 100 μs), fonctionnant avec une préionisation par focalisation laser sur cible solide de D_2 avec une densité à l'injection toujours supérieure à la densité de coupure, on a obtenu des courants de deutons accélérés de plus de 20 keV et d'une dizaine de mA/cm². On a également vérifié l'entraînement des ions pour un champ magnétique double de celui nécessaire à la résonance. Enfin, sur le dispositif Pléiade I (λ = 10 cm, P_{HF} = 500 W, CW), on a vérifié la réflexion des jets de plasma accélérés par un miroir pulsé pendant 75 μs. De la mesure des neutres rapides résultant de l'échange de charge des ions sur le gaz résiduel ($p \lesssim 10^{-4}$ Torr), on a déduit que la densité des ions (d'énergie dirigée $\approx 1,5$ keV) peut être accrue de $2 \cdot 10^8$ cm³ (faisceau direct) à $6 \cdot 10^9$ cm⁻³ pendant la durée du miroir pulsé. La densité accumulée semble être limitée par l'échange de charge et la prolongation de la durée du miroir jusqu'à 200 μs avec $p \lesssim 10^{-4}$ Torr (inchangé) n'améliore guère le rapport d'accumulation, ce qui est conforme aux pévisions si l'on considère que le temps de vie ionique est $\approx$ 30 μs.

De récentes études, stimulées par les travaux de Veksler (1956) et de ses collaborateurs, ont conduit à des réalisations expérimentales sur l'accélération cohérente des ions par les champs électrostatiques créés par des anneaux d'électrons relativistes.

Ces recherches sont, à notre avis et dans une certaine mesure, "l'extension relativiste" des expériences poursuivies à Saclay depuis 1958.

L'analogie de ces recherches repose sur les points suivants :

- en présence d'un champ magnétique non uniforme, les électrons constituent, lorsque $(V_\perp)_e \gg V_{//e}$, "le moteur ou le frein électrostatique" des ions ;
- $N_e \cdot (E_{cin})_e \simeq N_i \cdot (E_{cin})_i$;
- $N_i \simeq (1-\beta^2) N_e$ (dans le cas relativiste $N_i \ll N_e$, le "self-confinement" est dû à l'effet Bennett; dans le cas des expériences de Saclay $N_i \simeq N_e$);
- enfin, $(V_{//})_e \simeq (V_{//})_i$.

L'objet de cette communication est de résumer l'état actuel de nos études théoriques et expérimentales dont le but est non seulement l'entraînement des ions d'un plasma par des électrons à grande énergie perpendiculaire, mais aussi la réflexion des faisceaux de plasma ainsi créés et, par suite, l'accumulation entre deux structures accélératrices.

1. ETUDES THEORIQUES

1.1. Comportement non adiabatique des particules en girorésonance dans des champs non uniformes

Les équations relativistes du mouvement d'un électron perpendiculairement aux lignes de force d'un champ magnétostatique $\vec{B}_o(\vec{r})$, fonction linéaire de l'espace, en présence d'une onde électromagnétique plane polarisée circulairement, transformées dans une forme intégrale, ont donné les expressions analytiques des lois du mouvement sous l'hypothèse que l'interaction onde-particule soit résonnante. Cela implique que le gain en énergie a lieu pendant un nombre élevé de révolutions ou encore que la variation relative de $|B_o|$, sur une période cyclotron, soit petite devant l'unité.

Pour une particule près de l'axe magnétique, le flux magnétique orbital $|\alpha|^2 \sim \rho^2_{LARMOR} \mid \vec{B}_o \mid$ (en l'absence de H. F. il s'agit de l'invariant adiabatique relativiste qui tend vers le moment magnétique lorsque $v^2 \ll c^2$) obéit à l'équation

$$|\alpha|^2 = \frac{V_\perp^2/c^2}{(1-\beta^2)(1-\delta Z\,\omega/c)} = |\alpha(0) - g\,\psi(\tau)|^2$$

$$\psi(\tau) = \int_0^\tau \left[1-(N_R - i N_I)\, V_{//}/c\right] e^{i\varphi(\tau)}\, d\tau \qquad (1)$$

$$\tau = \omega t,\quad g = eE(mc\omega)^{-1},\quad \delta = \frac{1}{|\vec{B}_o|}\left|\frac{d|\vec{B}_o|}{dZ}\cdot\frac{c}{\omega}\right|$$

N_R et N_I, parties réelle et imaginaire de l'indice du mode "siffleur" ;

$$\varphi(\tau) = \int_0^\tau \left[1-(N_R - i N_I)\frac{V_{//}}{c} - \frac{\omega_c}{\omega}(1-\beta)^{1/2}\left(1-\delta Z\frac{\omega}{c}\right)\right] d\tau$$

φ, phase entre $\vec{v}_\perp$ et $\vec{E}_\perp$, fonction de $\alpha(\tau)$ et de $Z(\tau)$. Considérons le développement de φ en série de puissances de τ et soit $|\varphi(\tau)| < \pi/2$ lorsque $\tau \lesssim \tau_R = \omega t_R$. Tant que $\tau_R \gg 1$, il existe une "zone (temporelle) de résonance", $\tau \leqslant \tau_R$, où la particule gagne de l'énergie ($|\alpha|^2 \approx g^2 \tau^2$), et une "zone quasi adiabatique", $\tau > \tau_R$, où $|\alpha|^2 \approx$ const. La valeur de cette constante, ainsi que l'expression explicite de toutes les grandeurs caractéristiques du problème, se calculent à partir de l'équation (1) par la "méthode du col", dans l'approximation $1/\tau_R \ll 1$. Selon la valeur des différents paramètres en jeu, $\psi(\tau)$ prend la forme approchée $\approx \int_o^\tau d\tau . \exp(i x \tau^n)$, $(x \gg 1)$, n = 2, 3, 4, 5, 6. On trouve n = 2 (Fresnel) dans le cas de forte vitesse axiale d'injection ; n = 3 (Airy) lorsque φ est dominée par les effets relativiste et Doppler.

Lorsque $N_I \approx N_R \approx 0$, $\delta > (\delta)_{critique}$ [1], φ est déterminée par la relativité indépendamment de la valeur de l'énergie qu'atteint l'électron. En effet, par définition $\varphi(\tau_R) \approx \int_o^{\tau_R} \beta^2/2\, d\tau \sim O(\tau_R \cdot \beta_R^2) \approx \pi/2$; lorsque $\beta_R^2 \longrightarrow 0$, $\tau_T \longrightarrow \infty$.

On trouve n = 4 dans le cas de forte atténuation de l'onde H. F. et, enfin, n = 5 ou 6 dans le cas où δ limite la durée de la résonance, soit parce que la puissance H. F. est faible, soit parce que le déphasage relativiste est compensé, au moins partiellement, par l'effet Doppler (effet prévu par Davydovskii, 1963).

Les expressions trouvées tendent vers les formules établies par Roberts et Buchsbaum [2] dans le cas $\delta = N_I = 0$. Un grand nombre de tests numériques à partir des équations exactes (R. Collet, 1968) ont permis de vérifier la dépendance fonctionnelle des résultats analytiques.

Dans la zone quasi adiabatique, des oscillations réversibles se superposent à la valeur asymptotique de $|\alpha|^2$. Elles sont décrites par une spirale du type de Cornu associée à $\psi(\tau)$.

Dans le cas de champs magnétiques très intenses ($\gtrsim$ 100 kGs) un couplage résonnant paramétrique peut exister aux fréquences $\omega \approx \omega_c/s < \omega_c$ (s = 2, 3 ...) inférieures à la girofréquence.

La généralisation de la méthode d'intégration à ces fréquences conduit aux conditions physiques nécessaires au couplage résonnant avec le plasma.

Dans tous les calculs, on a tenu compte, d'une façon globale, de l'effet du couplage aux ions le long des lignes magnétiques, la structure fine du champ axial de charge d'espace n'influençant guère l'interaction H. F. Lorsque l'amplitude du champ H. F. est inférieure au seuil des effets relativistes, le champ de charge d'espace, en ralentissant les électrons dans la zone de résonance, augmente la durée du processus d'interaction et donc l'énergie transmise au plasma.

La connaissance de la dépendance de $|\alpha|^2$ en fonction du temps permet de calculer les pertes par rayonnement synchrotron : l'énergie totale rayonnée par particule dans toutes les directions, pendant la durée de la résonance, est donnée par

$$(E)\ \text{synchrotron} \approx 1{,}6 \cdot 10^{-15} \frac{B_o^2}{\omega} \int_o^{\tau_R} \alpha(\tau)\, d\tau$$

$$\approx 1{,}8 \cdot 10^{-15} \frac{B_o^2}{\omega}\ (\text{ergs})$$

et de trouver la condition pour que les collisions ne limitent pas le transfert d'énergie aux électrons : $\int_o^{t_R} \nu_{coll.} \left(E_{cin}(t)\right) dt < 1$

1. 2. L'entraînement des ions

La condition de la quasi-neutralité des faisceaux accélérés dans les zones de résonance et de quasi-adiabaticité a été déterminée en fonction des paramètres physiques ($\omega_{pe}, V_{//o}, g, \delta$) en négligeant la température des faisceaux :

$$\left[\delta g^2 \frac{c}{V_{//o}} \left(\frac{\omega}{\omega_{peo}}\right)^3\right]^2 < \frac{1}{3} \frac{m_e}{m_i} \qquad (2)$$

Dans ce cas, l'accélération des ions est cohérente[1], c'est-à-dire que les ions suivent d'une façon adiabatique les centres guide des électrons le long de $\vec{B}_o$; les populations ionique et électronique restent mono-énergétiques ; on a $v_{//\text{élect.}} \approx v_{//\text{ions}}$ (T. Consoli, 1961).

La vitesse relative étant donc très faible, on ne devrait pas s'attendre dans ce cas à l'instabilité double faisceau. Les énergies axiale ionique et transverse électronique, à l'intérieur de la bouteille, sont du même ordre de grandeur. Cette équipartition de l'énergie cinétique peut jouer un rôle important dans la stabilisation par gradient de champ magnétique axial des instabilités non convectives dues au cône de perte.

Lorsque la condition (2) n'est pas satisfaite, des non-linéarités entrent en jeu et modifient profondément la structure du champ de charge

---

[1] Il semble qu'une condition analogue dans le cas des accélérateurs à anneaux relativistes n'a pas été mentionnée jusqu'à présent dans la littérature existante et devrait être considérée.

d'espace et la nature du processus d'accélération des ions. Le profil du potentiel électrostatique présente une série de points de rebroussement. La vitesse moyenne des électrons est alors très supérieure de celle des ions. Aux points de rebroussement, une déformation profonde de la fonction de distribution des vitesses du faisceau électronique (Dawson, Buneman) diminue "l'efficacité" de l'entraînement des ions à cause de la dégradation turbulente de l'énergie. En particulier, par exemple, l'excitation des ondes ioniques acoustiques produit une réduction du courant axial (Fried et Field).

Le domaine fortement non linéaire du développement du spectre turbulent excité par l'instabilité double faisceau a été abordé en utilisant des calculs numériques sur un modèle unidimensionnel "à gourde".

A forte densité de plasma, lorsqu'on doit tenir compte des collisions, le processus de l'accélération cohérente des ions ne devient possible qu'au-dessus d'un seuil dans l'intensité du champ électrique H. F., seuil analogue au champ critique de Dreicer. On le trouve (S. Giuffré) en égalant l'accélération axiale due à la force $(-\mu \ \mathrm{grad}_{/\!/} B)$ à la décélération due aux collisions. La vitesse électronique étant essentiellement perpendiculaire à $\vec{B}_o$, la force axiale de freinage se déduit non seulement du coefficient de friction dynamique $\langle \Delta v_{/\!/} \rangle$ (comme dans le cas traité par Dreicer) mais aussi du coefficient $\langle \Delta v_\perp^2 \rangle$.

1. 3. Champ haute fréquence autocohérent et absorption de l'énergie

Les expressions des orbites électroniques (cf. § 1), valables quelle que soit la dépendance spatiale du champ de l'onde, permettent d'écrire le courant dans le plasma. On obtient ainsi l'équation autocohérente du champ électrique.

Elle se réduit à celle de la propagation du "mode siffleur" dans un plasma froid

$$\frac{d^2 E_\perp}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 \delta z^{\omega/c}}\right) E_\perp = 0 \qquad (3)$$

lorsque $v_{/\!/}/c \ll 1$, et à condition d'être à l'extérieur de la zone de résonance. Dans la zone de résonance, l'emploi des équations non linéarisées des orbites permet de tenir compte explicitement de la composante du courant en phase avec le champ électrique et d'éliminer la singularité non physique de l'équation (3).

L'équation autocohérente se simplifie et devient linéaire lorsqu'on peut négliger l'accélération axiale des électrons. On sait écrire alors la solution sous forme intégrale et on obtient les coefficients de réflexion R = 0, de transmission $T = e^{-\pi A(1-v_{/\!/}/c)}$ et d'absorption $\eta = 1 - R - T$, où $A = \omega_p^2 / \omega^2 \delta$. Ces résultats diffèrent par le terme d'ordre $v_{/\!/}/c$ des résultats obtenus par Budden (1961), Stix (1962) et Kuckes [3] à partir de l'équation (3).

Lorsque l'accélération axiale des électrons ne peut pas être négligée, l'équation autocohérente est non linéaire et ne peut être résolue de façon

exacte. Cependant, le champ électrique loin de la résonance reste toujours bien représenté par l'équation (3) dont les solutions exactes sont connues. Les solutions valables de part et d'autre de la résonance ne sont pas nécessairement liées par prolongement analytique : elles peuvent être déterminées de façon approchée par la discontinuité du champ magnétique de l'onde due à la couche de courant existant dans la zone de résonance qui s'évalue à partir des lois du mouvement. Cette condition et celles à l'infini donnent :

$$R = \frac{e^{-\pi A}\,\mathrm{sh}^2(\pi A/2)(\zeta-1)^2}{[1+e^{-\pi A/2}\,\mathrm{sh}\left(\frac{\pi A}{2}\right)(\zeta-1)]^2} \qquad \eta = \frac{2e^{-\pi A/2}\cdot \mathrm{sh}(\pi A/2).\zeta}{[1+e^{-\pi A/2}\mathrm{sh}\left(\frac{\pi A}{2}\right)(\zeta-1)]^2} \qquad (4)$$

où

$$\zeta = \frac{1}{2\pi}\cdot\delta\cdot\frac{v_{//}}{c}\cdot\tau_R^2$$

Dans le cas où la vitesse axiale est constante, on a $\zeta = 1$ et on retrouve les résultats précédents dans la limite $v_{//}/c \ll 1$. Dans tous les autres cas, les effets non linéaires jouent un rôle essentiel ; ζ est toujours plus petit que l'unité. Ainsi, R croît avec la densité et peut devenir très voisin de l'unité si la puissance est élevée et la vitesse d'injection des électrons faible. Les effets non linéaires détruisent donc l'adaptation qui existe dans le cas de vitesse axiale constante et le coefficient d'absorption est faible.

Cependant, lorsque la densité devient suffisamment élevée, le champ électrique dans la zone de résonance se trouve atténué ; les effets non linéaires deviennent négligeables et le coefficient de réflexion retombe à zéro. Toute l'énergie de l'onde est alors absorbée par le plasma et l'énergie gagnée par chaque électron est $\frac{1}{2} m c^2 \frac{\omega^2}{\omega_p^2}\cdot\frac{c}{v_{//}}\cdot g^2_{\text{vide}}$

1.4. Le problème des pertes aux miroirs

Le flux de fuite dans une configuration magnétique ouverte, dû à la diffusion collisionnelle et collective des particules dans le cône de perte, peut être fortement réduit par des champs résonnants H. F. La pression de radiation du champ peut être inférieure à la pression cinétique du plasma lorsque cette diffusion dans l'espace des vitesses est suffisamment lente. En effet, si les particules ne pénètrent que dans les couches extérieures du cône de perte, il suffit d'une augmentation moyenne de $v_\perp^2$ beaucoup plus faible que $v_{//}^2$ pour les faire rentrer dans la région de confinement de l'espace des vitesses.

L'étude analytique du mouvement individuel nous a permis de calculer, en fonction des conditions initiales établies à l'intérieur du piège magnétique, la variation due au champ H. F. du vecteur vitesse des particules.

Aux fortes amplitudes du champ H. F., lorsque le déphasage onde-particule est donné par la variation relativiste de la masse, la détermination de $\Delta v_\perp$ se fait essentiellement comme dans le cas de $\vec{B}_o$ uniforme (N = 0) [2]. On trouve (fig. 1a) que l'énergie cinétique d'une particule, placée à l'instant initial sur le plan de résonance, oscille avec la période

τ_E entre deux limites du puits de potentiel de l'énergie, E_{max} et E_{min}, fonctions de E_{cin} ($\tau = 0$) et de la phase φ ($\tau = 0$) entre $\vec{v}_\perp$ et $\vec{E}_\perp$. (τ_E est donnée par $\tau_E \approx 7 g^{-2/3}$ pour $q = \frac{1}{2}\beta(0) g^{-1/3} \leqslant 1$ et par $\tau_E \approx 17{,}6\, g^{-2/3} q^{-1/2}$ pour $q \gg 1$).

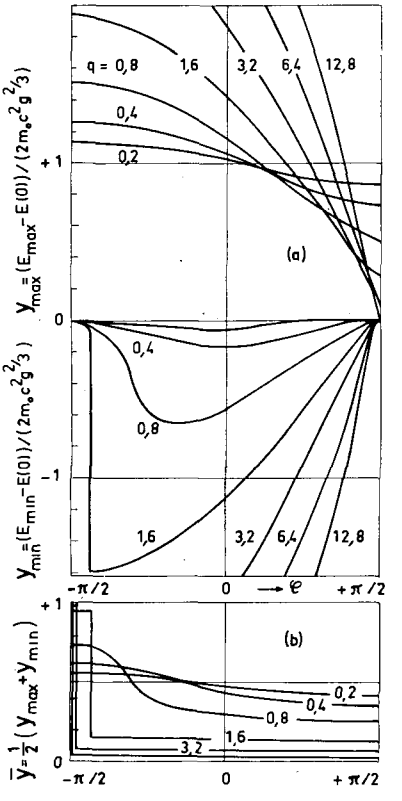


FIG. 1. Limites de l'énergie cinétique d'une particule en fonction des conditions initiales.

Tant que le nombre d'oscillations de l'énergie dans la zone de résonance est élevé, $\tau_E < \tau_R$, et lorsque grad $\vec{B}_o \neq 0$, la particule quitte la zone de résonance avec une énergie cinétique proche de la demi-somme $E = \frac{1}{2}(E_{max} + E_{min}) \geqslant 0$ quelque soit φ (fig. 1b), c'est-à-dire que l'énergie moyenne d'une particule piégée, en présence du champ H. F., croît avec le temps. La loi de l'accroissement temporel de la limite supérieure de l'énergie cinétique peut être déduite de la théorie du mouvement synchrone (cas N = 1). Dans ce cas, une particule, initialement au repos à la résonance, reste en résonance et l'on a

$$\sqrt{2}/3\ u^{3/2} + u^{1/2} = g\tau = g \sum \tau_R \qquad (5)$$

où $u = E_{cin} / m_o c^2$

Cette limite supérieure peut expliquer la présence de particules très énergétiques, observées dans certaines expériences, tout en laissant ouvert le problème de l'importance de leur nombre.

2. ETUDES EXPERIMENTALES

2. 1. Le montage "Circé-Pléïade" (injecteur à ondes progressives et accélérateur à ondes stationnaires)

Dans le cas d'une onde stationnaire (cavité UHF), pour étudier les caractéristiques du plasma accéléré en fonction de la densité injectée n_o, de la puissance HF, du coefficient de surtension et du champ électrique, on a séparé, dans le montage expérimental "Circé-Pléïade" (fig. 2), la création du plasma de son accélération, de façon à contrôler le flux de plasma injecté dans la zone de résonance au milieu de la cavité.

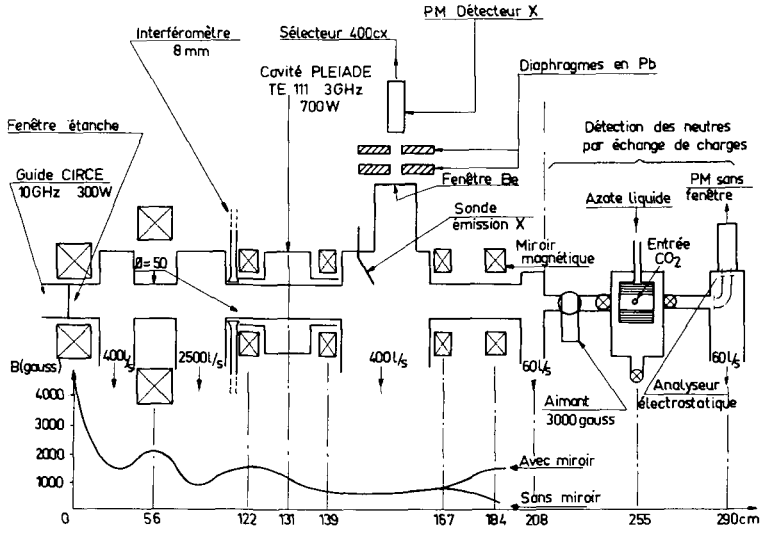


FIG. 2. Dispositif expérimental Circé-Pléïade.

Le plasma formé indépendamment à la résonance cyclotron des électrons par un dispositif à onde progressive en polarisation circulaire (TE_{11} - 10 GHz - 300 W) travaillant à haute pression ($10^{-4} \leqslant p \leqslant 10^{-2}$ Torr) diffuse dans la cavité (mode TE_{111} - 3 GHz - 700 W), à basse pression ($10^{-6} \leqslant p \leqslant 10^{-4}$ Torr) avec une densité comprise entre 10^9 et 3.10^{10} e/cm^3 et une vitesse $v_o \simeq 3.10^6$ cm/s.

L'énergie axiale acquise par les ions est déterminée par l'intermédiaire des neutres rapides formés par l'échange de charge des ions sur les atomes du gaz résiduel.

L'énergie perpendiculaire des électrons se déduit du spectre de rayonnement X produit par l'impact d'une partie des électrons du faisceau sur un fil de tungstène. Ces rayons X passent à travers une fenêtre de Béryllium de 1mm d'épaisseur et sont détectés par une sonde à scintillations (scintillateur Na I (Tl) de 1mm d'épaisseur) suivie d'un analyseur d'amplitude multicanaux à mémoires.

Une analyse des principaux paramètres expérimentaux, à partir des résultats théoriques (§ 1.4.), montre que la phase entre $(v_\perp)_e$ et E_{HF} est contrôlée par la variation de $m_o/(1-\beta^2)^{1/2}$ et non par celle de $\omega_{ce}(Z)$ due au gradient de champ magnétique ni par la variation Doppler de la fréquence extérieure.

Les figures 3 et 4 représentent les variations de l'énergie des particules dans le cas des modes progressif TE_{11} et stationnaire TE_{111}, en fonction des différents paramètres physiques.

A la fin du gradient de champ magnétique statique, l'énergie axiale $W_{i//}$ des ions est donnée par [17]

$$W_{//i} = \frac{B_o - B}{B_o} \cdot mc^2 \left(\frac{e^2}{4\alpha p \pi^4 m^2 c^5}\right)^{1/3} \left(Q\, P_{H.F}\right)^{1/3} \qquad (6)$$

B_o (champ magnétique à la résonance).

La cavité cylindrique de surtension à vide Q_o, excitée suivant le mode TE_{111} ($\alpha = 0,238$), a un diamètre $= \lambda$, une longueur $= p\lambda$, (λ = longueur d'onde). La figure 5, représentant $W_{//i}$ en fonction de $Q.P_{HF}$ relevé au moyen d'une antenne placée dans la cavité, est un essai de vérification expérimentale de cette loi.

Le coefficient de surtension de la cavité en présence de plasma peut être également exprimé en fonction des paramètres expérimentaux $F=\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)\frac{v_o}{c}$ et P_{HF}. Il faut d'abord calculer le coefficient de surtension du plasma Q_p en utilisant le fait que la puissance couplée au plasma est égale au flux total initial des électrons entrant dans la zone de résonance multiplié par l'énergie des électrons à la sortie de la zone de résonance :

$$(W_{\perp e})_{res} = mc^2 g^{2/3}, \quad Q_p = 2\pi \frac{p\alpha}{\beta}\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 \frac{c}{v_o} g^{4/3} \qquad (7)$$

où β est le rapport entre la section du plasma à l'entrée de la zone de résonance et la section de la cavité $\frac{\pi \lambda_o^2}{4}$, d'où, pour la surtension Q de la cavité chargée :

$$Q\left(\frac{Q_o}{Q_o - Q}\right)^3 = \left(\frac{2\pi p\alpha}{\beta}\right)^3 \left(\frac{e^2}{4p\alpha\pi^4 \varepsilon_o m^2 c^5}\right)^2 \frac{P^2_{H.F}}{F^3} \qquad (8)$$

La figure 6 représente : a) le relevé expérimental de Q en fonction de la densité à l'injection n_o, pour une puissance HF de 150 W et une vitesse à l'injection v_o fixe et montre une variation telle que : $Q(Q_o/Q_o - Q)^3 \sim P^2_{H.F}/n_o^3$; b) les valeurs théorique et expérimentale de $W_{//i}$ en fonction de la densité n_o pour une puissance HF de 150 W.

On note sur les courbes $(W_i)_{//}$ et T_e une chute brutale de l'énergie axiale des ions correspondant à une augmentation de la température élec-

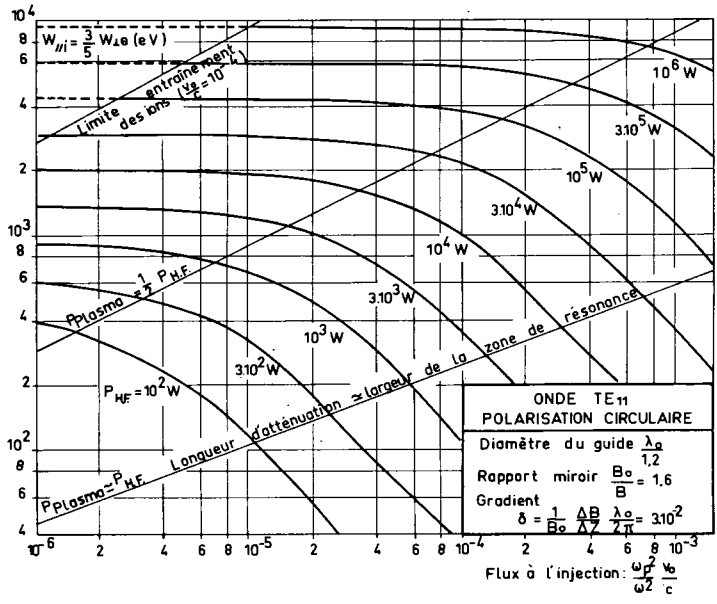


FIG.3. Variation de l'énergie des électrons et des ions dans le cas d'un champ HF progressif (mode TE_{II} en guide circulaire).

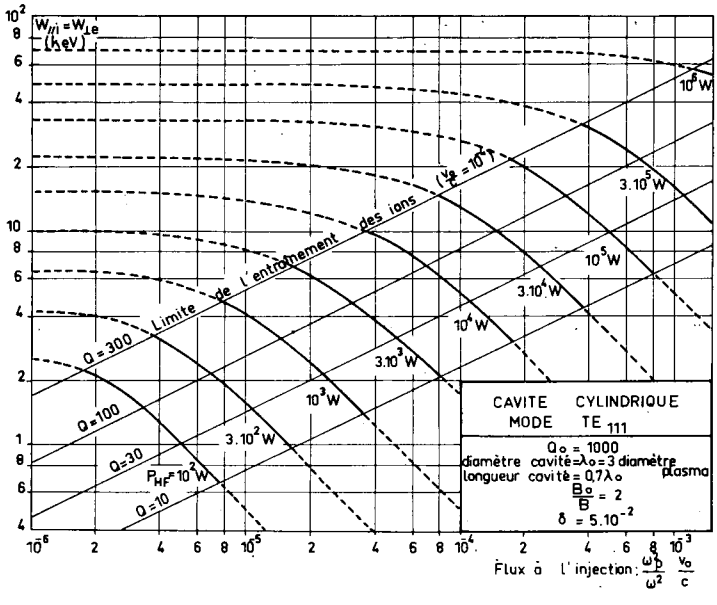


FIG.4. Variation de l'énergie des électrons et des ions dans le cas d'un champ HF stationnaire (mode TE_{III} en cavité cylindrique).

tronique due à une perturbation de la charge d'espace provenant d'une ionisation parasite facilitée par le plasma injecté.

La limite de l'entraînement optimum des ions par le champ de charge d'espace (§ 1. 2., équation (2)) est mise en évidence sur les figures 4 et 5. Pour une densité injectée donnée, à partir d'un certain champ H. F. dans la cavité, l'énergie axiale des ions ne vérifie plus la variation relativiste $(Q. P_{HF})^{1/3}$ mais diminue quand $(Q. P_{HF})$ augmente. En même temps, le spectre des rayons X indique une double population électronique ayant des températures différentes, semblant indiquer un découplage partiel des électrons accompagné d'une forte déformation de leur fonction de distribution. Pour une densité injectée plus élevée, le découplage se produit pour un produit $Q. P_{HF}$ plus élevé, conformément à la théorie.

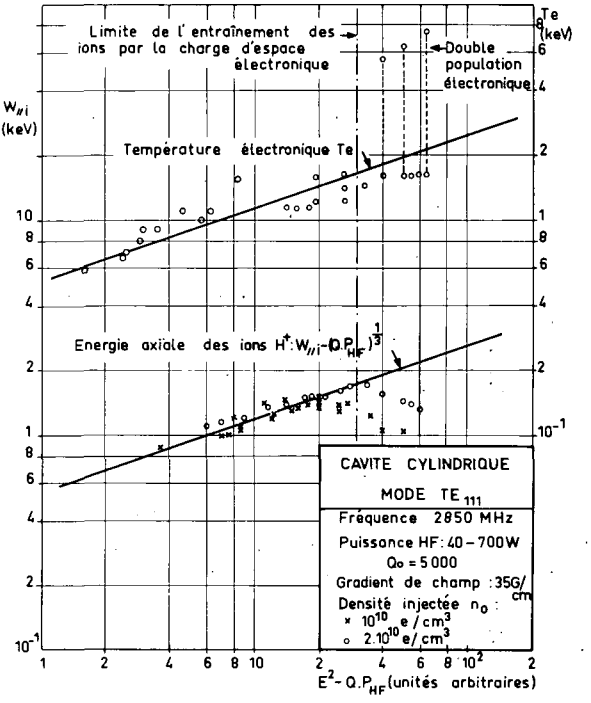


FIG. 5. Variation de l'énergie parallèle des ions et de la température électronique en fonction du produit $Q \cdot P_{HF}$.

L'interprétation des spectres d'énergie du rayonnement X semble indiquer que les électrons possèdent une distribution assez large autour d'une énergie moyenne (F. Abgrall, F. Romano). La détermination expérimentale de la valeur moyenne $W\perp_e$, importante du point de vue du transfert de l'énergie des électrons aux ions par l'intermédiaire du champ électrique de charge d'espace, est malaisée en raison de l'absorption des rayons X par les fenêtres situées devant le détecteur et de la mauvaise résolution de ces mêmes détecteurs pour les rayons X de basses énergies ($W\perp_e \approx$ 1 keV). Par contre, la largeur de la distribution en énergie des

électrons appelée T_e est facilement mesurable à partir de la "queue" du spectre de rayonnement vers les hautes énergies (en supposant que cette distribution est maxwellienne) où les phénomènes d'absorption des fenêtres et de résolution des détecteurs sont négligeables. Quant à l'origine de cette "température" T_e, il ne faut sans doute pas la chercher dans des phénomènes collisionnels, car les densités sont faibles et la pression résiduelle des neutres basse, mais dans des phénomènes d'interaction collectifs non linéaires liés à l'existence d'instabilités du type double faisceau.

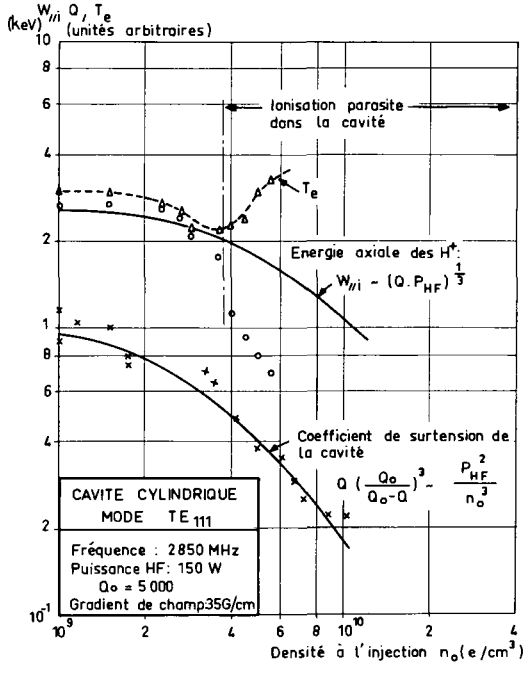


FIG.6. Variation expérimentale du coefficient de surtension Q de la cavité, de l'énergie axiale des ions et de la température électronique, en fonction de la densité initiale n_0.

2.2. Le dispositif "Circé II" de plus grande puissance (fig. 7) λ = 3cm, P_{HF} = 2,5 kW. C. W.

Il est identique par son principe à la moitié gauche du montage "Circé-Pléiade" (fig. 2). Il en diffère par les caractéristiques du plasma créé et accéléré. On peut résumer ainsi l'essentiel des résultats obtenus :

- lorsque la pression est comprise entre 5.10^{-5} et 2.10^{-4} Torr, on obtient des ions ou des neutres rapides dont l'énergie est comprise entre 500 eV et 1 keV ;
- pour une pression donnée, les ions rapides apparaissent quand la valeur du champ magnétique appartient à deux intervalles relativement étroits :
  a) si B_o est compris entre 3060 et 3170 Gauss, la zone de résonance est à une longueur d'onde de la fenêtre étanche ; dans ce cas,

l'énergie des ions est entre 850 eV et 1150 eV. Cette valeur expérimentale est de l'ordre de deux fois la valeur moyenne prévue par la théorie (N = 0) ;

b) si B_o est compris entre 2720 et 2830 Gauss, la distance entre la zone de résonance et la fenêtre étanche est égale à $\lambda/2$. Dans ce cas, l'énergie des ions est 800 eV et il y a un très bon accord (à quelque % près) entre valeurs théorique et expérimentale.

- dans le cas des fortes pressions, c'est-à-dire 10^{-4} Torr $< p < 10^{-3}$ Torr, l'énergie axiale des ions est plus faible (15 eV $< (W_{//})_i <$ 50 eV). Elle est déduite de la mesure du déplacement par effet Doppler d'une raie de $l'Ar^+$ (4806 Å) à l'aide d'un Fabry-Pérot optique et d'une source de lumière de référence ;
- on constate que les raies déplacées n'ont qu'un élargissement négligeable et que presque tous les ions (au moins 90%) ont la même vitesse axiale;
- la densité croît linéairement avec la pression de 2.10^{11} à 2.10^{12} cm^{-3}.

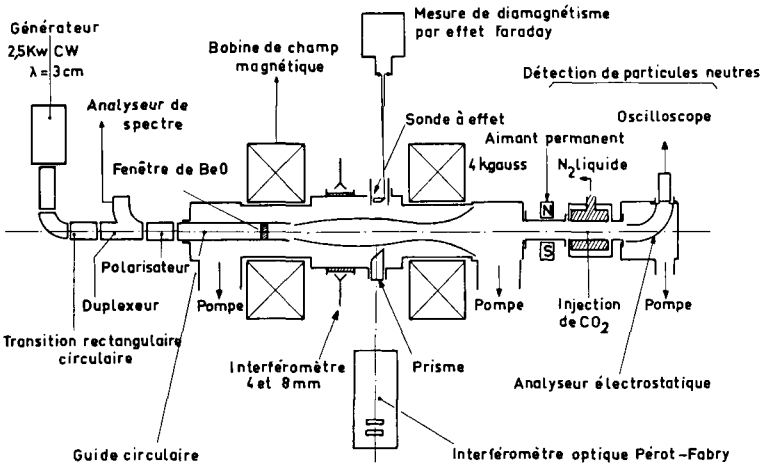


FIG. 7. Dispositif expérimental Circé II (2,5 kW, C.W, λ = 3 cm).

2. 3. Résultats obtenus en régime pulsé à grande puissance : montage "Icare"

Le montage "Icare II" (fig. 8) a été conçu avant tout pour la transposition des résultats précédents à des puissances HF plus élevées et à des champs magnétiques au-dessus de la résonance fondamentale.

La cavité cylindrique (de diamètre 16cm et de longueur 70cm) fonctionne en régime d'ondes progressives à 1250 MHz. Elle est couplée à un klystron à large bande pouvant délivrer une puissance P_{HF} = 1 MW pendant 100 µs. Son champ magnétique décroissant permet l'excitation des résonances $n\omega_{HF} = \omega_{ce}$, avec n = 1, 2, 3.

Un cryostat placé dans la "tête HF" permet la formation d'un glaçon de D_2 (fig. 8) au bout d'une aiguille placée sur l'axe de symétrie du système. L'ionisation se fait grâce à un laser pulsé, focalisé sur la cible de D_2 solide ; l'énergie des ions est mesurée par temps de vol, à l'aide d'un analyseur électrostatique ou encore par le potentiel auquel se porte l'injecteur.

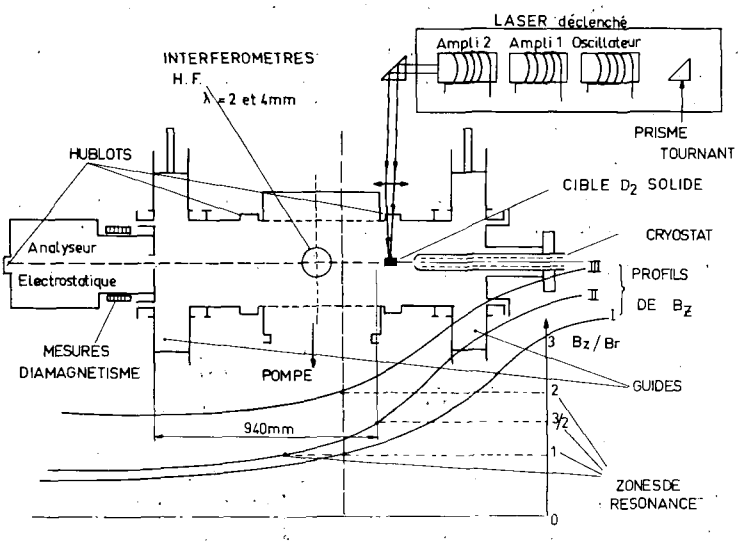


FIG.8. Dispositif expérimental Icare II (1 MW pulsé, λ = 25 cm, 100 µs).

Influence du flux initial de plasma injecté sur l'énergie des ions accélérés. -

A très bas niveau laser, tout se passe comme si l'on injectait dans la machine une bouffée dense de gaz neutre que le champ H. F. ionise et accélère.

A plus haut niveau, 0,3-0,5 joule, le laser ionise. Le champ H. F. accélère les ions dont l'énergie ne varie plus qu'en fonction de la puissance H. F.

Le spectre d'énergie des ions, dans le cas du régime à haut flux d'injection (pour une puissance HF de 900 kW), et pour trois profils du champ magnétique, est représenté sur la figure 9.

Recherche d'un fonctionnement à la résonance cyclotronique paramétrique des électrons. -

Le profil de B_z (z) peut être modifié de telle sorte que les électrons injectés trouvent :

a) soit une zone de résonance paramétrique $\omega_{HF} = 1/2\ \omega_{ce}$ (fig. 10 profil II) sans rencontrer le long de z les conditions de la résonance fondamentale $\omega_{HF} = \omega_{ce}$;

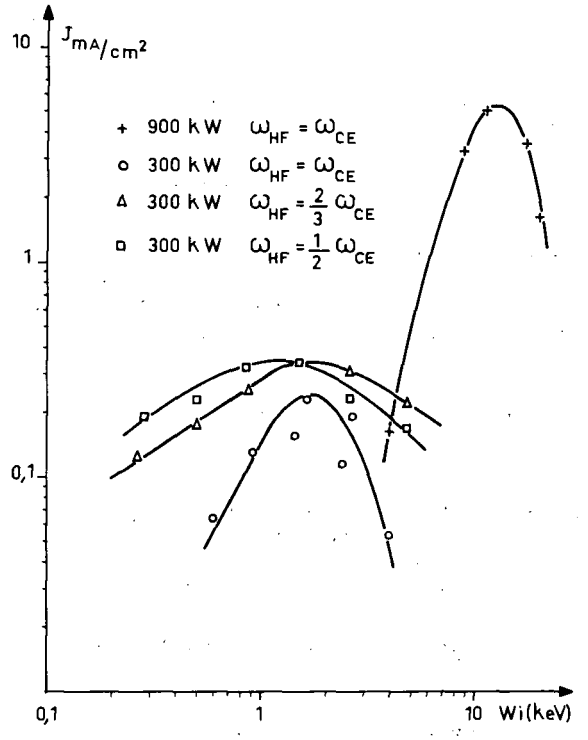


FIG.9. Spectres d'énergie des ions dans Icare II aux résonances ($\omega_{ce} = n\omega_{HF}$, n = 1, 3/2, 2).

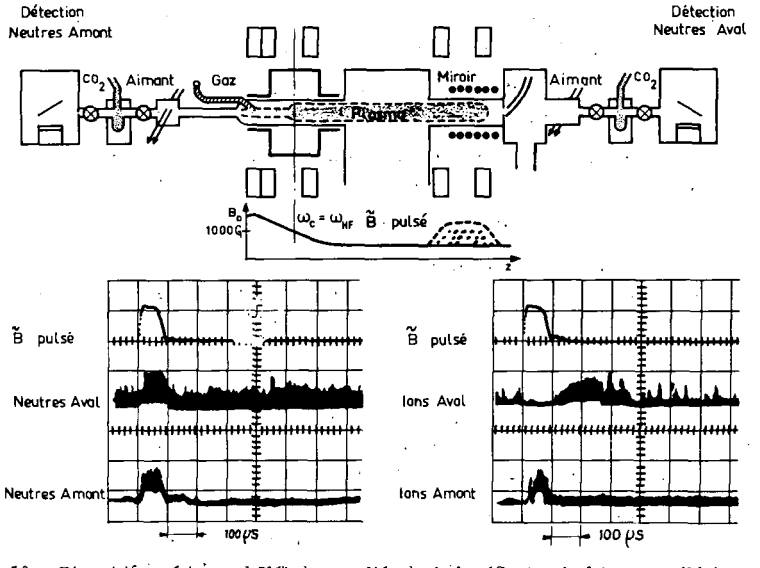


FIG.10. Dispositif expérimental Pléiade pour l'étude de la réflexion du faisceu accéléré par un miroir pulsé.

b) soit encore (fig. 9 profil III) simultanément $\omega_{HF} = \frac{2}{3}\omega_{ce}$ et $\omega_{HF} = \omega_{ce}$;

Les ions sont accélérés dans les deux cas et les spectres d'énergie sont représentés sur la figure 9. Toutefois, ce résultat peut être dû soit à la résonance paramétrique, soit à une résonance sur le fondamental, compte tenu d'une modification du champ magnétique par suite des effets diamagnétiques.

Dans le cas de la résonance sur le fondamental, on a une bouffée de plasma avec une certaine distribution d'énergie autour d'une valeur moyenne élevée ; dans le cas de la résonance paramétrique, il existe en plus une population importante d'ions de basse énergie.

En résumé, on peut dire que :

1) du point de vue de l'énergie des ions, les résultats obtenus sur cible de deutérium solide sont comparables à ceux obtenus sur cible métallique, du point de vue de l'énergie des ions ;

2) qu'il est possible de communiquer de l'énergie aux ions du plasma dans le cas des profils de champ magnétique I, II, III, figure 8, correspondant aux résonances $\omega_{ce} = n\omega_{HF}$ (n = 1, 3/2, 2), c'est-à-dire pour B = B_R, 3/2 B_R et 2 B_R .

2.4. Accumulation du plasma créé à l'aide d'un accélérateur du type "Pléiade"

Résultats expérimentaux avec un miroir magnétique continu ou pulsé. -

Le plasma accéléré par une structure HF placée au premier miroir d'une bouteille magnétique rencontre sur son parcours un deuxième miroir. On constate, dans le cas où ce deuxième miroir est permanent, que les électrons oscillent entre les deux miroirs.

Le rayonnement X, obtenu par impact du plasma sur une cible placée à l'intérieur de la bouteille magnétique, indique que le miroir a deux effets :

a) l'intensité du rayonnement X augmente considérablement, ce qui ne s'explique que par accroissement de la densité des électrons rapides;

b) la distribution d'énergie des électrons s'élargit.

L'étude des électrons rapides se fait par l'observation du rayonnement X d'énergie $\geq$ 10 keV et du bruit électromagnétique dans le plasma. Une sonde pyrométrique nous renseigne sur le flux d'énergie (ions et électrons) dans le faisceau piégé.

Les flux d'énergie mesurés à l'aide d'une sonde pyrométrique, à l'intérieur de la bouteille, sont jusqu'à 80 fois plus grands que ceux obtenus sans miroir. Dans ce cas, l'accumulation d'énergie est imputable aux électrons seulement (jusqu'à 50 à 100 W/cm^2).

La capture des ions rapides a été étudiée, en particulier, avec un miroir magnétique pulsé. On a mesuré les caractéristiques du plasma à l'équilibre, enfermé entre la structure "Pléiade" et le 2ème miroir magnétique pulsé dont on peut faire varier l'amplitude.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 10 ; il est semblable à la moitié droite du montage "Circé-Pléiade" (fig. 2). Afin que les mesures sur les ions du plasma accumulé ne soient pas faussées par les gaines, on s'est intéressé, une fois de plus, aux atomes neutres rapides produits par échange de charge sur le gaz résiduel. L'énergie et l'impulsion de ces atomes sont identiques à celles des ions. On détecte les atomes neutres rapides en aval et en amont de la machine (fig. 10) et on voit leur évolution en fonction de la valeur du champ magnétique.

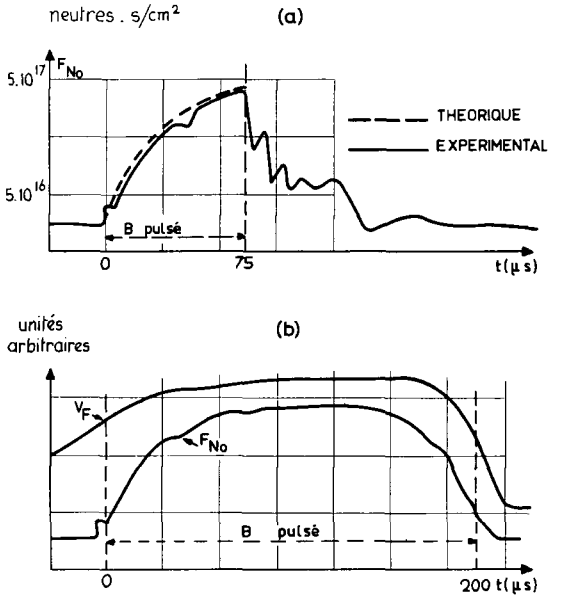


FIG.11. Flux (théorique et expérimental) de neutres accumulés entre les deux miroirs.

Sur la figure 10, on a enregistré, en fonction du temps, l'induction et le flux de neutres détectés. On peut voir que, pour un champ de miroir donné ($B_z < 1000$ Gauss), il y a un accroissement du flux de neutres pendant la durée du miroir pulsé. Les ions énergétiques sont accumulés car on note en effet une augmentation du signal de neutres rapides pendant le miroir pulsé et la disparition des ions en aval pendant l'impulsion, alors que des neutres sont détectés en amont.

Ces résultats qualitatifs prouvent, dans les conditions expérimentales décrites, que le miroir pulsé réfléchit les ions et les électrons. Entre les deux miroirs le plasma peut donc s'accumuler.

L'étude quantitative de l'accumulation résulte de l'interprétation du signal des neutres. Le temps d'aller-retour pour un ion de $W_{i//} \approx 1,5$ keV est de 3.10^{-6} s .

Si la durée du miroir pulsé est $T_B = 70\,\mu$s, l'ion peut faire au maximum 23 allers et retours. En fait, en raison des collisions (échange de charge) sur le gaz neutre, un certain nombre d'ions se perdent si le temps de vie est plus court que la durée du miroir pulsé.

Sur la figure 11a, on a tracé le signal des neutres dans les conditions suivantes : $B_{pulsé} \approx 800$ Gauss, $(W_{//})_i \approx 1,5$ keV, $p = 7,8 \times 10^{-5}$ Torr, gaz = hydrogène.

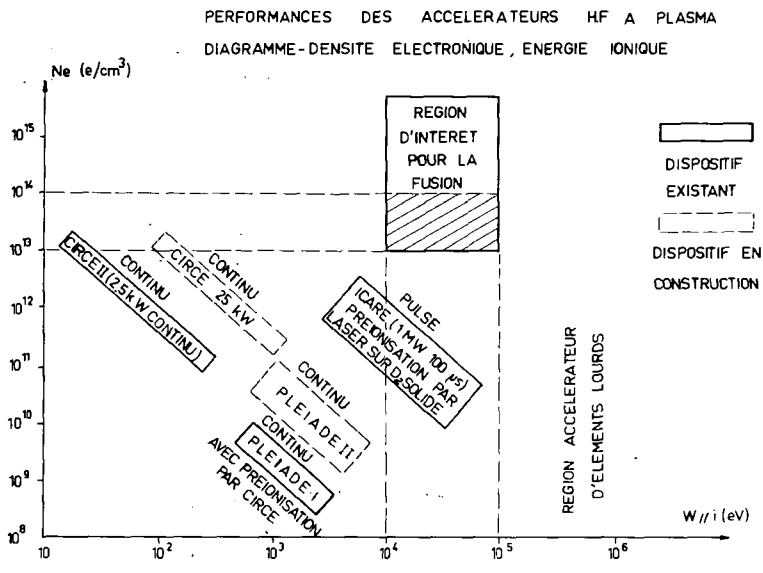


FIG. 12. Vue d'ensemble des densités et énergies des faisceaux accélérés.

On n'a tenu compte que des collisions par échange de charge et comparé l'accroissement théorique du flux collecté à l'accroissement expérimental. On constate (fig. 11a) une remarquable correspondance entre les 2 accroissements. Il en résulte donc que, dans les conditions expérimentales décrites, et durant une impulsion de 70 µs, aucune instabilité sérieuse ne perturbe l'accumulation et que cette dernière est limitée par le temps de vie moyen de l'ion dans la bouteille qui est de l'ordre de 30 µs. Si, par conséquent, on augmentait la durée du miroir pulsé à 200 µs, toutes choses restant égales par ailleurs, le signal d'accumulation devrait présenter une saturation. C'est ce qu'on voit sur la trace inférieure de la figure 11b ; la trace supérieure représente un signal de sonde flottante derrière le miroir pulsé. Elle indique que se développe, dans la région du miroir, un potentiel répulsif pour les ions.

Enfin, la figure 12 regroupe sur un diagramme $(n_i, W_{//_i})$ les résultats obtenus en régime d'accélération avec les divers dispositifs expérimentaux [2].

[2] L'état de ces recherches jusqu'en décembre 1967 et la revue bibliographique sont détaillés dans les "Comptes Rendus du Colloque International sur l'Interaction des Champs H. F. avec un Plasma" - SACLAY - 15-19 janvier 1968.

REMERCIEMENTS

De nombreux chercheurs ont collaboré aux travaux décrits dans ce mémoire et ont permis de mener à bien les recherches entreprises. Il s'agit, pour les études théoriques, de MM. M.Brambilla, E. Canobbio et U. Finzi, et, pour les études expérimentales, de MM. F. Abgrall, R. Bardet, C. Gormezano (montage Circé-Pléïade), P. Bouchardy, L. Dupas, J. Leroy (dispositif Circé II), P. Briand, P. Grelot, W. Schrader, L. Slama (montage Icare), A. Brunet, R. Geller et B. Jacquot (dispositif Pléïade).

REFERENCES

[1] CANOBBIO E., Fusion Nucléaire (en cours de publication).

[2] BUCHSBAUM S.J., ROBERTS C.S., Phys. Rev. 135 A (1964) 381.

[3] KUCKES A.F., Plasma Physics 10 (1968) 366.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

В.В.АЛИКАЕВ, Ю.И.АРСЕНЬЕВ, В.М.БОГАЧЕВ, В.М.ГЛАГОЛЕВ, С.А.МОРОЗОВ, И.Н.ХРОМКОВ и Н.С.ЧЕВЕРЕВ
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА, МОСКВА, СССР

Abstract — Аннотация

USE OF HIGH-FREQUENCY FIELDS FOR PLASMA HEATING. The authors investigate experimentally possibilities of heating the electron and ion components of a plasma by means of ultra-high-frequency and high-frequency fields. In a low density plasma under conditions of electron-cyclotron heating, the Langmuir frequency is near to the electron Larmor frequency. Heating is carried out in an evacuated cylindrical resonator in which a steady-state magnetic field of the adiabatic-trap type has been produced. Use is made of a generator with a wavelength of the order of 10 cm. The density of the hot electron component reaches a value of $n_e \sim 3 \times 10^{10}$ cm^{-3} at a temperature T_e = 20-30 keV. Under certain conditions the authors observe plasma afterglow instabilities associated with anisotropy in the electron velocity distribution function. Experiments involving the heating of the electron component of a plasma at the fundamental parametric resonance (ultra-high-frequency generator frequency double the electron Larmor frequency) were carried out in an evacuated cylindrical resonator at a wavelength ~ 10 cm. It is experimentally demonstrated that it is possible to heat a plasma when the electron Langmuir frequency exceeds the generator frequency by a factor of more than 10. A plasma is obtained with a pressure attaining 20% of the static magnetic field pressure and exceeding the high-frequency field pressure by a factor of almost 10. The authors investigate experimentally the possibility of collisionless heating of the ion component of a plasma near the electron-ion hybrid resonance due to Cherenkov absorption of the wave energy. For introducing energy into the plasma the authors have developed a resonator operating at a frequency of 90 Mc/s and powered by a 30-kW high-frequency generator. In order to obtain the plasma itself, the authors have developed a high-frequency injector.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ. Экспериментально исследуются возможности нагрева электронной и ионной компонент плазмы СВЧ- и ВЧ-полями. В режиме электронно-циклотронного нагрева плазмы малой плотности электронная ленгмюровская частота близка к электронной ларморовской частоте. Нагрев осуществляется в вакуумном цилиндрическом резонаторе, в объеме которого создавалось стационарное магнитное поле типа адиабатической ловушки. Использовался генератор с длиной волны порядка 10 см. Плотность горячей компоненты электронов достигала величины $n_e \sim 3 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ при температуре $T_e = 20 \div 30$ кэв. В определенных режимах на послесвечении плазмы наблюдаются неустойчивости, связанные с анизотропией в функции распределения электронов по скоростям. Эксперименты по нагреву электронной компоненты плазмы на основном параметрическом резонансе (частота СВЧ-генератора в два раза превышает ларморовскую частоту электронов) проводились в вакуумном цилиндрическом резонаторе на длине волны ~10 см. Экспериментально доказана возможность нагрева плазмы, когда электронная ленгмюровская частота более чем в 10 раз превышает частоту генератора. Получена плазма с давлением, достигающим 20% давления статического магнитного поля и почти в 10 раз превышающим давление высокочастотного поля. Экспериментально исследуется возможность бесстолкновительного нагрева ионной компоненты плазмы вблизи электронно-ионного гибридного резонанса за счет черенковского поглощения энергии волны. Для ввода энергии в плазму разработан резонатор, работающий на частоте 90 Мгц при мощности ВЧ-генератора до 30 квт. Для предварительного создания плазмы разработан высокочастотный инжектор.

1. ВВЕДЕНИЕ

Важное значение в термоядерных исследованиях имеют бесстолкновительные методы нагрева электронов и ионов, основанные на черенковском и циклотронном поглощениях энергии волны.

Возможны следующие пути нагрева ионов плазмы:

1) резонансный нагрев электронов с последующей бесстолкновительной передачей энергии ионам;

2) нагрев ионов за счет бесстолкновительного поглощения.

Для осуществления нагрева плазмы необходимы следующие условия:

1) электромагнитные волны должны глубоко проникать в плазму;

2) электромагнитные волны должны эффективно поглощаться в плазме за счет бесстолкновительного поглощения;

3) при нагреве должна быть обеспечена устойчивость плазмы.

Условия проникновения и поглощения волн наилучшим образом удовлетворяются вблизи областей плазменных резонансов [1 – 3], где компонента тензора диэлектрической постоянной плазмы, параллельная направлению распространения волны, невелика. Плазменные волны вблизи этих областей имеют сильное замедление, поэтому возможно эффективное черенковское или циклотронное поглощение волн.

Такие резонансы могут осуществляться как на частотах, превышающих характерные электронные частоты плазмы (ленгмюровская ω_0, ларморовская ω_H), так и на низких частотах (высокочастотные или низкочастотные плазменные волны). В последнем случае эти волны при большой концентрации плазмы ($\omega_0 > \omega_r$) распространяются в интервале частот $\sqrt{\frac{m_e}{m_i}}\omega_H < \omega_r < \omega_H$. Нижний предел частоты соответствует ионно-гибридной волне, распространяющейся под прямым углом к магнитному полю. Нами проводились исследования нагрева плазмы как методом электронно-циклотронного и электронно-параметрического резонансов (нагрев электронов), так и при отсутствии резонанса между частотой генератора и ларморовской частотой вращения электрона. Последние эксперименты проводились в области магнитных полей, близких к ионно-гибридному резонансу $\left(\frac{\omega_H}{\omega_r} \sim \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \sim 40\right)$, и в области полей вблизи электронно-циклотронного резонанса ($1 < \omega_H/\omega_r < 3$).

В первой области магнитных полей должно наблюдаться черенковское поглощение волны, приводящее к "поперечному" нагреву ионов и "продольному" нагреву электронов.

Вторая область использовалась для получения плазмы, применяемой в экспериментах по ионно-гибридному нагреву.

2. ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В АДИАБАТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ

Нагрев электронов осуществлялся в вакуумном цилиндрическом резонаторе (рис. 1). Резонатор (1) связывался с импульсным магнетронным генератором волноводной линией (2). В резонаторе с собственной добротностью $Q = 3 \cdot 10^4$ в отсутствие плазмы возбуждался тип колебаний H_{113}. Длительность импульса магнетронного генератора десятисантиметрового диапазона регулировалась в пределах $10 \div 100$ мксек. Резонатор и волно-

водный тракт откачивались до давления $1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. паромасляным насосом. В объеме резонатора создавалось статическое магнитное поле с конфигурацией адиабатической ловушки. Обмотки (8) (рис.1) создавали однородное поле и обмотки (9) – пробочное. Питание обмоток осуществлялось от двух генераторов постоянного тока, так что пробочное отношение в ловушке можно было менять в пределах от 1:1 до 1:2. Основные эксперименты проводились при пробочном отношении 1:1,5. Нагрев электронов плазмы наблюдался в довольно широком интервале магнитных полей, соответствующих отношению $0{,}4 \leq \omega_H/\omega_r \leq 0{,}6$; где ω_H – электронно-циклотронная частота в средней плоскости на оси ловушки, ω_r – частота магнетронного генератора.

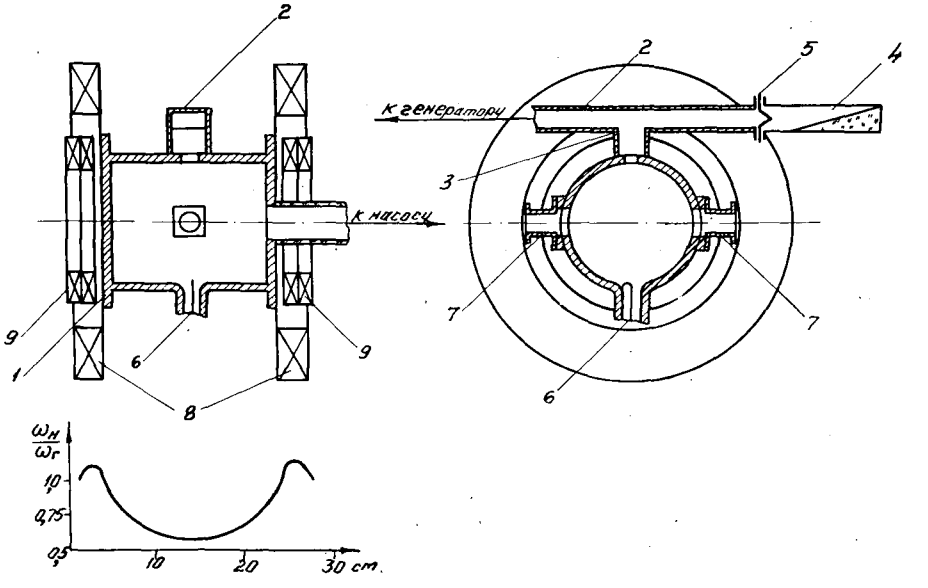


Рис.1. Схема установки для высокочастотного нагрева плазмы:
1 – вакуумный резонатор; 2 – волноводная линия связи с генератором; 3 – "Т" – разветвление; 4 – нагрузка; 5 – волноводный вакуумный переход; 6 – петлевая антенна; 7 – диагностические окна; 8 – обмотки, создающие однородное статическое магнитное поле; 9 – обмотки для создания поля типа адиабатической ловушки.

После включения магнетронного генератора на начальной стадии образуется плазма с малым давлением (не регистрируемым магнитным зондом), которая практически полностью расстраивает резонатор, что следует из исчезновения высокочастотных полей в его объеме. При дальнейшем росте концентрации в некоторый момент времени наблюдается резкая подстройка резонатора, и в нем появляются высокочастотные поля. Это означает, что в этот момент времени плазма по отношению к внешним полям проявляет себя как диэлектрик с диэлектрической постоянной, близкой к единице. Одновременно с появлением полей в резонаторе происходит интенсивный нагрев электронов плазмы, и сигнал магнитного зонда резко увеличивается. Далее резонатор опять расстраивается, высокочастотные поля исчезают, и сигнал магнитного зонда начинает экспоненциально уменьшаться во времени.

В момент нагрева наблюдался интенсивный выброс энергичных электронов как вдоль, так и поперек статического магнитного поля.

Температура электронов горячей компоненты плазмы определялась по спектру тормозного излучения электронов в области энергий квантов $20 \div 100$ кэв, возникающего при рассеянии электронов на ионах и атомах нейтрального газа в объеме ловушки. Излучение выводилось в средней плоскости резонатора в направлении, перпендикулярном статическому магнитному полю.

Анализ спектра осуществлялся сцинтилляционным γ-спектрометром с 100-канальным амплитудным анализатором. Измерение спектра тормозного излучения электронов желательно проводить в области энергии квантов порядка электронной температуры, так как измерения в области более жесткого рентгена могут дать энергию небольшой группы ускоренных электронов. Оценка плотности нагретых электронов по интенсивности тормозного излучения мало надежна из-за трудности учета многих факторов, влияющих на интенсивность тормозного излучения (плотность заряженных и нейтральных частиц, влияние примесей и т.д.).

Ввиду этого плотность горячих электронов находилась нами из измерений давления плазмы по ее диамагнетизму и температуры по тормозному спектру электронов.

На послесвечении разряда, как правило, диамагнитный сигнал имеет экспоненциальную форму с постоянной времени 1 мсек. При наполнении камеры водородом температура электронов T_e составляла 14 кэв при плотности $1 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$. В других экспериментах на азоте получена плазма с $T_e \sim 30$ кэв при плотности $1 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$.

На рис.2 показаны характерные зависимости интенсивности тормозного излучения электронов и диамагнитного сигнала от времени на послесвечении плазмы, построенные в логарифмическом масштабе. Одновременно проводились измерения спектра тормозного излучения в течение двух коротких интервалов времени на послесвечении плазмы. На рис.2 показаны два таких спектра, снятые в момент времени, отмеченный стрелками. В обоих случаях электронная температура составляет 30 кэв. Таким образом, температура электронов на послесвечении плазмы сохраняется за время порядка периода сохранения энергии плазмы в этом режиме. Следовательно, можно сделать заключение, что время жизни частиц совпадает с периодом сохранения энергии плазмы. В различных режимах отношение постоянной спада интенсивности тормозного излучения к постоянной спада энергии плазмы меняется в пределах от 1 до 2. Следовательно, по спектру тормозного излучения электронов определяется "температура" той части плазмы, которая вносит существенный вклад в сигнал магнитного зонда.

Нагрев электронов плазмы наблюдался в широком интервале магнитного поля, соответствующего значениям $\omega_H/\omega_г$ от 0,6 до 0,4. Зависимость максимального значения плотности энергии плазмы в момент нагрева от отношения $\omega_H/\omega_г$ приведена на рис.3. При значениях $\omega_H/\omega_г$, равных 0,55 и 0,46, наблюдается максимальное давление плазмы. На графике в этих двух точках показаны значения температуры электронов, вычисленные при обработке тормозных спектров в этих режимах. В интервале значений магнитных полей, соответствующих $0{,}48 \leq \omega_H/\omega_г \leq 0{,}55$, режим нагрева неустойчив и сопровождается интенсивными колебаниями давления плазмы в момент нагрева. После выключения магнетронного генератора в этом режиме наблюдается быстрый спад давления плазмы до уров-

ня, проведенного на рис.3 пунктирной линией, после чего устанавливается устойчивый режим распада плазмы. Аналогичное явление наблюдается также при значениях магнитного поля, соответствующих $\omega_H/\omega_r > 0{,}55$. Следует отметить, что при увеличении статического магнитного поля в этом случае максимальное значение давления плазмы в момент нагрева уменьшается, а температура растет. Нагрев плазмы в области значений магнитного поля в районе $\omega_H/\omega_r \sim 0{,}46$ объясняется параметрическим резонансом ($\omega_H/\omega_r = 0{,}5$), так как в этом случае в объеме ловушки магнитное поле везде меньше соответствующего электронно-циклотронного резонанса.

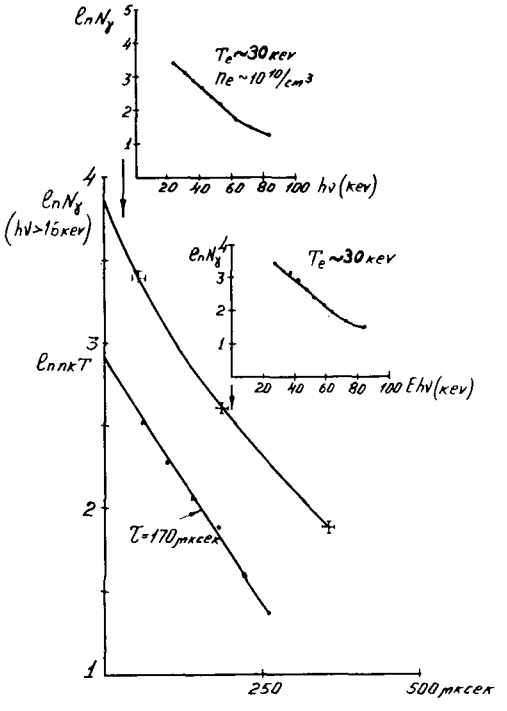


Рис.2. Зависимость интенсивности тормозного излучения электронов и сигнала магнитного зонда от времени в логарифмическом масштабе.

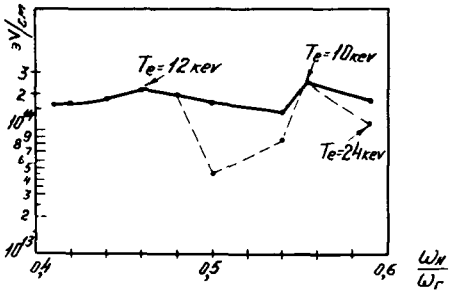


Рис.3. Зависимость максимального значения плотности энергии плазмы в момент нагрева от отношения ω_H/ω_r.

Устойчивые режимы распада плазмы наблюдаются при начальном давлении нейтрального газа от $4 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. до $6 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. При более низком давлении ($1{,}5 \cdot 10^{-4} \div 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.) на послесвечении наблюдается неустойчивость, приводящая к быстрой потере поперечной энергии плазмы за время $\sim 0{,}5$ мксек. Одновременно наблюдается интенсивное монохроматическое излучение вблизи электронно-циклотронной частоты и ее второй гармоники, соответствующей полю на оси в центре ловушки. Неустойчивость, сопровождающаяся излучением с частотой $\omega = 0{,}75\omega_H$ приводит к потере до 80% поперечной энергии плазмы. Одновременно с высокочастотным излучением, длительность которого составляет $0{,}25 \div 0{,}5$ мксек, наблюдается интенсивное рентгеновское излучение с поверхности резонатора и всплеск свечения плазмы в видимом свете. Неустойчивость, соответствующая излучению на частоте $\omega = 1{,}8\omega_H$, сопровождается меньшей потерей поперечной энергии ($\sim 10\%$) и более низким уровнем высокочастотного излучения. Наблюдается также слабое монохроматическое излучение с частотой $\omega = 0{,}6\omega_H$, не сопровождающееся заметными потерями частиц и поперечной энергии плазмы. Уровень СВЧ-излучения и начало развития неустойчивости на послесвечении плазмы сильно флуктуируют от цикла к циклу установки. Ввиду этого проводились измерения наиболее вероятных моментов времени развития неустойчивостей за много циклов работы установки. Оказалось, что вначале развивается неустойчивость с частотой $\omega = 1{,}8\omega_H$, затем с $\omega = 0{,}75\omega_H$ и далее с $\omega = 0{,}6\omega_H$.

Экспериментальные результаты в общих чертах согласуются с теорией анизотропной неустойчивости электростатических колебаний плазмы [4], если предположить, что неустойчивость развивается при условиях, когда инкремент принимает максимальное значение. В этом случае отсутствие непрерывного спектра частот можно объяснить требованием, чтобы вдоль магнитного поля на длине плазменного образования укладывалось целое число полуволн. Однако, в настоящее время возможны другие объяснения этих явлений [4]. Однозначная интерпретация может быть сделана при дальнейшем развитии как эксперимента, так и теории.

Дальнейшее изучение свойств электронно-горячей плазмы целесообразно вести в направлении исследования возможности бесстолкновительной передачи энергии горячих электронов ионам. Это можно осуществить двумя способами:

1) путем быстрого уменьшения магнитного поля в горле адиабатической ловушки (открытые "пробки");

2) с использованием найденной кинетической неустойчивости.

При быстром открытии "пробки" (за время, меньшее времени свободного вытекания плазмы из ловушки) должен наблюдаться эффект продольного ускорения ионов полем пространственного заряда горячих электронов. Существование такого ускорения в стационарном режиме было доказано экспериментально в работах Консоли и его сотрудников [5,6]. Преимуществом метода получения быстрых ионов путем быстрого открытия пробки перед указанным выше методом стационарного ускорения является возможность предварительного медленного накопления электронно-горячей плазмы в адиабатической ловушке (за время, большее чем время вытекания плазмы из области ускорения).

Осуществление такого ускорения, по-видимому, возможно и с использованием описанной выше кинетической неустойчивости. Во время этой неустойчивости наблюдаются быстрые выбросы плазмы как в продольном,

так и в поперечном направлении. Задачей дальнейших экспериментов является изучение этих явлений с целью устранения поперечных выбросов плазмы и увеличения продольных. Такая система в дальнейшем может быть использована как инжектор быстрых ионов для заполнения замкнутых ловушек.

НАГРЕВ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ РЕЗОНАНСЕ $\omega_H/\omega_r = 0{,}5$.

Нагрев плотной плазмы при $\omega_H/\omega_r = 0{,}5$ был обнаружен при проведении экспериментов по выяснению возможности стабилизации конвективной неустойчивости плазмы сверхвысокочастотными полями [7,8]. Исследования проводились на установке, схематически изображенной на рис.4. В вакуумном цилиндрическом резонаторе возбуждались электромагнитные колебания вида H_{013} с амплитудой высокочастотного магнитного поля до 150 эрстед. Силовые линии этого поля показаны на рисунке. Высокочастотные электрические поля представляют собой замкнутые вокруг оси резонатора концентрические окружности. Внутренний цилиндр резонатора имел кольцевую щель шириной h, в которую провисало СВЧ-поле. По оси резонатора располагалась кварцевая труба с внутренним диаметром 40 мм. Резонатор помещался в продольное магнитное поле. Источником СВЧ-энергии служил импульсный магнетрон с $\lambda = 10$ см ($\omega_r = 2\cdot10^{10}$ сек$^{-1}$). Длительность импульса магнетрона равнялась $10 \div 40$ мксек. Откачка газа из резонатора и кварцевой трубы производилась независимо. В резонаторе давление остаточного газа не превышало 10^{-5} мм рт. ст. Для определения абсолютной величины СВЧ-полей в резонаторе использовалась калиброванная антенна (петля). При включении импульсного магнетрона и при подборе соответствующего давления в кварцевой трубе в районе кольцевой щели загорался разряд. Из области кольцевого зазора плазма растекалась вдоль силовых линий статического магнитного поля в обе стороны от зазора на длину ~ 50 см. Концентрация плазмы в районе кольцевого зазора составляла $10^{13} \leq n \leq 10^{14}$ см$^{-3}$ независимо от рода газа (H_2, N_2, Ar) в диапазоне давлений $5\cdot10^{-2} \div 6\cdot10^{-4}$ мм рт. ст. при статических магнитных полях $30 \div 1500$ эрстед.

В процессе исследований установлено, что характер распределения видимого свечения плазмы по сечению кварцевой трубы зависит от давления газа. Распределение видимого свечения качественно соответствует распределению концентрации плазмы.

При высоком давлении газа ($\sim 10^{-2}$ мм рт. ст.) плазма представляет собой тонкое кольцо, прижатое к стенкам кварцевой трубы. При понижении давления до 10^{-3} мм рт. ст. и ниже образуется "оторванный" от стенок плазменный шнур диаметром $15 \div 20$ мм. На рис. 5 в крупном масштабе изображена область кольцевого зазора и приведены две характерные фотографии свечения плазмы и соответствующие им распределения видимого свечения плазмы по сечению кварцевой трубы при высоком и низком давлении газа. Фотографии и распределение свечения снимались сбоку по схеме, указанной на рисунке. "Отрыв" плазмы от стенок кварцевой трубы при понижении давления газа обусловлен особенностью взаимодействия заряженных частиц с провисающими высокочастотными полями в районе кольцевого зазора.

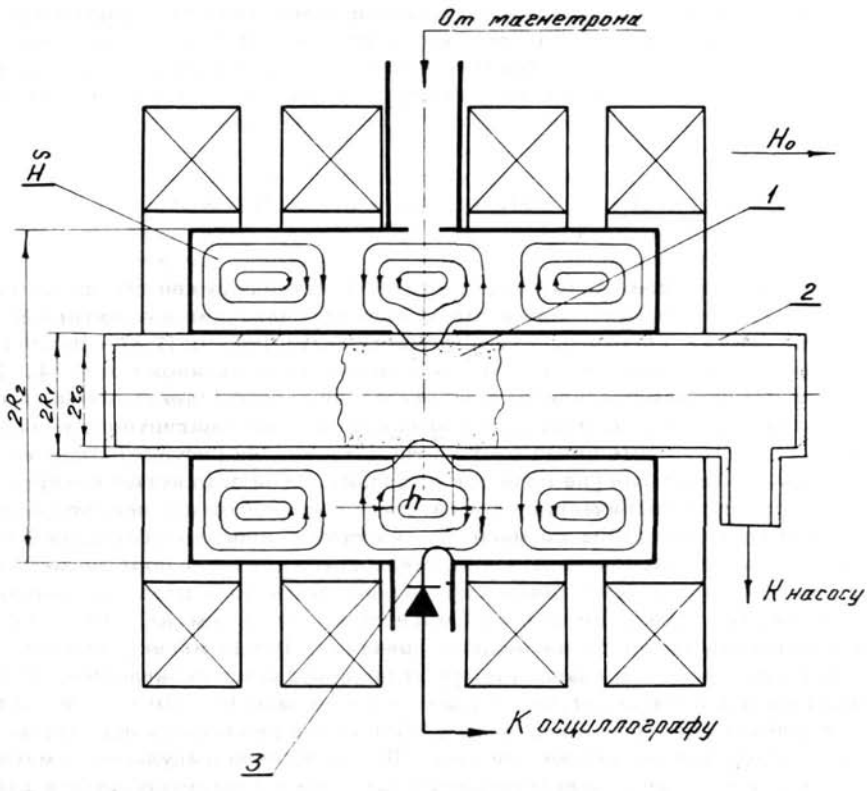


Рис.4. Схема установки:
1 – плазма; 2 – кварцевая труба; 3 – петля для измерения высокочастотного поля; r_0 – внутренний радиус кварцевой трубы; R_1 – внутренний радиус центральной металлической трубы резонатора; R_2 – наружный радиус резонатора; h – ширина кольцевой щели от магнетрона к насосу.

Для определения поперечной энергии плазмы, получаемой от высокочастотного поля, был поставлен опыт, схема которого приведена на рис. 6, где в крупном масштабе нарисована область кольцевого зазора и плазма в виде сплошного цилиндра, "оторванная" от стенок кварцевой трубы. С одного торца плазма ограничена тонким (0,1 мм) экраном из нержавеющей стали, за которым располагалась измерительная катушка, регистрировавшая изменение статического магнитного поля. Под действием высокочастотного давления по поверхности плазмы протекает парамагнитный ток, увеличивающий статическое магнитное поле внутри плазмы [7,8]. С другой стороны, если в результате взаимодействия плазмы с СВЧ-полем происходит возрастание энергии плазмы, то из-за хорошо известного явления диамагнетизма статическое магнитное поле внутри плазмы должно уменьшаться. Так как эксперименты производились в импульсном режиме, то измерительная катушка будет регистрировать только импульсное изменение статического магнитного поля. Знак сигнала с измерительной катушки будет зависеть от того, какой эффект преобладает – парамагнитный или диамагнитный. На рис. 6 для

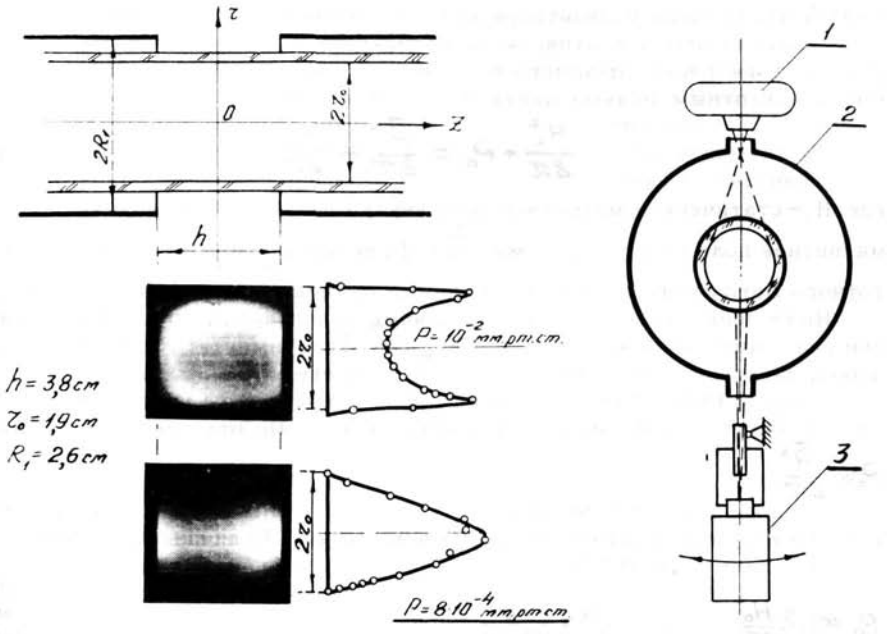


Рис.5. Фотографии видимого свечения плазмы и кривые распределения свечения по радиусу:
1 – фотоаппарат; 2 – резонатор (вид с торца); 3 – фотоумножитель с коллиматором.
h = 3,8 см; r_0 = 1,9 см; R_1 = 2,6 см; p = 10^{-2} мм рт.ст.; p = $8 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст.

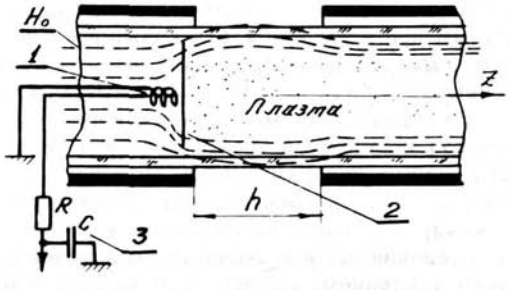


Рис.6. Схема эксперимента для измерения давления плазмы:
1 – измерительная катушка; 2 – экран; 3 – цепочка интегрирования.

иллюстрации пунктирными линиями схематически показан ход силовых линий статического магнитного поля для случая, когда парамагнитный эффект мал, а энергия плазмы, т.е. ее давление, настолько велика, что статическое магнитное поле внутри плазмы равно нулю. На этом рисунке учтено, что вытесненное из нагретой плазмы статическое магнитное поле не может выйти за пределы металлических стенок, окружающих кварцевую трубу с плазмой (закон сохранения магнитного потока). Это справедливо, если время существования нагретой плазмы значительно меньше времени диффузии магнитного поля через проводящие стенки. В экспери-

ментах это условие удовлетворялось. Измерения такого рода позволили установить величину статического магнитного поля внутри плазмы и из условия равновесия сплошного плазменного цилиндра со статическим и высокочастотным полями найти давление плазмы:

$$\frac{H_i^2}{8\pi} + p_0 = \frac{\tilde{H}^2}{8\pi} + \frac{H_0^2}{8\pi} \qquad (1)$$

где H_i – статическое магнитное поле внутри плазмы; H_0 – статическое магнитное поле снаружи плазмы; $\tilde{H}$ – эффективная амплитуда высокочастотного магнитного поля на поверхности плазмы; p_0 – давление плазмы.

Ниже приводятся характерные данные по измерению давления плазмы при различных значениях ω_H/ω_r. Условие эксперимента: газ – аргон, водород, давление $\sim 9\cdot10^{-4}$ мм рт. ст., $\tilde{H} = 90$ эрстед.

а) $\omega_H/\omega_r \neq 0{,}5$. Сигнал с измерительной катушки на уровне нуля. Это означает, что H_i мало отличается от H_0. По максимальной оценке $p_0 \leqslant \frac{\tilde{H}^2}{8\pi}$;

б) $\omega_H/\omega_r = 0{,}5$ – параметрический резонанс. Знак сигнала с измерительной катушки соответствует диамагнетизму. Величина его равна ~ 60 эрстедам, т.е. $H_i \simeq H_0 - 60$. Отсюда нетрудно найти, что

$p_0 \approx 0{,}2\frac{H_0^2}{8\pi}$, т.е. $\beta_0 = \frac{p_0}{H_0^2/8\pi} = 0{,}2$

$p_0 \approx 9\frac{\tilde{H}^2}{8\pi}$, т.е. $\tilde{\beta} = \frac{p_0}{\tilde{H}^2/8\pi} \simeq 9$

т.е. давление плазмы почти на порядок превышает высокочастотное давление. Это говорит о резонансном характере набора энергии плазмой при взаимодействии с высокочастотным полем при $\omega_H/\omega_r = 0{,}5$. Так как концентрация плазмы при этом в области кольцевого зазора составляла $n \geq 10^{13}$ см$^{-3}$, то это означает, что резонанс имеет место при $\omega_0^2/\omega_r^2 \gg 1$ (в экспериментах $\omega_0^2/\omega_r^2 = 10^2 \div 10^3$). Полуширина резонанса составляла $\sim 5\%$ от статического магнитного поля. На рис. 7 показана типичная зависимость поперечной энергии плазмы при $\omega_H/\omega_r = 0{,}5$ от высокочастотного поля на поверхности плазмы при высоком давлении газа ($p \sim 10^{-2}$ мм рт. ст.). По оси ординат отложена величина β_0 и $\tilde{\beta}$, по оси абсцисс – квадрат амплитуды высокочастотного поля. Видно, что в пределах исследованных высокочастотных полей β_0 растет линейно с высокочастотным давлением, а $\tilde{\beta}$ при этом меняется мало.

Несколько замечаний о природе этого резонанса. Так как эксперименты проводились в области высоких частот ($\omega_r = 2\cdot10^{10}$ сек$^{-1}$), то речь может идти только о нагреве электронной компоненты плазмы. В области кольцевого зазора, где происходит взаимодействие плазмы с СВЧ-полем, имеется заметная составляющая продольного высокочастотного магнитного поля. Это должно привести к периодическому изменению во времени частоты ларморовского вращения электронов:

$\omega_H = \frac{e(H_0 + \tilde{H}\sin\omega_r t)}{mc}$. Колебательная система, в которой частота периодически изменяется во времени, может иметь много резонансов: $2\omega_{II} = N\omega_r$, где $N = 1, 2 \ldots$ [9].

Все это справедливо для отдельных частиц. В частности, экспериментально это подтвердилось при работе с достаточно низким давлением остаточного газа в резонаторе и кварцевой трубе ($p \sim 10^{-5}$ мм рт. ст.). При этом под воздействием высокочастотных полей в объеме образуются практически отдельные заряженные частицы, которые при наступлении резонансов могут набирать значительную энергию. Экспериментально было обнаружено интенсивное рентгеновское излучение с энергией $\sim 2 \cdot 10^5$ эв при N = 1,2,3.

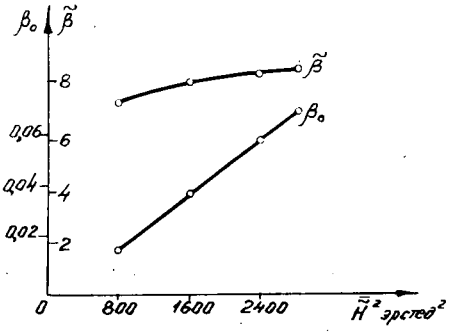


Рис.7. Зависимость поперечной энергии плазмы от квадрата высокочастотного поля при параметрическом резонансе $\omega_H/\omega_r = 0,5$. Условия эксперимента: $p \sim 10^{-2}$ мм рт.ст., h = 1,9 см; $r_0 = 1,9$ см; $R_1 = 2,6$ см.

Однако в плотной плазме ($\omega_0^2 \gg \omega_r^2$) картина меняется. В частности, условие электронно-циклотронного резонанса $\omega_H/\omega_r = 1$ (N = 2) для плотной плазмы имеет вид: $\omega_r = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_H^2}$ (резонанс для необыкновенной волны при поперечном распространении). Такое смещение резонанса связано с возникновением поляризационных полей. Эти поля появляются из-за фазовой фокусировки электронов, вращающихся по ларморовской окружности, в один сгусток. В условиях описываемых экспериментов при $\omega_0^2 \gg \omega_H^2$ резонанс N = 2 не должен проявляться. С плотной плазмой он не наблюдался.

При N = 1 ($\omega_H/\omega_r = 0,5$) имеет место основной параметрический резонанс. При этом фазовая фокусировка приводит к образованию двух сгустков электронов. Поляризационное поле, создаваемое одним сгустком, компенсируется полем другого сгустка. Поэтому электромагнитное поле волны вблизи параметрического резонанса может проникать в плазму с большой концентрацией и резонансно ускорять электроны.

Из решения задачи о распространении волн в плазме с использованием кинетического уравнения получаются другие резонансные условия для поглощения волн, а именно $\omega_r = s\omega_H$, где s = 1, 2, 3... (поглощение на циклотронных гармониках) [10]. В случае s = 2 резонанс на 2-й циклотронной гармонике совпадает с параметрическим резонансом (N = 1).

В экспериментах с плотной плазмой, помимо резонанса s = 2, наблюдались также резонансы с более высокими значениями s, вплоть до s = 16. Однако оцененная при этом энергия плазмы была много меньше чем для s = 2.

Нагрев электронов плазмы на основном электронно-параметрическом резонансе может представлять определенный интерес. При $\omega_H/\omega_r = 0,5$

получаются значительные величины поперечной энергии плазмы ($nT \sim 10^{15}$ см$^{-3}$ эв) и, в отличие от электронно-циклотронного нагрева, это удается достичь при больших концентрациях плазмы ($\omega_0^2 \gg \omega_H^2$, $\omega_0^2 \gg \omega_r^2$). Давление плазмы при таком нагреве становится сравнимым с давлением статического поля ($\beta_0 \sim 0{,}2$). В настоящее время неясно, чем ограничена достижимая величина nT при заданном значении высокочастотного поля. Вполне возможно, что ограничение наступает из-за отклонения от резонанса $\omega_H/\omega_r = 0{,}5$ вследствие изменения статического магнитного поля из-за диамагнетизма плазмы по мере ее нагрева. Если такое предположение справедливо, то открываются возможности как для повышения температуры плазмы, при неизменном значении nT, так и для повывышения nT.

ПРИМЕНЕНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ИОННО-ГИБРИДНЫХ ВОЛН ДЛЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

Один из способов нагрева плазмы основан на использовании плазменных волн, распространяющихся в области частот, близких к ионно-гибридному резонансу. Для холодной плазмы при не слишком малом угле θ между направлением распространения волны и статическим магнитным полем ($\cos\theta < 1/2$) условие резонанса имеет вид [2,3]:

$$\omega_r \equiv \omega_p = \frac{\omega_0 \omega_H}{\sqrt{\omega_0^2 + \omega_H^2}} \sqrt{\frac{m_e}{m_i} + \cos^2\theta} \qquad (2)$$

Для плазмы конечного давления при частотах, выше резонансной, существует широкая область распространения плазменной волны, замедление которой достигает больших величин [11]. При этом фазовая скорость волны сравнивается с тепловой скоростью электронов и ионов плазмы. Это означает, что в достаточно широкой области частот должно наблюдаться черенковское поглощение энергии волны ионами и электронами.

При большом замедлении электрическое поле волны намного превышает магнитное ($\frac{\tilde{E}}{\tilde{H}} \sim \frac{c}{v_\varphi}$). Поэтому для возбуждения таких волн необходимо применять вводы высокочастотной энергии в плазму электростатического типа.

При $\cos\theta \ll 1$ поглощение плазменных волн электронами осуществляется вследствие резонанса между фазовой скоростью волны вдоль магнитного поля и скоростью электронов и приводит к их "продольному" нагреву. Из-за сильной замагниченности электронов ($\omega_H/\omega_r \gg 1$) их поперечный нагрев незначителен. Так как ионы незамагничены (их ларморовская частота значительно ниже частоты поля), то поглощение энергии волны ионами может происходить за счет резонанса между скоростью волны, распространяющейся почти поперек магнитного поля, и поперечной скоростью ионов. Это должно приводить к их "поперечному" нагреву. Для превышения ионного поглощения энергии над электронным необходимо, чтобы направление распространения волны отличалось от поперечного не больше, чем на величину $\sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$ (для водорода отличие угла θ от $\pi/2$ не должно превышать 1,5°) – [12]. Таким образом, для эффективного на-

грева ионов плазмы ионно-гибридными волнами высокочастотные поля должны удовлетворять следующим требованиям:

1) электрические высокочастотные поля в области взаимодействия с плазмой должны превышать магнитные;

2) поперечная составляющая электрического поля (по отношению к направлению статического магнитного поля) должна значительно превышать продольную $\left(\frac{E_\perp}{E_\parallel} \sim \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}\right)$;

3) для обеспечения малости отклонения у направления распространения волны от $\pi/2$ (по отношению к направлению статического магнитного поля) длина волны в продольном направлении должна быть достаточно велика (сравнима с длиной волны в свободном пространстве).

На рис. 8 изображен резонансный ввод энергии электростатического типа (E – ввод), представляющий собой резонансную двухпроводную линию длиной $\lambda_0/4$ (λ_0 – длина волны в свободном пространстве), нагруженную металлическими пластинами, создающими периодические по азимуту конфигурации электрических высокочастотных полей (дипольную, квадрупольную, октупольную).

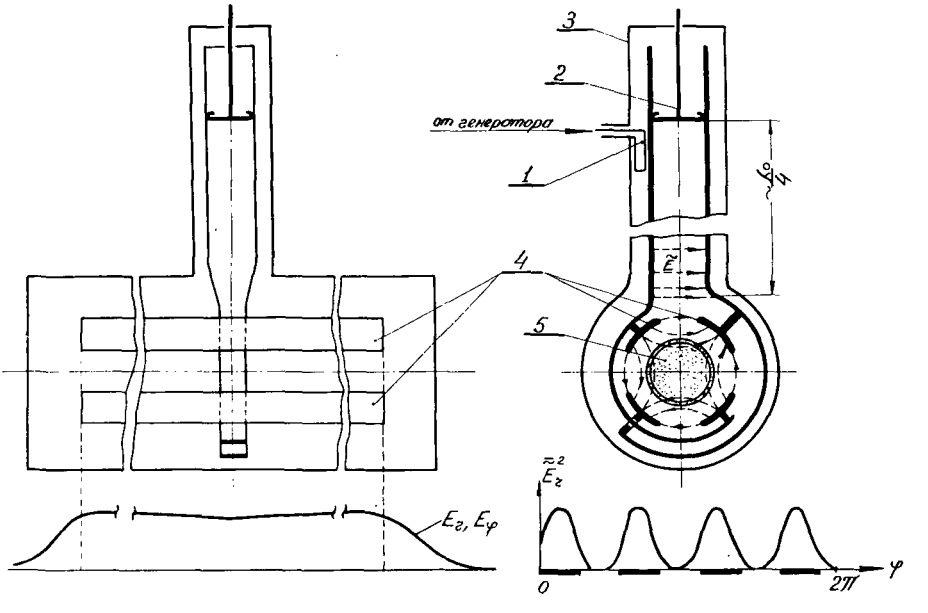


Рис.8. Схема E-ввода энергии в плазму:
1 – петля связи; 2 – плунжер; 3 – кожух; 4 – пластины; 5 – плазма.

Электрическое поле такого ввода в области взаимодействия с плазмой превышает магнитное, а продольная компонента электрического поля мала (кроме полей рассеяния на торцах пластин). Длина пластин $\sim 0{,}2\lambda_0$.

Для сравнения был также сконструирован и изготовлен магнитный H-ввод энергии в плазму, изображенный на рис. 9. Этот ввод представлял собой двухпроводную полуволновую линию, нагруженную на одном конце витком шириной $\sim 0{,}04\lambda_0$, охватывающим кварцевую трубу с плазмой.

Магнитный ввод такого типа использовался в экспериментах по магнито-звуковому [13] и ионно-гибридному [14] резонансу. В отличие от Е-ввода, в нем магнитное поле в области взаимодействия с плазмой значительно превышает электрическое.

Оба ввода возбуждались от импульсного генератора мощностью 10 квт при длительности импульса 20-60 мксек на частоте 100 Мгц. Согласно (2), для плотной водородной плазмы ($\omega_0^2 \gg \omega_H^2$) и $\cos^2\theta < m_e/m_i$ этой частоте соответствует резонансное статическое поле ~ 1400 э.

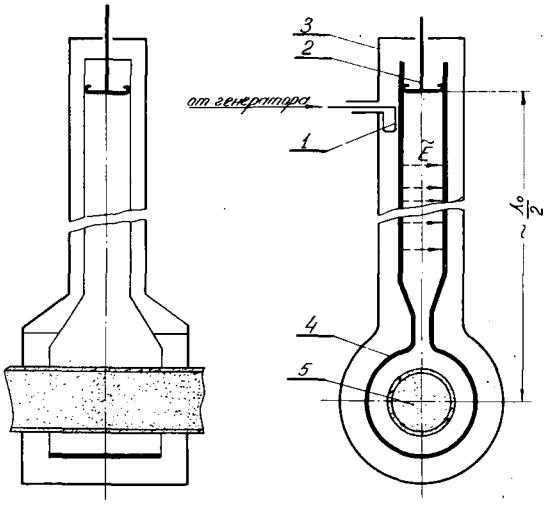


Рис. 9. Схема Н-ввода энергии в плазму:
1 – петля связи; 2 – плунжер; 3 – кожух; 4 – виток; 5 – плазма.

Эксперименты по взаимодействию высокочастотных полей с плазмой проводились на установке, схематически изображенной на рис. 10. Установка состояла из двух откачиваемых объемов (3), соединенных между собой кварцевой трубой. На кварцевую трубу одевался Е- или Н-ввод высокочастотной энергии в плазму (1). Установка помещалась в однородное продольное магнитное поле напряженностью до 2000 э.

Для предварительного создания плазмы использовались два метода. При высоком давлении нейтрального газа в области Е- и Н-ввода ($10^{-2} - 10^{-3}$ мм рт. ст.) в качестве источника плазмы применялся дуговой разряд с накаленным катодом в продольном магнитном поле. Он позволял получить плазменный столб длиной ~ 1 м, диаметром до 40 мм с концентрацией плазмы до $n \sim 10^{12}$ см$^{-3}$.

При низком давлении нейтрального газа в области Е- или Н-ввода ($10^{-4} - 10^{-5}$ мм рт. ст.) для получения плазмы использовался СВЧ-плазменный инжектор (2), изображенный отдельно на рис. 11.

Инжектор представлял собой резонатор, в котором от импульсного магнетрона десятисантиметрового диапазона длин волн ω_{r_2}, возбуждались колебания вида H_{113}.

В нем располагалась кварцевая труба, внутри которой размещались медные кольца, создававшие замедляющую периодическую структуру для высокочастотных полей.

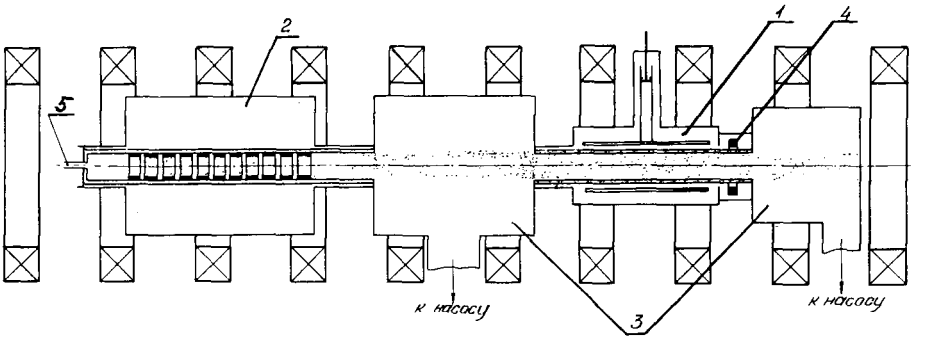


Рис.10. Схема установки для изучения нагрева плазмы вблизи ионного-гибридного резонанса:
1 – E-ввод (или H-ввод) энергии в плазму; 2 – инжектор плазмы; 3 – вакуумные объемы; 4 – катушка для измерения поперечной энергии плазмы; 5 – напуск газа (к насосу).

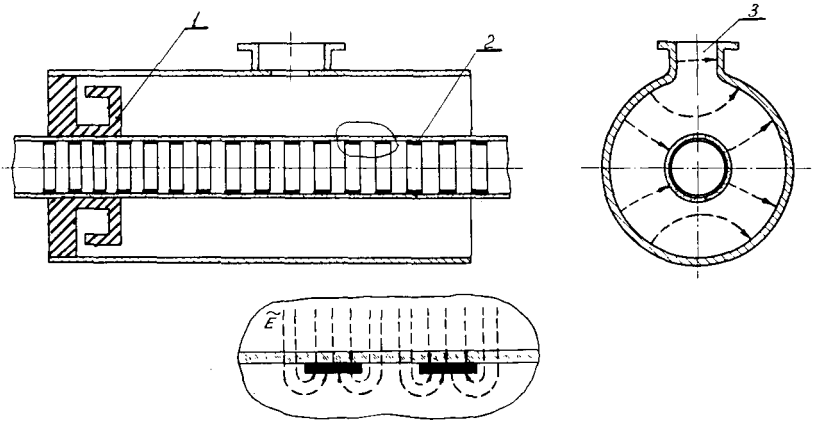


Рис.11. Инжектор плазмы:
1 – плунжер для подстройки; 2 – медные кольца; 3 – волновод.

При возбуждении колебаний в резонаторе в кварцевой трубе образовывалась плазма.

Предполагалось, что на поверхности созданной таким образом плазмы за счет замедляющей структуры ($v_{ср}/c \sim 0{,}1$) будет распространяться волна, проникающая внутрь плазмы и нагревающая электроны за счет черенковского поглощения. Вдоль силовых линий статического магнитного поля плазма должна распространяться вплоть до места расположения E- или H-ввода. Для создания перепада по давлению использовались два промежуточных откачиваемых объема (рис. 10). Высокочастотный инжектор такого типа позволил в области E- или H-ввода получать плазменный шнур диаметром 6 см с концентрацией $n \sim 2 \cdot 10^{11} - 10^{12}$ см$^{-3}$, $T_e \sim 20$эв при давлении нейтрального газа $\sim (2-5) \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. При магнитном поле, близком к резонансному ($\omega_H/\omega_{r_2} \sim 1$), радиальное распределение концентраций плазмы имеет максимум вблизи стенки кварцевой трубы. С увеличением магнитного поля распределение изменяется так, что при

$\omega_H/\omega_{r_2} \sim 3$ максимум концентрации получается в центре. Это указывает на проникновение волн в плазму, когда $\omega_H/\omega_{r_2} > 1$.

При проведении первых экспериментов производились следующие измерения: с помощью катушки (4) (рис. 10) и интегратора измерялась поперечная энергия, полученная плазмой от E- или H-ввода.

По измерению коэффициента стоячей волны (КСВ) в коаксиальной линии, соединяющей E- или H-ввод с генератором, оценивалась мощность, поглощаемая плазмой, и добротность резонатора с плазмой. Мощность, поглощаемая плазмой, составляла 20-30% от мощности генератора.

Измерения с E-вводом дали следующие результаты: при высоком ($10^{-2} - 10^{-3}$ мм рт. ст.) и низком ($10^{-4} - 10^{-5}$ мм рт. ст.) давлении нейтрального газа и при концентрации плазмы $n \sim 2 \cdot 10^{11} - 10^{12}$ см$^{-3}$ величина поперечной энергии плазмы при статических магнитных полях ~ 1000 э составляла $nT \sim 10^{13}$ см$^{-3}$ эв. Эта величина слабо зависела от рода газа (H_2, He, Ar) и от величины статического магнитного поля, обнаруживая небольшой максимум в районе 1000 - 1500 э. Аналогичные результаты получаются с H-вводом.

При низком давлении нейтрального газа ($\sim 10^{-5}$ мм рт. ст.) и концентрации плазмы $n \sim 10^{12}$ см$^{-3}$ обнаружено десятикратное уменьшение добротности резонатора E-ввода при наличии плазмы. Это уменьшение добротности не может быть объяснено столкновительным поглощением в плазме, так как в этом случае отношение частоты столкновения ν к частоте переменного поля ω_r мало ($\nu/\omega_r < 10^{-3}$).

Эти экспериментальные результаты носят предварительный характер. В дальнейшем будет производиться более подробное экспериментальное и теоретическое исследование этих явлений.

ВЫВОДЫ

1. В адиабатической ловушке с использованием электронно-циклотронного и электронно-параметрического резонансов получена электронно-горячая плазма с $T_e \sim 30$ кэв и $n \sim 3 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ ($\omega_0/\omega_H \sim 1$) с временем жизни ~ 1 мсек.

2. В такой плазме обнаружены кинетические неустойчивости, приводящие к быстрым ($\sim 0{,}5$ мксек) потерям поперечной энергии плазмы и ее выбросам в поперечном и продольном направлениях.

Предполагается дальнейшее изучение этого явления с целью получения плазмы с большой продольной энергией ионов.

3. С использованием электронно-параметрического резонанса доказана возможность получения плазмы высокого давления $\beta \sim 0{,}2$ при большой концентрации ($\omega_0/\omega_H \gg 1$).

4. Разработан высокочастотный плазменный инжектор, позволяющий при давлении $p \sim 2 \cdot 10^{-5} \div 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. получать плазму с $n = 10^{11} - 10^{12}$ см$^{-3}$ при электронной температуре 10-20 эв.

5. Проведены предварительные эксперименты по нагреву плазмы на частотах в области распространения ионно-гибридных волн. Обнаружено сильное понижение добротности резонатора при наличии плазмы, которое не может быть объяснено столкновительным поглощением.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ШАФРАНОВ, В.Д., Вопросы физики плазмы, Атомиздат, вып. 3, 1963, стр. 3.
[2] АХИЕЗЕР, А.И., и др., Коллективные колебания в плазме, Атомиздат.
[3] КИЦЕНКО, А.Б., СТЕПАНОВ, К.Н., "Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза", вып. 3, Киев, 1963, стр. 3.
[4] АЛИКАЕВ, В.В., ГЛАГОЛЕВ, В.М., МОРОЗОВ, С.А., J. Plasma Physics, в печати.
[5] CONSOLI, T., Report on Intern. Conf. on Plasma Confined in Open-Ended Geometry, U.S.A., November 1-4, 1967.
[6] BRUNET, A., GELLER, R., JACQVOT, B., Доклад на конференции по взаимодействию ВЧ-полей с плазмой, Сакле, январь 1968.
[7] АРСЕНЬЕВ, Ю.И. и др., Nucl. Fusion, Suppl., Part II (1962) 687.
[8] ГЛАГОЛЕВ, В.М., ХРОМКОВ, И.Н., ЧЕВЕРЕВ, Н.С., Атомная энергия 20 вып. 5 (1966).
[9] МАК-ЛАХЛАН, Н.В., *Теория и приложение функций Матье*, ИЛ, *Москва*, 1953.
[10] ГИНЗБУРГ, В.Л., Распространение электромагнитных волн в плазме, Физматгиз, 1960.
[11] ДЕМИДОВ, В.П., ФРАНК-КАМЕНЕЦКИЙ, Д.А., ЯКИМЕНКО, В.Л., ЖТФ 32 вып. 10 (1962) 1184.
[12] ГЛАГОЛЕВ, В.М., Атомная энергия 20 вып. 4 (1966) 338.
[13] ЗАВОЙСКИЙ, Е.К. и др., Nuclear Fusion, Suppl., part III (1962) 1073.
[14] SCHLÜTER, H., RANSON, C.J., Ann. Physics 33 (1965) 360.

ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.И.АНИСИМОВ, В.Н.БУДНИКОВ,
Н.И.ВИНОГРАДОВ, В.Е.ГОЛАНТ,
С.И.НАНОБАШВИЛИ, А.А.ОБУХОВ,
А.П.ПАХОМОВ, А.Д.ПИЛИЯ и В.И.ФЕДОРОВ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им.А.Ф.ИОФФЕ,
ЛЕНИНГРАД,
СССР

Abstract — Аннотация

STUDY OF ULTRAHIGH-FREQUENCY PLASMA HEATING IN A MAGNETIC FIELD. The authors describe experiments on shaping and heating a plasma in a magnetic field by means of ultrahigh-frequency waves in the 3 cm range. A broad-band waveguide method was used to supply power to the plasma. With an applied power of 10^{-2} - 100 W/cm^3 (per unit of plasma volume) and hydrogen pressures of 10^{-5} - 10^{-2} mmHg, a plasma with charged particle densities of 10^9 - 10^{14} cm^{-3} and electron temperatures of up to 100 eV was produced. The magnetic field region within which it is possible to introduce ultrahigh-frequency energy into the plasma is determined. At low charged particle densities, this region is near the cyclotron magnetic field. As the density approaches the critical value, the region expands to take in low magnetic fields in which the maximum value of the upper hybrid frequency is close to the wave frequency. At maximum densities exceeding the critical value, the region in which the plasma is under the influence of the ultrahigh-frequency power extends to very low magnetic fields. At such densities it is also possible to achieve absorption in a magnetic field substantially higher than the cyclotron magnetic field. The absorption efficiency in the range of conditions studied is 50-90%. Comparison of the experimental data with the results of theoretical analysis indicates that the detected absorption of ultrahigh-frequency waves for a wide range of conditions may be associated with a linear wave transformation mechanism. This mechanism may also permit the efficient introduction of energy into a plasma in other frequency ranges as well.

ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. Описываются эксперименты по формированию и нагреву плазмы в магнитном поле под действием сверхвысокочастотных волн 3-х сантиметрового диапазона. Использовался широкополосный волноводный способ подведения мощности к плазме. При подводимой мощности от 10^{-2} до 100 вт/см^3 (на единицу объема плазмы) и давлении водорода от 10^{-5} до 10^{-2} мм рт.ст. была получена плазма с концентрацией заряженных частиц от 10^9 до 10^{14}см$^{-3}$ и электронной температурой до 150 эв. Определена область магнитных полей, в пределах которой удается обеспечить ввод сверхвысокочастотной энергии в плазму. При малых концентрациях заряженных частиц эта область находится вблизи циклотронного магнитного поля. При приближении концентрации к критической она расширяется в сторону малых магнитных полей до полей, при которых максимальное значение верхней гибридной частоты близко к частоте волны. При максимальных концентрациях, больших критической, область существования плазмы под действием сверхвысокочастотной мощности простирается до очень малых магнитных полей. При таких концентрациях можно получить поглощение также и в магнитном поле, существенно большем циклотронного. Эффективность поглощения в диапазоне исследовавшихся условий достигает 50 – 90%. Сопоставление экспериментальных данных с результатами теоретического анализа показывает, что обнаруженное поглощение сверхвысокочастотных волн в широком диапазоне условий может быть связано с механизмом линейной трансформации волн. Этот механизм может обеспечить эффективный ввод энергии в плазму также и в других диапазонах частот.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время получили широкое развитие высокочастотные методы формирования и нагрева плазмы. Основное внимание уделялось циклотронным методам и методам, использующим объемные резонансы.

Целью исследований, описываемых в данном докладе, являлось выяснение возможности расширения диапазона условий эффективного ввода высокочастотной энергии в плазму.

В первом разделе доклада излагаются результаты теоретического рассмотрения условий поглощения волн бесстолкновительной плазмой. В последующих разделах описываются эксперименты по формированию и нагреву плазмы сверхвысокочастотными волнами, в которых определена область эффективного поглощения волн.

1. К ТЕОРИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМОЙ

В бесстолкновительной плазме вдали от циклотронных частот существует линейный механизм поглощения, связанный с трансформацией волн (см., например [1 – 4]). В слое, концентрация которого зависит от одной декартовой координаты X, линейная трансформация имеет место, если компонента тензора электрической проницаемости $\epsilon_{xx}(x)$ проходит через ноль где-нибудь внутри плазмы. При падении электромагнитной волны на такой слой часть ее энергии уходит на возбуждение плазменной волны, которая быстро затухает.

Равенство $\epsilon_{xx}(x) = 0$ в точке с данной концентрацией осуществляется при трех значениях частоты волны. Эти частоты зависят от угла α между градиентом концентрации и внешним магнитным полем, но не зависят от угла падения волны на слой. Они совпадают с частотами, при которых обращается в бесконечность коэффициент преломления в однородной плазме для волны, распространяющейся под углом α к магнитному полю. Поскольку концентрация в пределах слоя изменяется от нуля до некоторого максимального значения n_m, поглощение имеет место в трех полосах частот, которые схематически изображены на рис.1. Во многих экспериментах по высокочастотному нагреву плазмы в открытых магнитных системах угол α изменяется в области взаимодействия волн с плазмой в некотором диапазоне, иногда от $\pi/2$ до значений, близких к нулю. Как видно из рис.1, линейная трансформация и связанное с ней поглощение должны иметь место при этом во всей области частот, вплоть до максимального значения гибридной частоты $\omega_u = \sqrt{\omega_{He}^2 + \omega_{pm}^2}$, $\omega_{pm} = \frac{4\pi e^2 n_m}{m_e}$, за исключением узкой полосы при $\omega < \omega_{He}$. В тороидальных системах $\alpha = \frac{\pi}{2}$ трансформационное поглощение возможно в двух изолированных полосах частот $\omega_{H.} \leq \omega \leq \omega_{Lm}$ и $\omega_{He} \leq \omega \leq \omega_u$, где $\omega_{Lm} = \left(\omega_{H.}\omega_{He}\frac{\omega_{H.}\omega_{He} + \omega_{pm}^2}{\omega_{He}^2 + \omega_{pm}^2}\right)^{1/2}$ – нижняя гибридная частота (при максимальной концентрации n_m). Следует, однако, отметить, что нижние полосы поглощения заметно расширяются при $\frac{\pi}{2} - \alpha \sim \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$.

Для оценки роли линейной трансформации в поглощении волн существенным является вопрос о том, как зависит эффективность этого процесса от температуры плазмы. Чтобы ответить на этот вопрос, были исследованы решения волнового уравнения для пространственно-неоднородной магнитоактивной плазмы при произвольном распространении и с учетом пространственной дисперсии.

Пространственная дисперсия считалась слабой, так что связь между вектором индукции $\vec{D}$ и полем $\vec{E}$ имела вид

$$\mathcal{D}_i = \varepsilon_{ik} E_k + \beta \varepsilon_{ikl} \varepsilon_s \frac{\partial^2 E_k}{\partial x_l \partial x_s} \qquad (1)$$

где $\epsilon_{ik}(x)$ – тензор диэлектрической проницаемости холодной плазмы и β – малый параметр, характеризующий дисперсию (этот параметр пропорционален средней энергии частиц). В приближении (1) в плазме могут существовать три ветви колебаний: две быстрые волны, которые существуют и в холодной плазме, и медленная плазменная волна. Одна из быстрых волн не имеет никаких особенностей и учет пространственной дисперсии приводит для нее к незначительным поправкам. Эта волна не испытывает трансформации и не поглощается в плазме.

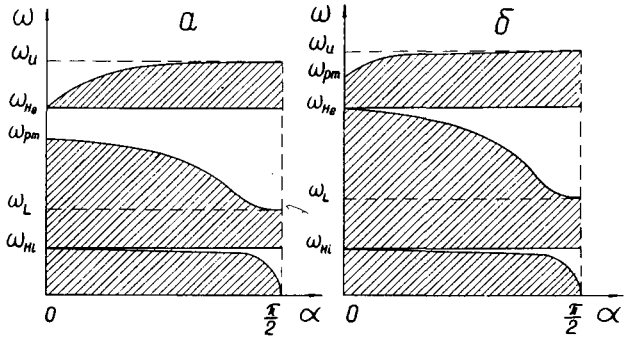


Рис.1. Области линейной трансформации волн:
а) $\omega_{pm} < \omega_{He}$; б) $\omega_{pm} > \omega_{He}$.

Вторая быстрая волна имеет при $\beta = 0$ особенность в точке $X = X_0$, где ϵ_{xx} обращается в ноль. При $\beta \neq 0$ особенность исчезает, но при этом происходит возбуждение плазменной волны, которая уносит часть энергии. Решение волнового уравнения в этой области получено в явном виде и имеет сравнительно простой вид. Вблизи точки X_0 разделение мод оказывается невозможным, однако вдали от нее волны распространяются независимо. В реальных условиях (при учете редких столкновений и затухания Ландау) плазменная волна полностью затухает внутри плазмы. Длина поглощения зависит от соотношения малых параметров β и ν/ω (ν – частота столкновений). Величина же поглощенной энергии оказывается вовсе не зависящей от этих параметров и может быть найдена из решения холодного бесстолкновительного уравнения (при $\nu = 0$, $\beta = 0$). Решения холодных уравнений имеют при $x = x_0$ точку ветвления; правильный выбор ветви получается, если считать, что ϵ_{xx} имеет бесконечно малую мнимую добавку, знак которой соответствует затуханию. Поглощение энергии в холодной плазме связано с так называемым "разбуханием" поля в точке x_0 (1). Найденное решение позволяет проследить переход к этому предельному случаю при $\beta \to 0$. При этом оказывается, что "разбухание" можно рассматривать как трансформацию при условиях, когда плазменные колебания затухают на расстоянии порядка длины волны.

Проведенный анализ показывает, таким образом, что поглощение, связанное с трансформацией, одинаково эффективно во всей области температур, для которых выполняется приближение слабой пространственной дисперсии (1). Для высокочастотных колебаний, которые будут обсуждаться в дальнейшем, это приближение всегда справедливо при условиях, когда мало циклотронное затухание. Чтобы вычислить поглощение, связанное с трансформацией, необходимо найти решение волнового уравнения для холодной плазмы, пригодное во всей области пространства, включающей внешнюю границу плазмы и особую точку x_0. Такие решения для произвольного α и произвольного падения волны удается получить в случае сильно неоднородной плазмы, масштаб неоднородности которой мал по сравнению с длиной волны. Величина поглощения в этом случае существенно зависит от значения параметра

$$\gamma = \pi \bar{\kappa} \frac{n(x_0)}{n'(x_0)} \qquad (2)$$

где $\bar{\kappa}$ – волновой вектор, вычисленный для среднего значения концентрации. При малых γ коэффициент поглощения пропорционален γ. При изменении частоты от нижней границы полосы поглощения до верхней $n(x_0)$ изменяется от нуля до максимального значения n_m. Соответственно γ меняется от нуля до бесконечности. В области $\gamma \geq 1$ возможно сильное поглощение с коэффициентом поглощения порядка единицы. При малых $\bar{\kappa}a$ (a – масштаб неоднородности) максимум поглощения лежит вблизи верхней границы полосы поглощения и область сильного поглощения оказывается узкой. Но при не очень малых $\bar{\kappa}a$, например, при $\bar{\kappa}a \sim 0{,}2 - 0{,}3$, значительное поглощение может иметь место во всей полосе частот.

В качестве иллюстрации приведем выражение для коэффициента поглощения A тонкого слоя плазмы параболической формы

$n(x) = n_m\left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right)$ при $\omega \geq \omega_{He}$ $\alpha = \frac{\pi}{2}$ и $\omega_{He}^2 \gg \omega_{pm}^2$

$$A = \frac{2\gamma_0 Z\sqrt{1-Z}}{\left(\sqrt{1-Z} + \gamma_0 Z\right)^2} \qquad (3)$$

где $Z = \frac{\omega - \omega_{He}}{\omega_u - \omega_{He}}$ $\gamma_0 = \pi \frac{\omega_{He} a}{c}\left[\frac{\sin^2\Theta + \cos^2\vartheta + \sin^2\vartheta\cos^2\Theta}{2\cos\Theta}\right]$

θ – угол между волновым вектором падающей волны и осью и ϑ – угол между плоскостью $\bar{\kappa}$, x и $\vec{B}$, x. Выражение (3) достигает максимального значения $A = 1/2$ при $Z = 1 - \gamma^2$, т.е. при $\omega = \omega_u - \gamma_0^2 \frac{\omega_p^2}{2\omega_{He}}$.

Проведенное рассмотрение показывает, таким образом, что при подходящих условиях (при $\bar{\kappa}a$ порядка 1) механизм линейной трансформации может обеспечить эффективное поглощение высокочастотных волн в широком диапазоне условий.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ФОРМИРОВАНИЮ И НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫМИ ПОЛЯМИ

В описываемых экспериментах плазма формировалась под действием сверхвысокочастотных волн в однородном магнитном поле или в открытой магнитной ловушке с пробочной конфигурацией поля. Сверхвысокочастотная энергия подводилась к плазме с помощью волноводов. Волноводный способ подведения энергии дает возможность осуществить широкополосное согласование источников энергии с плазмой, слабо зависящее от параметров плазмы [5]. Типичная схема экспериментальных установок представлена на рис.2. В большинстве экспериментов плазма создавалась в кварцевом баллоне диаметром 2,5 – 5 см и длиной 30 – 100 см. Баллон помещался в цилиндрическую металлическую трубу-волновод. Для согласования с волноводным трактом концам баллона придавалась коническая форма.

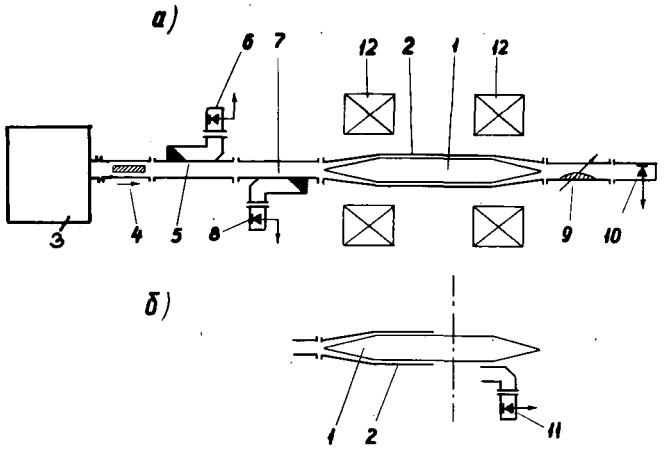


Рис.2. Схема экспериментов по формированию и нагреву плазмы под действием сверхвысокочастотной мощности:
1 – баллон с плазмой; 2 – цилиндрический волновод; 3 – генератор; 4 – ферритовый вентиль; 5, 7 – направленные ответвители; 6, 8, 10, 11 – детекторные секции; 9 – аттенюатор; 12 – катушки магнита.

В некоторых опытах плазма создавалась в металлическом баллоне, который одновременно служил волноводом. При этом вакуумная герметизация осуществлялась с помощью согласованных стеклянных окон конической формы.

Формирование плазмы производилось под действием сверхвысокочастотной мощности от генератора 3-сантиметрового диапазона волн. Генератор работал в непрерывном режиме или в квазинепрерывном режиме длинных одиночных импульсов (длительность импульсов более 0,01 сек). Подводимая к плазме мощность изменялась от 1 до 1000 вт. Мощность подводилась к круглому волноводу с плазмой от стандартного прямоугольного волновода с помощью плавного перехода. При таком соединении в круглом волноводе возбуждалась линейно-поляризованная волна типа TE_{11}.

В ряде экспериментов осуществлялся дополнительный импульсный нагрев плазмы от отдельного сверхвысокочастотного генератора.

Использовался генератор 3-сантиметрового диапазона волн мощностью до 30 – 40 квт при длительности импульсов 10 – 30 мксек. Энергия от этого генератора подводилась к плазме либо по тому же волноводу, что и от непрерывного (для разделения трактов использовались ферритовые устройства), либо с другой стороны.

Эксперименты проводились в плазме, создаваемой в водороде. Давление водорода изменялось в пределах от 10^{-5} до 10^{-2} мм рт.ст.

В процессе экспериментов исследовалось поглощение сверхвысокочастотной мощности в плазме. Для наведения полного баланса баллон, в котором создавалась плазма, полностью помещался в волновод, и с помощью направленных ответвителей проводились одновременные измерения подводимой мощности, отраженной мощности и мощности, проходящей через волновод с плазмой. Кроме того, с помощью высокочастотных зондов, расположенных по длине волновода с плазмой, определялось продольное распределение высокочастотного поля и его поляризация в волноводе [6].

В экспериментах по определению параметров плазмы в волновод вводилась только часть баллона с плазмой (рис.2б). Это было возможно, поскольку при не очень малых концентрациях электронов (бо́льших $10^{10} - 10^{11}$ см$^{-3}$) высокочастотная энергия поглощалась на начальном участке волновода с плазмой и практически не проникала дальше. Наличие поглощения контролировалось путем измерения отраженной мощности и индикации проходящего сигнала.

Для определения концентрации электронов плазмы использовались различные сверхвысокочастотные методы. Измерение относительно малых концентраций (до $10^{10} - 10^{11}$ см$^{-3}$) производилось с помощью резонаторов по сдвигу резонансной частоты. Использовались закрытые резонаторы, рассчитанные на возбуждение колебаний типа TM_{010} в области частот около 3 Ггц и открытые цилиндрические резонаторы, рассчитанные на возбуждение при частотах около 17 Ггц (резонаторы "надевались" на баллон с плазмой). Для определения больших концентраций осуществлялось поперечное зондирование плазмы сантиметровыми волнами (частоты около 30 Ггц). Концентрация определялась по фазовому сдвигу прошедших через плазму волн, измерявшемуся с помощью интерферометров.

Для определения средней энергии электронов использовались измерения диамагнитного момента. Как известно, диамагнитный момент определяет плотность поперечной энергии заряженных частиц. Соответственно, при известной концентрации, по нему может быть определена средняя энергия электронов, которая в условиях сверхвысокочастотного нагрева много больше энергии ионов.

В работе [7] были получены сведения о распределении энергий электронов. Эти данные получены из измерений, проведенных с помощью многосеточного электростатического анализатора заряженных частиц, устанавливавшегося в одном из концов системы.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ МОЩНОСТИ

В исследовавшемся диапазоне условий разряд под действием сверхвысокочастотного поля возникал лишь в случае, если в области взаимодействия выполнялось условие электронного циклотронного резонанса.

В однородном магнитном поле удавалось получить плазму при отличии напряженности поля от резонансной, не превышающей нескольких процентов. Однако существование плазмы при значительных концентрациях заряженных частиц можно было поддерживать в более широком диапазоне магнитных полей. Данные об области существования плазмы в зависимости от давления газа и подводимой высокочастотной мощности представлены на рис.3. Процедура определения границ этой области состояла в следующем: плазма создавалась при магнитном поле, близком к циклотронному; затем магнитное поле плавно изменялось и фиксировалось значение напряженности поля, при котором разряд прекращался.

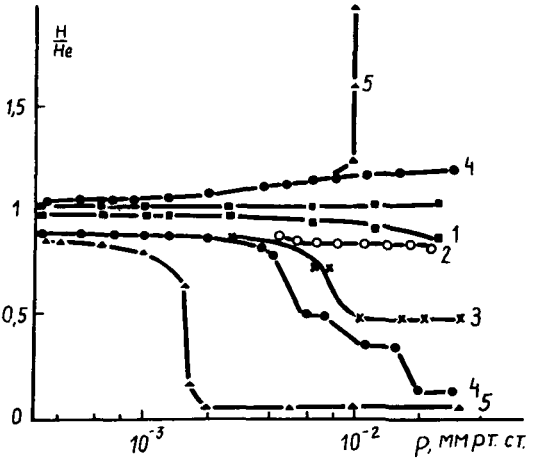


Рис.3. Область существования плазмы. Вводимая мощность на единицу объема Q(вт/см³): 1 – 0,02; 2 – 0,09; 3 – 0,14; 4 – 0,2; 5 – 1,0.

Из графика видно, что с ростом давления и высокочастотной мощности (т.е. с ростом концентрации заряженных частиц) область существования плазмы расширяется в сторону малых магнитных полей. В некоторых опытах отмечалось также расширение области существования плазмы в сторону магнитных полей, бóльших циклотронного (кривая 5). Для бóльшей части области существования плазмы было зарегистрировано эффективное поглощение высокочастотной мощности. Проходящая через плазму мощность была много меньше падающей. Доля отраженной мощности не превышала 50% от подводимой, и путем согласования она могла быть уменьшена до 5 – 10%. Таким образом, эффективность поглощения высокочастотной мощности плазмой достигала 50 – 90%. Лишь при малых концентрациях заряженных частиц – вблизи границ области существования плазмы – и при малых высокочастотных мощностях эффективность поглощения уменьшалась (см. раздел 4).

Приведем некоторые данные о параметрах плазмы, образующейся под действием высокочастотной мощности в магнитной ловушке с пробочной конфигурацией поля. На рис.4 представлены зависимости концентрации заряженных частиц плазмы в центральной части магнитной ловушки от подводимой мощности, полученные методами сверхвысокочастотного зондирования. Наибольшие значения концентрации получались при давлениях газа 10^{-2} мм рт.ст. и достигали 10^{14} см$^{-3}$. Наибольшая степень

ионизации получалась при давлениях $10^{-3} - 10^{-4}$ мм рт.ст. и достигала 30%. Следует заметить, что в определенной области условий были зарегистрированы колебания концентрации с частотой 10 – 100 кгц и амплитудой до нескольких десятков процентов от среднего значения.

На рис.5 представлены данные об установившейся электронной температуре в магнитной ловушке (точнее о средней энергии электронов), полученные из диамагнитных измерений и из измерений с помощью электростатического анализатора. Видно, что средняя энергия электронов растет с уменьшением давления газа, достигая при давлениях $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. величины около 150 эв. Зависимость средней энергии электронов от

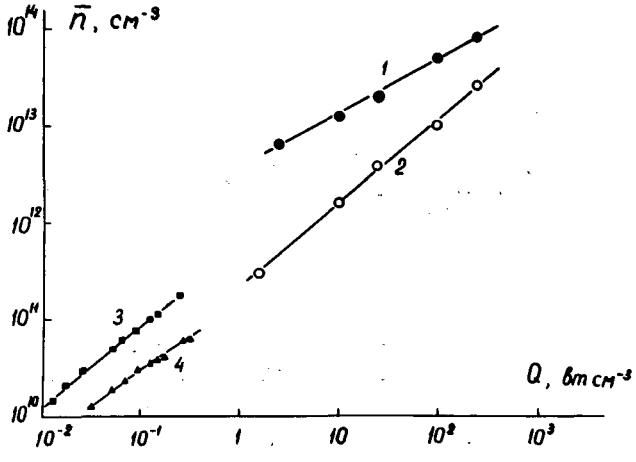


Рис.4. Зависимость концентрации заряженных частиц от подводимой мощности: 1 – $p = 10^{-2}$, $l \simeq 30$; 2 – $p = 8 \cdot 10^{-4}$, $l \simeq 30$; 3 – $p = 10^{-3}$, $l \simeq 70$; 4 – $p = 10^{-4}$, $l \simeq 70$ (p – давление газа в мм рт.ст., l – длина ловушки в см).

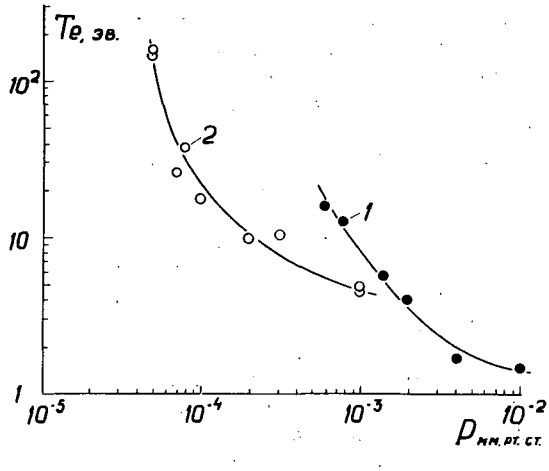


Рис.5. Зависимость стационарной температуры электронов от давления газа: 1 – данные, полученные с помощью диамагнитного зонда в приборе длиной ≃30 см; 2 – данные, полученные с помощью электростатического анализатора в приборе длиной ≃ 70 см.

подводимой высокочастотной мощности оказывается слабой. В диапазоне условий экспериментов энергия изменялась всего на несколько десятков процентов. Анализ предельных энергий электронов, проведенный в работе [7] с помощью электростатического анализатора, показал существование двух групп частиц. Наряду с основной группой, имеющей энергетическое распределение, близкое к максвелловскому, была обнаружена группа более быстрых электронов, количество которых достигает 10%, а энергия превышает среднюю энергию в несколько раз.

При неполной ионизации сильный нагрев электронов сверхвысокочастотными полями возможен в неустановившемся режиме – за времена, меньшие времени ионизации, пока потери энергии малы. Максимальная величина средней энергии электронов, которая при этом может быть достигнута, определяется начальной концентрацией, временем ионизации и мощностью, вводимой в плазму. В наших экспериментах при концентрации электронов $5\cdot10^{11} - 5\cdot10^{10}$ см$^{-3}$ максимальное значение средней энергии электронов достигало соответственно 1 – 10 кэв. При этом эффективность ввода энергии в плазму практически не изменялась.

4. ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Остановимся на результатах исследований поглощения сверхвысокочастотных волн в плазме.

Условия эффективного поглощения должны, очевидно, соответствовать условиям существования плазмы под действием сверхвысокочастотного поля. Экспериментальные данные об условиях существования плазмы и о ее параметрах были приведены в предыдущем разделе (см. рис.3 – 5). С помощью таких данных построен график рис.6, на котором представлено положение границ области существовования плазмы в зависимости от концентрации заряженных частиц. По оси ординат на этом графике отложено отношение предельной напряженности магнитного поля H к резонансной (циклотронной) напряженности поля H_c, при которой циклотронная частота равна круговой частоте волны. По оси абсцисс отложено отношение усредненной концентрации заряженных частиц плазмы $\bar{n}$ к критической концентрации n_c, при которой плазменная частота равна частоте волны. Для исследовавшегося диапазона частот $H_c = 3300 - 3500$ э, $n_c \simeq 10^{12}$ см$^{-3}$. Следует обратить внимание на то, что положение границ области существования плазмы при заданной концентрации заряженных частиц практически не зависит от давления нейтрального газа. Это свидетельствует о слабом влиянии столкновений на условия эффективного поглощения волн в плазме. "Бесстолкновительный" характер поглощения связан с тем, что в условиях проводившихся экспериментов частота столкновений электронов ν была много меньше частоты поля ($\nu/\omega = 10^{-6} - 10^{-2}$).

Рассмотрим сначала область низких концентраций, меньших критической на два порядка и более ($n \leq 10^{10}$ см$^{-3}$) (см. также [6]). В этой области концентраций, как видно из рис.7, удается поддерживать существование плазмы при магнитных полях, отличающихся от резонансного не более чем на 1,5%.

Измерения поглощения волн в волноводе показали, что две волноводные волны с круговой поляризацией имеют существенно различное

затухание. Коэффициент поглощения волноводной волны, вращающейся в ту же сторону, что электроны, оказывается в 4 – 5 раз большим, чем коэффициент поглощения противоположно вращающейся волны. При концентрациях электронов $10^9 - 10^{10}$ см$^{-3}$ эти коэффициенты находятся в пределах 0,25 – 0,3 и 0,03 – 0,08 см$^{-1}$ соответственно. При рассмотрении данных

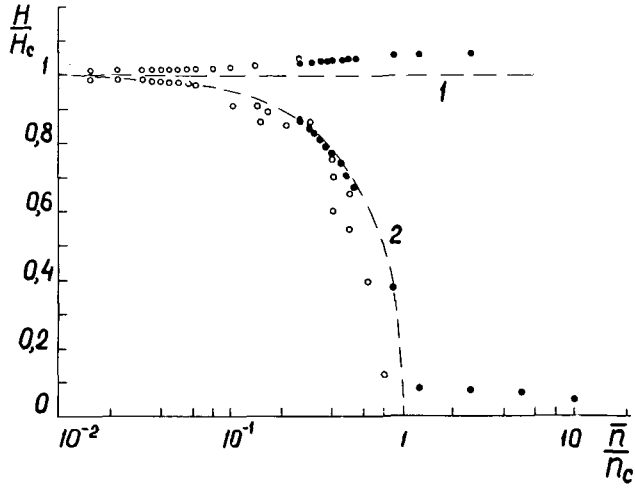


Рис.6. Область существования плазмы в зависимости от концентрации заряженных частиц. Экспериментальные точки получены при давлении газа $5\cdot10^{-5} - 10^{-2}$ мм рт.ст. и мощностях от 10^{-2} до 1 вт/см^3. Теоретические границы области трансформации: 1 – $\omega = \omega_{He}$; 2 – $\omega = \omega_{ц}$.

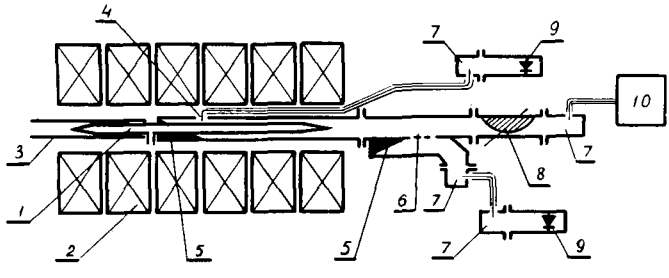


Рис.7. Схема эксперимента по исследованию поглощения в сильном магнитном поле: 1 – баллон с плазмой; 2 – магнитная система; 3 – волновод для подведения энергии 3-сантиметрового диапазона волн, создающей плазму; 4 – высокочастотный зонд; 5 – поглотитель; 6 – направленный ответвитель; 7 – коаксиально-волноводный переход; 8 – аттенюатор; 9 – детекторная секция; 10 – генератор 10-сантиметровых волн.

о затухании следует иметь в виду, что поле волноводных волн с вращающейся поляризацией, строго говоря, является вращающимся только вблизи оси; поле вблизи стенок оказывается линейно поляризованным. Поэтому должно иметь место циклотронное затухание волноводных волн с обоими направлениями вращения поляризации (рузумеется, коэффициенты поглощения должны быть различными). Имея в виду эту особенность волноводных волн, можно сопоставить экспериментальные данные о поглощении с известной теоретической формулой для коэффициента

резонансного циклотронного поглощения в однородной плазме при учете теплового движения электронов

$$\varkappa \simeq \left(\frac{\omega_p^2 \omega}{c^2 v_T}\right)^{1/3} = \frac{\omega}{c}\left(\frac{n}{n_c}\cdot\frac{c}{v_T}\right)^{1/3} \qquad (4)$$

(v_T – тепловая скорость электронов). Теоретическая оценка коэффициента поглощения по этой формуле оказывается более экспериментальных значений коэффициента поглощения сильно-затухающей волны в 3 – 4 раза. Отличие связано, главным образом, с частичным заполнением волновода плазмой и с упоминавшейся особенностью структуры волноводной волны.

При отходе от условий резонанса коэффициент поглощения волны в плазме с малой концентрацией заряженных частиц уменьшается. Полуширина резонансной кривой находится в пределах 0,3 – 0,5%. Это значение находится в хорошем соответствии с обычной формулой допплеровского уширения:

$$\frac{\Delta H}{H} \simeq \frac{\Delta \omega}{\omega} \simeq \frac{v_T}{c} \qquad (5)$$

Заметим, что несколько большая ширина области существования плазмы (рис.6), связана с тем, что длина плазменного столба много больше длины резонансного затухания.

При приближении концентрации заряженных частиц плазмы к критической (когда плазменная частота приближается к частоте поля) область существования плазмы, как видно из рис.6, расширяется в сторону магнитных полей, меньших циклотронного. Измерения затухания волн в плазме с помощью зондов показали, что с ростом концентрации различие между коэффициентами поглощения двух волноводных волн с противоположно вращающейся поляризацией уменьшается, а при концентрациях, больших 10^{11} см$^{-3}$ ($n > 0{,}1\, n_c$), становится несущественным. При этих концентрациях практически во всей области существования плазмы волноводные волны затухают на длине, меньшей 1 – 2 см. Коэффициент поглощения падает лишь вблизи границ области (при магнитных полях, отличающихся на несколько процентов от граничного).

Обсудим эффект расширения области поглощения волн в плазме за пределы циклотронного резонанса при увеличении концентрации заряженных частиц. Этот эффект может быть связан с механизмом линейной трансформации, обсуждавшимся в разделе 1. Наиболее высокочастотная область линейной трансформации лежит в пределах между циклотронной частотой ω_{He} и максимальным значением верхней гибридной частоты $\omega_{UHR} = (\omega_{He}^2 + \omega_{pe}^2)^{1/2}$. Именно эти пределы ограничивают область эффективного поглощения сверхвысокочастотных волн плазмой в наших экспериментах. Действительно, как видно из рис.6, минимальное магнитное поле, при котором может существовать плазма, приблизительно соответствует условию равенства частоты поля и верхней гибридной часто-

ты, а максимальное магнитное поле на несколько процентов превышает циклотронное поле[1].

При концентрации заряженных частиц, больших критической (т.е. при плазменной частоте, большей частоты поля), область существования плазмы в наших экспериментах простиралась от циклотронного магнитного поля до магнитных полей, в 15 – 20 раз меньших циклотронного (см. рис.6).

Необходимо отметить, что эффективность поглощения высокочастотных волн в плазме при увеличении концентрации заряженных частиц не уменьшается вплоть до концентраций, на два порядка превосходящих критическую (как отмечалось в разделе 3, при концентрации до 10^{14} см$^{-3}$ доля поглощенной мощности достигала 90%). Этот результат представляется неожиданным. Действительно, с ростом максимальной концентрации (при $n_m > n_c$) область поглощения смещается к границам плазмы. Казалось, поэтому, что градиент концентрации в этой области будет увеличиваться с ростом концентрации, а эффективность поглощения – падать. Поскольку, однако, существенного уменьшения эффективности поглощения не наблюдалось, можно предположить, что при формировании плазмы под действием сверхвысокочастотной мощности действует динамический механизм, поддерживающий оптимальный градиент концентрации в области поглощения.

Следует обратить внимание на особенности поглощения волн плазмой вблизи гармоник электронной циклотронной частоты ($\omega = N\omega_{He}$) [8]. Эксперименты показали резонансное уменьшение отражения волн от волновода с плазмой вблизи гармоник, наблюдавшееся вплоть до самых высоких гармоник в пределах области существования плазмы (до $N = 20$). Особенности вблизи гармоник циклотронной частоты проявлялись и в форме границ области существования плазмы (см. рис.3). Можно думать, что наблюдавшиеся эффекты на гармониках связаны с характером распространения плазменных волн, возникающих в результате трансформации.

До сих пор мы обсуждали расширение области поглощения высокочастотных волн плазмой в сторону магнитных полей, меньших циклотронного. Расширение в сторону полей, существенно превышающих циклотронное, в большинстве экспериментов не наблюдалось. Лишь в некоторых экспериментах, при большой длине баллона с плазмой и относительно большом давлении, было зарегистрировано расширение области существования плазмы в сторону больших магнитных полей. Однако, в этих экспериментах могло быть существенным столкновительное поглощение, поэтому их однозначная интерпретация была затруднительной.

В области магнитных полей, бóльших циклотронного, как и при меньших магнитных полях, может существовать бесстолкновительное поглощение, связанное с механизмом линейной трансформации. Эта область магнитных полей соответствует средней полосе на графиках рис.1. Как видно из графиков, при угле между магнитным полем и градиентом концентрации, не равном нулю, между полосами поглощения, соответствующими магнитным полям, большим и меньшим циклотронного (между средней и верхней полосами на рис.1) имеется разрыв. Поэтому непрерывный переход от малых магнитных полей к большим для условий, когда плазма под-

[1] Следует иметь в виду, что на рис.6 приведены экспериментальные значения усредненной концентрации в центральной части баллона с плазмой, которые могут отличаться от максимальных значений концентрации в области взаимодействия до 1,5 – 2 раз.

держивается высокочастотной мощностью, возможен лишь при наличии других механизмов поглощения (например, столкновительного).

Для того чтобы проверить эффект бесстолкновительного поглощения при сильных магнитных полях, нами были проведены эксперименты с использованием двух сверхвысокочастотных источников существенно различной частоты (см. схему на рис.7) [9]. В этом эксперименте плазма создавалась и поддерживалась под действием сверхвысокочастотной мощности 3-сантиметрового диапазона волн при магнитном поле, близком к циклотронному для частоты источника. Экспериментально исследовалось поглощение в этой плазме слабого сверхвысокочастотного сигнала, частота которого была примерно в 3 раза меньше циклотронной частоты. Для этого на баллон с плазмой "надевался" прямоугольный волновод 10-сантиметрового диапазона (коэффициент заполнения волновода плазмой был около 0,2, а длина волновода с плазмой – около 30 см). Определялось отражение зондирующей волны от плазмы и ослабление сигнала, прошедшего через плазму.

На рис.8 представлены результаты измерений. По оси ординат отложено отношение проходящей через волновод с плазмой мощности (P_t) к мощности, вводимой в плазму $P_i - P_r$ (P_i – подводимая, P_r – отраженная мощность). По оси абсцисс отложено отношение средней концентрации к критической, рассчитанной для частоты зондирующего сигнала ($n_c \simeq 10^{11}$ см$^{-3}$). Как видно, при приближении средней концентрации к критической происходит сильное ослабление проходящего сигнала. Зависимость от концентрации оказывается резкой. Проходящий сигнал уменьшается на порядок при изменении концентрации вблизи критической в пределах 40%. Следует отметить, что уровень ослабления практически не зависит от давления газа. Это свидетельствует о том, что столкновения не оказывают существенного влияния на эффект.

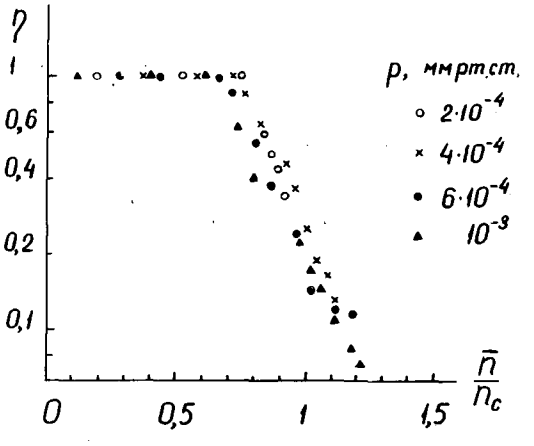


Рис.8. Зависимость эффективности поглощения от концентрации заряженных частиц. По оси ординат отложена величина $\eta = \frac{P_t}{P_i - P_r}$.

Наряду с измерениями ослабления в плазме слабого сигнала был проведен также эксперимент по вводу в плазму значительной сверхвысокочастотной мощности (превышающей мощность источника, создающего плазму). Схема и условия эксперимента аналогичны описанным

выше (см.рис.7). И в этом эксперименте было зарегистрировано значительное ослабление волны в плазме при начальной концентрации электронов, бóльшей критической. Ввод сверхвысокочастотной энергии в плазму сопровождался существенным увеличением концентрации. Поэтому "пороговый" характер поглощения проявлялся значительно более резко, чем при слабом сигнале. Сильное нарастание поглощения происходило при изменении начальной концентрации на 5 – 10% вблизи порога.

Нетрудно убедиться, что наблюдавшийся в описанных экспериментах порог поглощения соответствует границе области трансформации волн (верхней границе средней полосы на графике рис.1а). Эта граница в случае $H \gg H_c$ определяется условием:

$$n_m > \frac{n_c}{\cos\alpha} \qquad (6)$$

В наших экспериментах угол α между градиентом концентрации и магнитным полем изменяется в области взаимодействия волны с плазмой от малых значений до $\pi/2$. Поэтому поглощение, связанное с трансформацией волн, должно иметь место, начиная с концентраций, близких к критической, в соответствии с результатами эксперимента.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в докладе теоретические результаты показывают, что эффективное поглощение волн, связанное с их линейной трансформацией, может быть реализовано в широком диапазоне условий. Этот вывод нашел хорошее подтверждение в экспериментах по поглощению в плазме сверхвысокочастотных волн. Область их эффективного поглощения практически совпадает с областью трансформации. Эксперименты продемонстрировали возможность эффективного ввода сверхвысокочастотной энергии в плазму в широком диапазоне ее параметров – при магнитных полях от малых значений напряженности до значений, существенно бóльших циклотронного поля, и при концентрациях заряженных частиц от значений, меньших критической, до значений, на два порядка превышающих критическую. Полученные результаты позволяют существенно расширить область применения сверхвысокочастотных методов нагрева плазмы. Эти результаты дают основания надеяться, что и в других диапазонах частот может быть осуществлен эффективный ввод энергии в плазму в широкой области условий, определяемой областью трансформации волн.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ГИНЗБУРГ, В.Л., "Распространение электромагнитных волн в плазме", изд. "Наука", Москва, 1967.
[2] МОИСЕЕВ, С.С., Phenomena in Ionized Gases, Belgrade II (1965) p. 645.
[3] STIX, T., Phys. Rev. Letters 15 (1965) 878.
[4] ПИЛИЯ, А.Д., Журн. техн. физ. 36 (1966) 818.

[5] АНИСИМОВ, А.И., ВИНОГРАДОВ, Н.И., ГОЛАНТ, В.Е., ОБУХОВ, А.А., Журн. техн. физ. 37 (1967) 680.
[6] БУДНИКОВ, В.Н., ВИНОГРАДОВ, Н.И., ГОЛАНТ, В.Е., ОБУХОВ, А.А., Журн. техн. физ. 37 (1967) 851.
[7] BUDNIKOV, V.N., GALAKTIONOV, B.V., DJATCHENKO, V.V., NOVIK, K.M., OBUCHOV, A.A., Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967, p. 173.
[8] АНИСИМОВ, А.И., ВИНОГРАДОВ, Н.И., ГОЛАНТ, В.Е., ПАХОМОВ, Л.П., Журн. техн. физ. 37 (1967) 202.
[9] БУДНИКОВ, В.Н., ГОЛАНТ, В.Е., ОБУХОВ, А.А., Журн. техн. физ. 38 (1968) 576.

DISCUSSION

S.J. BUCHSBAUM: How do you explain the observed wave absorption at an electron density of 10^{14} cm^{-3} - that is to say, at a density 100 times the critical value?

V.E. GOLANT: We assume that the absorption is associated with the linear transformation of waves in the plasma region in which the upper hybrid frequency is equal to the field frequency. In our experiments, the plasma was very inhomogeneous and, for maximum electron densities much higher than the critical value, the transformation region could be at the plasma periphery.

P. VANDENPLAS: I should like to make a comment in connection with Dr. Golant's reply.

In our experiments with continuous waves, a resonant self-sustained plasma is obtained when an incoming electromagnetic wave propagates on a plasma column (Saclay Colloquium on HF Plasmas, January 1968; Physics Letters 26A (1968) 273). For certain values of the constant magnetic field B_0, the density of this plasma is much higher than the critical density. In fact, we have shown that the plot of the density versus B_0 can be fully accounted for theoretically using the dispersion curves of a hot magnetized plasma and those of a cold plasma cylinder. A significant feature of both the theory and the experiments is that the density can become zero when $\omega = \omega_c$ (ω_c: cyclotron frequency), just as in Mr. Golant's experiment. There is, however, another mode at $\omega = \omega_c$ for which the density is much higher than the critical density.

This connection between the pulsed results of Golant's team and our continuous results shows that the fact that the density can become much higher than the critical density is certainly due partially to a basic property of a bounded plasma (in a constant magnetic field), and not simply to the magnetic field gradient.

PRODUCTION OF A HOT PLASMA AT HIGH LEVELS OF RADIOFREQUENCY POWER DENSITIES

G. LISITANO*, P. CALDIROLA, N. BARASSI, M. FONTANESI AND E. SINDONI
UNIVERSITY OF MILAN, ITALY

Abstract

PRODUCTION OF A HOT PLASMA AT HIGH LEVELS OF RADIOFREQUENCY POWER DENSITIES. A plasma beam of small diameter has been produced and heated up to high electron temperatures by using high levels of radiofrequency power densities inside one short section of the beam. The plasma is produced in the collisionless regime; it is fully ionized. The electron temperature and density can be varied smoothly in the range of 5 to 100 eV and 10^9 to 10^{11} cm^{-3}, respectively. The rf coupling system consists of a new non-resonant structure enabling efficient coupling under conditions of λ_{rf}/D up to 20 (λ_{rf} is the free space wavelength of the exciting frequency and D is the diameter of the plasma beam). With the structure immersed in an axially non-uniform magnetic field, conditions have been studied for space-charge acceleration of the plasma. The rf power was transversally transferred to the electrons in a region of electron gyromagnetic resonance outside the coupling structure. The kinetic power flux along the beam was measured pyrometrically. It can be of the order of 50-60 W/cm^2 at rf power levels of 100 W, 2.4 Gc/s, and a plasma diameter of 12 mm. Plasma profile measurements of the ion saturation current and of the floating potential show a bell-shaped concentration of particles inside a positive potential well of 1 kV/cm. This experiment demonstrates that consistent heating of plasma can be achieved by concentrating low levels of rf power into a small-volume section of the plasma beam. The plasma is relatively quiet, i.e. $\Delta n/n \approx 0.08$. The long mean free path for ions and electrons and the high rf power density per unit plasma volume (≈ 15 kW/litre) show the importance of these hot-plasma studies for CTR problems.

1. INTRODUCTION

T. Consoli et al. [1, 2] showed the possibility of producing a very energetic plasma beam with directed ion energy in the keV range. The plasma beam, first produced within a circular waveguide system (CIRCE), acquires transverse energy in passing through a cavity resonator. The cavity is excited in a fundamental mode, and a divergent magnetic field is set for cyclotron resonance of the electrons in a region inside the cavity (PLEIADE). Beyond the ECR region, each orbiting electron (which can be represented by a magnetic dipole) experiences an axial acceleration in the direction of decreasing magnetic field. The ions are accelerated along with the electrons by a charge-separation electric field generated by the accelerated electrons. This system may be used as a plasma gun to fill containment devices for CTR studies. The work presented in this paper is an attempt to use Consoli's system as a plasma gun, avoiding the limitations imposed by the dimensions and by the frequency range of cavity resonators and waveguide used in the abovementioned works.

---

* On loan from Institut für Plasmaphysik, Garching near Munich, Federal Republic of Germany.

2. ACCELERATING STRUCTURE

Figures 1 and 2 show two versions of the wavecoupling devices employed in the experiments reported in this paper. They consist of an rf multipole structure [3] surrounding a short section of the plasma beam. The accelerating structure is immersed in an axial divergent magnetic field which is set for cyclotron resonance of the electrons in a region of 2 to 4 cm outside the exhaust. Each structure replaces the waveguide and the cavity resonator used in Refs [1, 2]. The structure shown in Fig. 1 has a coaxial input connector and an exhaust diameter of 12 mm. It has been used in a frequency

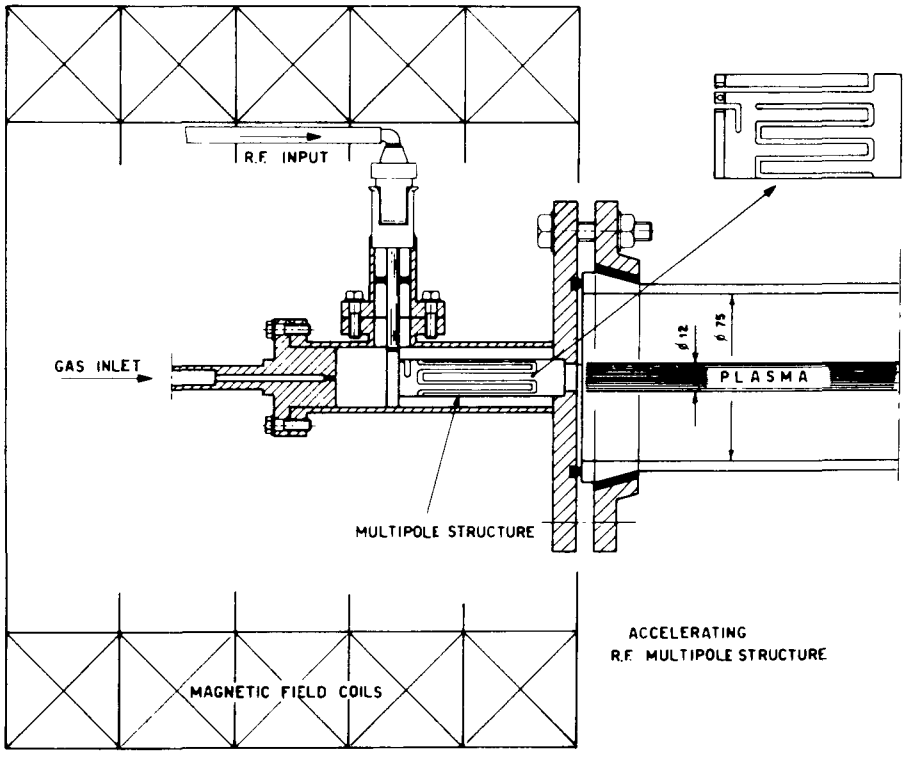


FIG. 1. Accelerating r.f. multipole structure.

range from 800 Mc/s to 12 Gc/s. Even in the absence of plasma the structure is not radiating, the diameter D of the exhaust being such as to cut off the wavelength used. For the measurements reported in this paper, the structure has been fed with 2.4 Gc/s, 100 W, CW. The structure could be operated at neutral gas pressures as low as 10^{-6} torr inside the tank. The electron density of 5×10^{10} cm^{-3} measured by means of Langmuir probes at this pressure indicates a high percentage of ionization of the neutral gas fed at the left side of the structure shown in Fig. 1. Owing to a careful design of the coaxial transition to the input gap of the slotted line, no impedance matching device is necessary. In the absence of plasma, the reflected

power is large because the transmission line, which is slotted over the interior tube of the structure, is short-circuited at the end of the line. In the presence of plasma, however, an excellent broadband impedance match is obtained. With a structure having a diameter of 1.2 cm, the volume of the rf plasma coupling region is of the order of 3 cm^3. Thus,

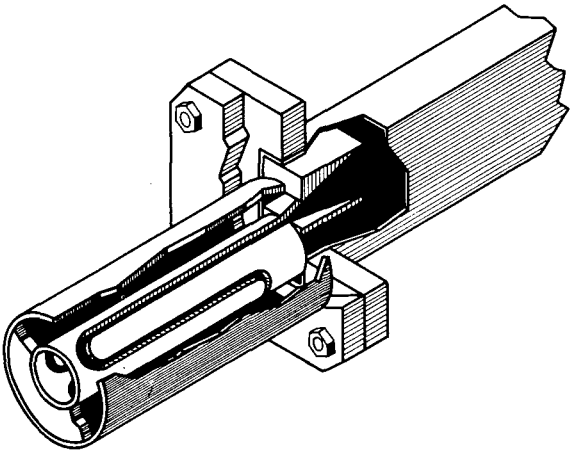


FIG.2. Microwave plasma gun.

even at low input rf power (100 W), the rf power density per unit plasma volume is as high as about 20 kW/litre. This high concentration of rf energy in a short section of a plasma beam having a diameter of $d = (1/14)\lambda_{rf}$ is possible because of the high refractivity of the plasma near the ECR region. When the gun is operated at low tank pressure (collision-free discharge) the plasma density of the beam can be smoothly controlled by the flow rate of the inlet gas and varied between 10^9 and 10^{11} cm^{-3}. In pulsed operation the power capability of this structure has been tested up to 3 kW with no arc or material sputtering. Measurements of radiofrequency power balance and pyrometric measurements of the radiated energy from a tungsten mesh immersed in the plasma beam show that the efficiency of the accelerator is higher than 50%. The high efficiency of this non-resonant wave coupling structure may be due to the quasi-total concentration of the applied rf-power inside the plasma beam. On the other hand, cavity resonators present maximum interaction with the plasma beam if they are operated in a fundamental mode with the dimension of the cavity of the same order as the wavelength of the exciting rf. In this respect cavity resonators and multipole structures perform the same function of concentrating the rf power inside the volume of a short section of the plasma beam. However, the non-resonant behaviour of the multipole structure, its large frequency band and the small dimensions cause this structure to be a convenient plasma gun system for a large variety of experiments.

3. MICROWAVE PLASMA GUN

Figure 2 shows a microwave plasma gun of a new design that has been operated at jet power densities of the order of kW/cm^2 and at a frequency of

18 Gc/s. At low flow rate of the inlet gas the gun produces a collisionless plasma beam with directed particle energies in the keV range. As in the coaxial gun of Fig. 1, the heart of the device is an rf multipole structure which surrounds a short section of the plasma beam. As shown in Fig. 2, the microwave power is coupled to the structure through a tapered transition from a ridged waveguide. The gun is operated in an axially divergent magnetic field which is set for gyromagnetic resonance of the electrons at a distance of several centimeters outside the exhaust opening of the slotted structure. The high jet power density of the beam has been demonstrated by melting a tungsten mesh of wires (with a diameter of 10 mm) immersed in the beam at a distance of about 50 cm from the source. The input microwave power was 400 W, CW, 18 Gc/s. A power density of at least 250 W/cm^2 is necessary to melt tungsten with the gun operated at CW. The diameter of the "melted holes" in the tungsten mesh gives an accurate measure of the divergence angle of the beam. It has been observed that the divergence of the beam measured at a distance of one meter from the gun is about 20% less than the divergence of the magnetic flux tube outside the gun. By comparing the microwave input power of the gun with the plasma jet power (inferred from the melting temperature of the tungsten) the total efficiency of the gun turned out to be somewhat above 50%. In pulsed operation (pulse width from 100 μ s to 0.2), the input microwave power was increased to a value of 2 kW, five times larger than the microwave power necessary to melt the tungsten in CW operation. The plasma jet power of the beam in pulsed operation, although not yet accurately measured, should range about one kW/cm^2. The gun performance at this high jet power density is very satisfactory, with no arc or material sputtering. It is anticipated that the gun may be operated up to several tens of kW/cm^2 in pulsed conditions. Pyrometric observations of the incandescent grid showed that the jet flux was uniformly distributed and sharply limited inside a cross-section slightly smaller than that of the corresponding magnetic flux tube outside the gun exhaust. The gun was operated with an axial gradient of the d.c. magnetic field of about 200 G/cm. The magnetic field at resonance has a value of 6.5 kG at the gun exhaust. No appreciable variation of the gun performance was observed by varying the magnetic field by 10% above or below this value. This means that the gun may be operated with the ECR region occurring anywhere within 7 cm from the position corresponding to the resonance at the gun exhaust. The microwave loading of the gun during the discharge was satisfactory, presenting a reflection of less than 5% of the incoming microwave. The microwave loading turned out to be constant over a range of the filling tank pressure between 3×10^{-6} and 5×10^{-4} torr. As the pressure was decreased (at constant input rf power, below the melting level for the tungsten grid) the pyrometric temperature of the tungsten mesh increased to a maximum value for tank pressures below 3×10^{-6} torr. This behaviour is also true for the coaxial plasma gun. At higher pressures most of the energy is spent to produce a larger number of electron-ion pairs most of which are lost by collisional processes in the ionization chamber. As the pressure is lowered the total energy necessary to produce electron-ion pairs diminishes since they become less numerous; the collision losses are also less important, and more energy is available to be converted into directed particle energy of the plasma beam.

4. CHARACTERISTICS OF THE DISCHARGE

Most of the following measurements have been performed with the plasma gun of Fig. 1 (coaxial input connector) at input rf power levels ranging from a few watts to 150 W at 2.4 Gc/s, CW. To derive the efficiency of the system the radiance R of a tungsten mesh of wires immersed in the plasma beam was measured pyrometrically at several values of the applied rf power. The radiated power P_{rad} derived from the pyrometric temperature T_p of the tungsten grid was quite consistent with the rf power P_{rf} absorbed by the gun. At P_{rf} = 120 W a radiance of R = 70 W/cm^2 was measured over the whole cross-section of the plasma beam (A = 1.5 cm^2). In Fig. 3 the power conversion efficiency of the gun (defined as $\eta = AR/P_{rf}$) is plotted versus P_{rf}. The measurements were performed in the collision-free regime with the inlet flow rate of argon regulated for a tank pressure of 4×10^{-6} torr in the discharge vessel. The electron plasma density measured with Langmuir probes was $N_e = 4 \times 10^{10}$ cm^{-3}. From the measured tungsten radiance and the electron density the order of magnitude of the direct ion energy may be

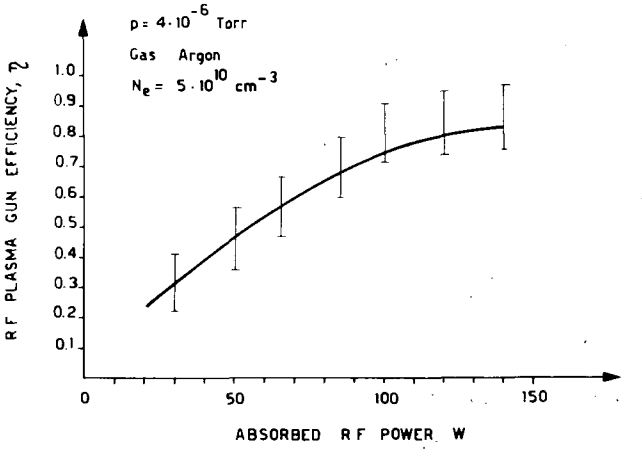
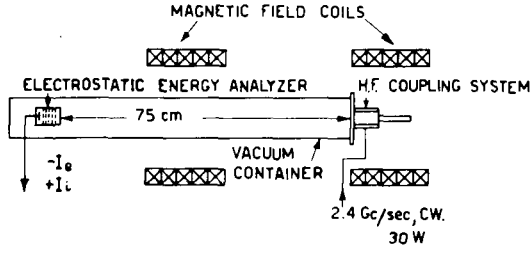


FIG.3. Plasma gun efficiency.

derived. Assuming that only 5% of the radiated power from the tungsten grid is due to ions, the relation $kT_{i//} = M^{1/3}\ (2R/N)^{2/3}$ gives a directed energy of the ions of the order of 400 eV for N = 10^{10} cm^3 and R = 70 W/cm^2. Measurements performed at Saclay by Geller et al. [4] showed good consistency between the directed ion energy derived from radiance measurements and that of fast neutrals produced by charge exchange of the ions. If their result (that about 50% of the radiated energy is due to ions) could be used the ion energy of this plasma gun should range about the value of one keV. Unfortunately our efforts (at the stage of the new plasma gun presented in this paper have not yet been directed to measure the energy of the fast neutrals. An attempt to study the distribution of the directed energy of electrons and ions was made by means of an electrostatic energy analyser. The measurements were made by operating the gun in CW, and the jet power density was limited to 10 W/cm^2, to avoid damaging the analyzer. As shown in Fig. 4, the axial energy distribution of the electrons is one order

of magnitude larger than that of the ions; the "spreading" of the directed ion and electron energy is given in Fig. 4 in e V. Note that most of the electrons are sliding ahead of the ions. The higher ion energy at lower neutral gas pressure revealed by the electrostatic analyser is also shown in Fig. 5 by the ion saturation current profile of the beam. These measurements have been performed at a distance of about 30 cm from the gun exhaust. At constant input rf power the ion saturation current increases by decreasing the inlet



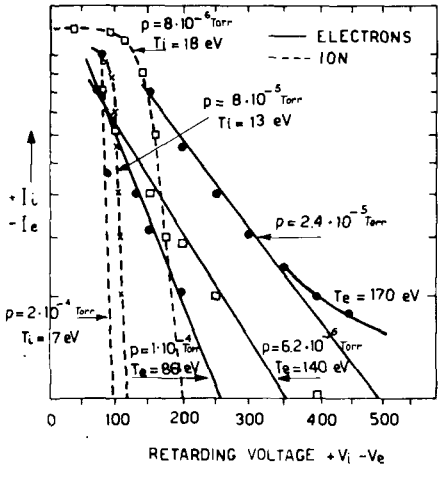


FIG.4. Ion and electron energy distribution.

gas flow rate. The maximum of the ion saturation current coincides with the maximum of the radiated energy from the incandescent tungsten grid immersed in the beam. In Fig. 5 we also plotted the floating potential profile of the beam at various neutral gas pressures. When the pressure is relatively high, a "well" of negative voltage is formed around the plasma beam. The potential well is formed in correspondence with a hot electron ring heated up by the rf near-field surrounding the plasma beam inside the gun. As the pressure is decreased, the increased electron mobility and the diminished collision losses facilitate the building-up of an axially moving electron cloud. The ions, by moving along with the electrons, fill up the negative voltage "well" until it almost disappears at the lowest inlet gas rate. As shown in Fig. 5, the negative potential well increases by increasing the applied rf power if the neutral gas pressure in the discharge vessels is high enough. The depth of the well may be of the order of 100 V,

with an electric field intensity of the order of one kV/cm at an applied rf power of about 120 W. Because of the strong pressure gradient inside the gun, this strong radial electric field may be present inside the gun even at low neutral-gas pressure in the tank. The strong intensity of the radial electric field is due to a charge separation along a plasma ring formed within the rf-near field of the multipole structure. Under the assumption of this strong radial electric field the acceleration of the plasma may be partially due to an acceleration process similar to that of a coaxial plasma gun, where the radial electric field is obtained by applying a d.c. voltage to a set of coaxial electrodes.

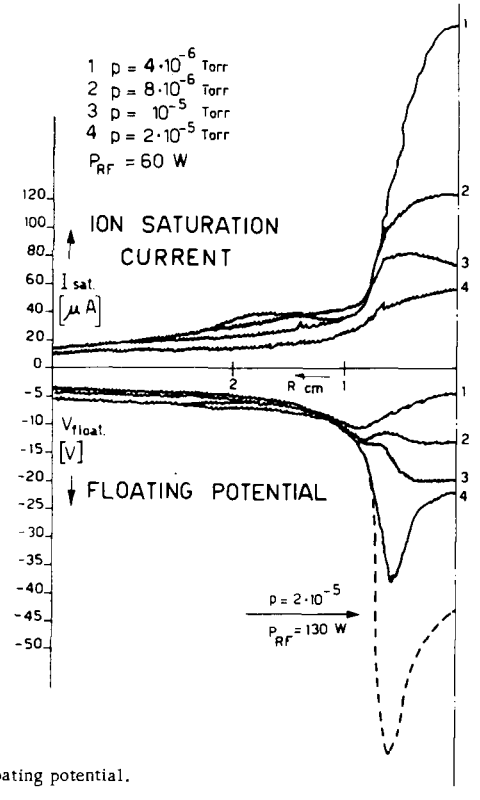


FIG. 5. Ion saturation current and floating potential.

5. CONCLUSIONS

The production and acceleration of plasma by means of an intense electromagnetic field and a static inhomogeneous magnetic field has been studied using a non-resonant accelerating structure of new design. The conversion efficiency of the rf power into directed particle energy of the plasma beam was higher than 50% over an exciting frequency range extending from the UHF to 18 GHz. Measurements of the energy distribution of the accelerated particles indicate a space-charge acceleration process where the electrons slide ahead of the ions with larger spreading of their energy

distribution. However, a radial electric field of several kV/cm formed inside the gun suggests a crossed-field interaction process which may also contribute to the acceleration of the plasma. The high jet power density, the small dimensions and the wide frequency range are very promising properties which may enable the use of this gun as a plasma injector device for CTR work.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been supported by the Technological Committee of CNR. We acknowledge the kind support of the Princeton Plasma Physics Laboratory which allowed one of us to develop and test the microwave plasma gun of Fig. 2 [5].

REFERENCES

[1] BARDET, R., CONSOLI, T., GELLER, R., Nucl. Fusion 4 (1964) 48.
[2] BARDET, R., CONSOLI, T., GELLER R., Phys. Lett. 10 (1964) 67.
[3] LISITANO, G., in Physics of Ionized Gases (Proc. Int. Congress, Belgrade, 1965), 1 (1966) 464.
[4] BARDET, R., GELLER, R., Nucl. Fusion 6 (1966) 64.
[5] LISITANO, G., BROWN, I.C., GORMAN, J.G., Microwave Plasma Gun. Report presented at APS Meeting, Los Alamos, (June 1968).

CHARACTERISTICS OF MICROINSTABILITIES IN A HOT ELECTRON PLASMA

H. IKEGAMI, H. IKEZI, T. KAWAMURA, H. MOMOTA,
K. TAKAYAMA AND Y. TERASHIMA
INSTITUTE OF PLASMA PHYSICS, NAGOYA UNIVERSITY,
NAGOYA, JAPAN

Abstract

CHARACTERISTICS OF MICROINSTABILITIES IN A HOT-ELECTRON PLASMA. A 150 keV hot-electron plasma is produced in a mirror by pulsed high-power microwaves. Plasma densities of 10^{12} electrons/cm^3 are observed. During the stable afterglow, an instability is triggered artificially by irradiation of a small microwave pulse. The instability is characterized by a sudden disappearance of hot electrons and a strong burst of microwaves.

The instability is both experimentally and theoretically identified to be the electron cyclotron instability. The rapid plasma loss is also interpreted by the diffusion of particles in velocity space due to the microinstability.

1. INTRODUCTION

Hot-electron plasmas [1, 2] are generated in a magnetic mirror field (typically 4000 G - 1200 G - 4000 G) and contained in a stainless steel cavity with a diameter of 30 cm and a length of 40 cm as shown in Fig. 1. The gas used in the experiment is helium under pressures from 1 to 8×10^{-4} Torr. The discharge is produced by a microwave pulse at 6.4 GHz with a duration of 20 ms and a power of 5 kW. The microwave power is introduced radially through two opposite pairs of waveguide ports in the cavity wall. The plasmas generated at power levels above 3 kW are very similar in electron temperature and electron density, and consist of hot electrons, cold electrons and ions. The hot electron temperature is determined from X-ray spectra to be about 150 keV. This temperature is observed to be almost constant, or slightly increasing, during the first 140 ms of the quiet afterglow. By measuring the intensity ratio of singlet to triplet helium lines (4713 to 4921 Å), the temperature of the cold electrons is found to be 20 eV.

After the removal of the microwave pulse, the plasma density decreases to about one-fifth of the inital value within a few ms and thereafter decays with a longer time constant (30 - 100 ms). The initial rapid decay is due to the loss of low-energy electrons (cold electrons) from the mirror, and the successive slower decay suggests that cold electrons are produced during the late afterglow by ionization of the background helium by trapped hot electrons. The hot electron density immediately after the removal of the microwave power is about 10^{10} electrons/cm^3 and decays with a time constant of several tens of ms, depending on the background gas pressure. During the decay period, the ratio of the hot-electron density to the cold-electron density is about 0.1 to 1 and constant in time.

To determine the radial density profile of the hot electrons produced in the system, the radial emission of X-rays from the plasma is observed

by scanning with an X-ray telescope along a slit in the cavity wall. The collimation system excludes any reception of unwanted X-rays from the cavity wall. The radial distribution of the hot-electron density is calculated by using Abel's transformation. The hot electrons are observed to be bunched in a shell structure [1] throughout the microwave discharge and the afterglow of the plasma. The radial density distribution of the cold electrons has the shape of a bell centred on the axis of the machine, while after the power has been removed the top of the bell is depleted to form a shell. This attests to the fact that the cold electrons present in the plasma during the afterglow are due to ionization of neutral atoms by hot electrons in the shell. The decay of this new cold-electron distribution is now determined by the longer lifetime (30-100 ms) of the hot electrons.

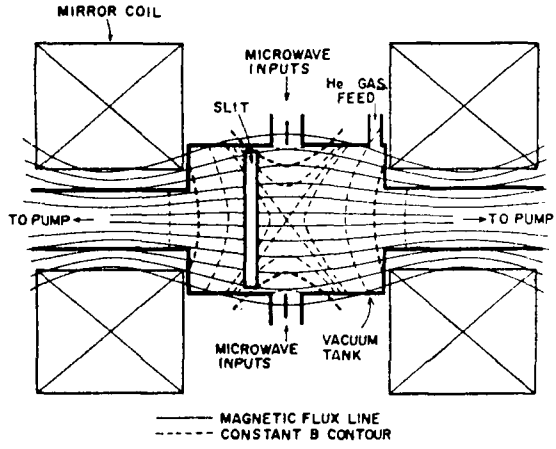


FIG.1. Schematic diagram of the hot-electron plasma device called TPM after "test plasma by microwave". The bold hyperbola-like lines vertically crossing the flux lines indicate the fundamental cyclotron resonance region. The other bold hyperbola-like lines at the top and the bottom of the cavity denote the second-harmonic cyclotron resonance region.

It has been confirmed [1] that the location of the hot-electron shell corresponds to the throat of the single-lobe hyperboloid-like surface of constant magnetic field intensity, which provides the second harmonic resonance for the heating microwave at 6.4 GHz. As the magnetic field is increased, the radius of the throat increases and the radius of the hot-electron shell is observed to follow this growth. In other words, the hot electrons are always generated within the mirror in the zone of constant magnetic field intensity which provides the electron cyclotron frequency of 3.2 GHz.

The heating mechanism is interpreted in terms of stochastic accelerations [3]. Experimentally the rate of heating is found to be $dT/dt \simeq 10$ MeV/s for 5 kW power, and after 10 ms the amount of hot electrons with $T \simeq 100$ keV increases to about 10^{10} electrons/cm^3 under a pressure of 10^{-4} Torr.

In the early stages of the discharge a large number of cold electrons is produced in the fundamental resonance zone. They couple with the microwave field both in the fundamental and the second harmonic re-

sonance zones. Some of the electrons will preferentially be accelerated within these zones. In the course of multiple reflections, the electrons experience random electric fields; the initial phase difference between a gyrating electron and the electric field at each traverse of the resonance region in question is assumed to be a random variable. The change in the velocity component perpendicular to the magnetic field is $\langle \Delta v_\perp \rangle = 0$ and $\langle (\Delta v_\perp)^2 \rangle = a^2$, where $\langle\ \rangle$ means the average over the random phase and a is proportional to E, the amplitude of the heating field. The Gaussian distribution of $\exp(-v_\perp^2/Na^2)$ is achieved after N traverses.

The increase in the parallel component of the velocity is

$\frac{2}{m}\int \mu \nabla_\parallel B v_\parallel dt$. Then we have

$$\langle (\Delta v_\parallel)^2 \rangle \simeq \langle (\Delta v_\perp)^2 \rangle \frac{\nabla_\parallel B}{B} \ell$$

where ℓ is the length of the resonance region. On the basis of these considerations, the heating rate is estimated to be

$$\frac{dT_\perp}{dt} \simeq 2\, t^{-1/3} (\mathrm{MeV/s})$$

for $E \sim 30$ V/cm and $\ell \sim 4$ cm in the second harmonic resonance zone. The degree of anisotropy in temperature is found to be $T_\perp / T_\parallel \sim 10$. The stochastic heating is expected to be more effective in the second harmonic resonance zone than in the fundamental resonance zone, because of the wider interaction area. This fact reasonably explains the formation of the hot-electron shell.

2. INSTABILITY

Several methods [4, 5] of artificial instability triggering have been reported. In the present device, the instability can be triggered [2] by introducing an additional small microwave pulse of about 100 W at the same frequency as the heating microwave pulse from 1-50 ms after the end of the main pulse. Under certain conditions at pressures lower than the critical value of 10^{-4} Torr, the plasma is spontaneously unstable. However, no physical difference is observed between the triggered instability and the spontaneous one. When the pressure is above 8×10^{-4} Torr, no instability could be triggered.

Some details of the triggered instability are shown in Fig. 2. The instability is characterized by a sudden loss of hot electrons from the mirror bottle and a strong burst of microwave emission. The signals related to the hot electrons, as the X-ray signal, the microwave noise, the scintillator output and the diamagnetic signals, disappear within several microseconds. However, those related to the cold electrons, as the Langmuir probe signal, light intensity and plasma density, decay at a slower time constant of about 200 μs.

At the onset of the instability, a burst of energetic electrons escaping from the magnetic mirror is observed along the axis of the machine. These electrons are detected by a plastic scintillator, by using twelve different

values of aluminium foil thickness; the foil serves as an energy selector. The energy spectrum of these electrons is found to have an average of 200 keV and a high energy tail up to 500 keV. Since the temperature of these electrons (200 keV) is not very much different from the temperature of the X-ray bremsstrahlung (150 keV), it is reasonable to assume that the electrons detected by the scintillator belong to the same group of electrons which lose their energy by X-ray bremsstrahlung.

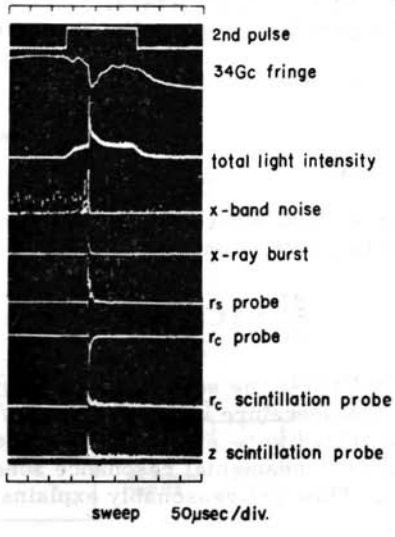


FIG.2. Signals accompanied by the instability triggered by the second microwave pulse (50 W). The onset of the instability is seen about 70 μs after the pulse front. Helium (2×10^{-4} Torr) is admitted in steady-flow operation. In the sixth and seventh traces, r_s denotes a radially inserted Langmuir probe situated close to one end-wall of the cavity; r_c denotes the probe at the centre of the cylindrical cavity wall. Both probes are 10 cm apart on the same magnetic lines of force.

The instability is further accompanied by a fast-rising X-ray signal, probably coming from the hot electrons impinging on the cavity walls. A pair of scintillator probes is used to check the possible correlation between the signals due to the instability. The scintillator probes are 10 cm apart on the same field line. No correlation is observed [2] between the signals to these probes. Taking into consideration the axial loss accompanied by the instability, this absence of correlation implies that the instability is not of the macroscopic flute-instability type.

The strong microwave burst accompanied by the instability characterizes the nature of the instability. The microwave emission is composed of harmonics of 2.1 GHz for the typical mirror field (4000 G - 1200 G - 4000 G). The lower-frequency harmonics (2.1, 4.2, and 6.3 GHz) are collected by a loop antenna, while the higher-frequency emissions (8.4, 10.5, 12.6, and the frequency region up to 18.9 GHz) are collected by X-band waveguides. For the mirror field (8000 G - 2400 G - 8000 G), the frequency of the microwave radiation associated with the instability is observed to be 4.2 GHz. In this case both hot and cold electrons are accumulated at the centre of the machine. The relation between the fundamental frequency of the microwave

burst and the electron cyclotron frequency is given experimentally by $f = 0.66\ f_{ce}$.

Although the magnetic field is varied around the optimum field intensity (4000 G - 1200 G - 4000 G), the variation of the microwave frequency (2.1 GHz) with the magnetic field at the mirror centre is insensitive. This is quite reasonable since the hot electrons are produced in a shell which touches the throat of the single-lobe hyperboloid-like surface of the constant magnetic field intensity, which provides the electron cyclotron frequency at 3.2 GHz. Since the frequency 6.4 GHz of the heating microwaves is fixed, the magnetic field intensity which gives rise to the second harmonic resonance is also fixed. This fact implies that most of the hot electrons always stay around the region of 1140 G, corresponding to the second harmonic resonance, as far as the mirror remains around the optimum field intensity. When the field is changed to give the production and heating at the centre of the mirror at the fundamental cyclotron resonance, the frequency of the microwave radiation is doubled and becomes 4.2 GHz.

The power of the microwave burst, associated with the harmonics, decreases for higher harmonic numbers. The ratio for two successive harmonics is found to be 10 dB. The main contribution to the total power emission comes from the fundamental component and the power collected by the probe is found to be several 10 W within a bandwidth of 5 MHz. The amplitude of the burst increases with the growth rate of about 0.1 μs, and reaches its maximum at about 1 μs after the initiation of the instability.

Furthermore the radiation is detected by using a pair of loop antennas inserted into the cavity; one is fixed and the other one is movable along the axis of the machine. The microwave emission accompanying the instability is found to consist of standing electromagnetic wave with a wavelength of 19 cm for 2.1 GHz. The wave mode is determined by the diameter of the cylindrical side arms to be a TE_{11} mode of circular waveguide. By rotating one loop antenna with respect to the other, the phase correlation is measured. The waves are found to be composed of circularly polarized transverse electric fields propagating in the whistler mode. When the magnetic field direction is reversed, the standing wave is observed to rotate in the opposite sense. To our best knowledge, the instability characterized by a frequency lower than the cyclotron frequency and by the existence of right-hand transverse waves, cannot be anything else but an electron cyclotron instability [6-8].

In order to confirm the identification, the instability is further analysed theoretically by taking into account the actual experimental conditions, i.e. the inhomogeneity in the magnetic field and the plasma densities. In view of the experimental results, the unperturbed velocity distribution of the electrons is supposed to be

$$F_0(\vec{r}, \vec{v}) = n_c(z)\,\delta(\vec{v}) + n_h(z)\,f_h(z, \vec{v}) \qquad (1)$$

The distribution function for the hot electrons is chosen to be a loss-cone distribution, which in the midplane coincides with a bi-Maxwellian distribution with temperatures $T_\perp$ and $T_\parallel$. The suffixes $\perp$ and $\parallel$ designate

directions with respect to the magnetic field. The unperturbed distribution function for the hot electrons is

$$f_h(z,\vec{v}) = \begin{cases} \text{const. } \exp\left\{ -\frac{m}{2T_{\parallel}} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{B(z)-B_0}{B(z)} v_{\perp}^2\right) - \frac{m}{2T_{\perp}} \frac{B_0}{B(z)} v_{\perp}^2 \right\} \\ \qquad \text{for } \frac{Bm - B(z)}{B(z)} v_{\perp}^2 - v_{\parallel}^2 \geqq 0 \\ 0 \qquad \text{for } \frac{Bm - B(z)}{B(z)} v_{\perp}^2 - v_{\parallel}^2 < 0 \end{cases} \tag{2}$$

where z is the distance from the midplane and the magnetic field. For simplicity, B(z) is assumed to have the form

$$B(z) = \frac{Bm + B_0}{2} - \frac{Bm - B_0}{2} \cos\left(\frac{\pi}{L} z\right) \tag{3}$$

Starting from the Vlasov equation, we seek the perturbed electric field in the form

$$E(z,t) \propto \exp\left\{ i \int_z k(z)\, dz - i\omega t \right\} \tag{4}$$

with $k = k_r + ik_i$ and $\omega = \omega_r + i\omega_i$. Under the boundary condition that the electric field has the same amplitude at $z = \pm L$, the solution of the dispersion equation is found to be

$$k_r^2(z) = \frac{\omega_r^2}{c^2} \left\{ 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_r (\omega_c - \omega_r)} \right\} \tag{5}$$

and

$$\omega_i = \int \gamma \left(\frac{\partial \omega_r}{\partial k_r}\right)^{-1} dz \Big/ \int \left(\frac{\partial \omega_r}{\partial k_r}\right)^{-1} dz \tag{6}$$

where the plasma frequency ω_p and the cyclotron frequency ω_c are functions of z, and $\gamma(\omega_r, z)$ is given by

$$\gamma(\omega_r, z) = \frac{\pi}{2} \frac{n_h}{n_c + n_h} \omega_p^2 \left(\omega_r + \frac{\omega_p^2}{2} \frac{\omega_c}{(\omega_c - \omega_r)^2} \right)^{-1}$$

$$\times \left[\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \int_0^{\infty} v_{\perp}^2 f_h 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} - \frac{\omega_c}{k} \int_0^{\infty} f_h 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} \right]_{v_{\parallel} = \frac{\omega_r - \omega_c^*}{k}} \tag{7}$$

where ω_c^* is the relativistic electron cyclotron frequency.

A typical example of numerical computations is shown in Fig. 3, where ω_i is plotted against ω_r. The result is based on the following parameter values: $B_0 = 1.26$ kG, $B_m = 4.24$ kG, the fraction of the hot electron component is 0.03, $n_h + n_c = 2 \times 10^{11}/c^3$, and $T_{\perp}/T_{\parallel} = 15$.

Fig. 3 shows that the growth rate is maximum at 2.1 GHz, which is just what has been observed in the experiment. The agreement in frequency is quite satisfactory, but there still remains discrepancy in wavelength.

3. DISCUSSION OF ENHANCED LOSS

It is quite reasonable to assume that the strong microwave field is the driving force of the rapid particle decay. The hot electrons lose their transverse energies by exciting the instability and fall into the loss cone. Theoretical analysis predicts that through the development of an instability a considerable fraction of the hot electrons will be lost in the direction along the magnetic field, as well as in the radial direction. In fact, the particle loss along the magnetic field is estimated to be at most 40 percent of the hot electrons based on a quasilinear theory.

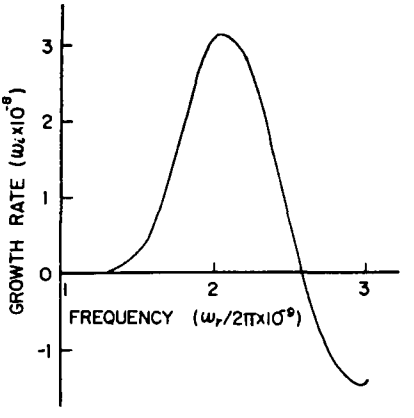


FIG.3. Growth rate ω_i as a function of frequency $\omega_r/2\pi$. The growth rate attains its maximum at 2.1 GHz. Since the inhomogeneity in magnetic field, as well as in spatial density distribution, is fully taken into account, a simple relation between k and ω_r cannot be shown in a familiar fashion.

To avoid unnecessary complexity, the magnetic field is assumed to be uniform. The formulation is non-relativistic and only the hot electron component is considered. Following the usual procedure, the time derivative of the electron distribution is expressed as

$$\frac{\partial}{\partial t} F_0(v_\perp, v_\parallel, t) = \left[\left(\frac{\omega_c}{k}\frac{1}{v_\perp}\frac{\partial}{\partial v_\perp} + \frac{\partial}{\partial v_\parallel}\right) D \times \left(\frac{\omega_c}{k}\frac{1}{v_\perp}\frac{\partial}{\partial v_\perp} + \frac{\partial}{\partial v_\parallel}\right) F_0(v_\perp, v_\parallel, t)\right]_{k=k(v_\parallel)} \tag{8}$$

where $k(v_\parallel)$ satisfies the resonance condition $\omega_r - \omega_c = kv_\parallel$, and D is related to the perturbed electric field $E_k(t)$ by

$$D = 8\pi L\left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{v_\perp^2}{|v_\parallel|}\frac{k^2}{\omega_r^2}\,|E_k(t)|^2 \tag{9}$$

changing of the variables

$$\xi \equiv \frac{1}{2}v_\perp^2 - \int \frac{\omega_c}{k(v_\parallel)}\,dv_\parallel, \quad \eta \equiv v_\parallel \tag{10}$$

we may rewrite Eq.(8) as

$$\frac{\partial}{\partial t} F_0(\xi, \eta, t) = \frac{\partial}{\partial \eta} D \frac{\partial}{\partial \eta} F_0(\xi, \eta, t) \tag{11}$$

This equation implies that in velocity space the resonant electrons diffuse along the lines of ξ = constant, which are, therefore, called "diffusion lines".

We shall now discuss the case of the magnetic mirror field given by Eq.(3). Let us define

$$\epsilon = \frac{m}{2}(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2) \text{ and } \mu = \frac{m}{2} v_{\perp}^2 / B(z) \tag{12}$$

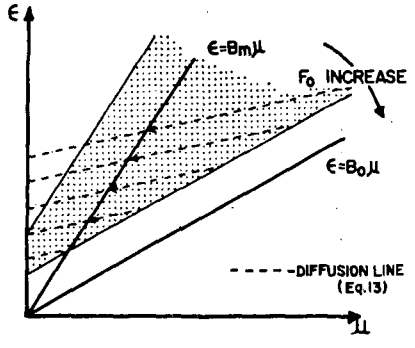


FIG.4. Diffusion of particles in $\epsilon - \mu$ space. Dotted region indicates the resonance zone, Eq.(15). Particles are initially in the region between $\epsilon = \mu B_0$ and $\epsilon = \mu B_m$. Resonant particles diffuse along the diffusion lines and are lost into the loss cone. Nearly 40% of the total hot electrons are lost in this mechanism.

The diffusion lines in $\epsilon - \mu$ - space (Fig.4) are now

$$\epsilon - \frac{\omega_r}{\omega_c(z)} B(z)\mu = \text{const} \tag{13}$$

where ω_r is the frequency of the most unstable mode discussed in the previous section. Let the resonant velocity for this mode be $v_r(z) = \{\omega_r - \omega_c\}/k(z)$, then the resonant zone in $\xi - \mu$ space is covered by the lines

$$\epsilon = B(z)\mu + \frac{m}{2} v_r^2(z) \tag{14}$$

From the dispersion relation one will see that $v_r^2(z)$ is increasing with $B(z)$, so that the resonance zone is defined by

$$B_m\mu + \frac{m}{2} v_r^2(L) > \epsilon > B_0\mu + \frac{m}{2} v_r^2(0) \tag{15}$$

Note that the loss cone is defined by $\epsilon > \mu B_m$ and the electrons initially distribute over the region of $\mu B_m \geq \epsilon \geq \mu B_0$.

Owing to the developing instability, the electrons which satisfy the resonant condition Eq.(15), will continuously diffuse along the diffusion lines defined by Eq.(13), since there exists a diffusion line at any point in the resonance zone. Consequently, they fall into the loss cone. The situation is described by

$$F_0(\epsilon,\mu, z, t\to\infty) = \begin{cases} F_0(\epsilon,\mu, z, t=0) & \text{for } B_0\mu + \frac{m}{2} v_r^2(0) > \epsilon \\ 0 & \text{for } B_0\mu + \frac{m}{2} v_r^2(0) < \epsilon \end{cases} \qquad (16)$$

For the distribution given in Eq.(2), these considerations lead to a particle loss of at most 40 percent of the initial density along the magnetic field.

Experimentally, enhanced particle losses are observed both in axial and radial directions when the instability is triggered. Being accompanied with a strong microwave burst, almost all the hot electrons are lost. Furthermore it has been observed that more electrons escape from the region closer to the mirror point than from the central region. This is also predicted by theory. After the hot electrons have been driven off within several microseconds, cold electrons are not generated any longer. The density of cold electrons is observed to decay at a larger time constant of about 200 μs. This fact clearly indicates that the instability is of a hot-electron nature.

ACKNOWLEDGEMENTS

We want to express our gratitude to Mr. M. Hosokawa for his assistance in carrying out the experiments, and to Professor S. Tanaka of Kyoto University, Kyoto, for his interest. The authors wish to acknowledge the continued encouraging interest which Professor K. Husimi showed in this work.

REFERENCES

[1] IKEGAMI, H., IKEZI, H., HOSOKAWA, M., TANAKA, S., TAKAYAMA, K., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 778.

[2] IKEGAMI, H., IKEZI, H., HOSOKAWA, M., TAKAYAMA, K., TANAKA, S., Physics Fluids 11 (1968) 1061.

[3] HALL, D.E., STURROCK, P.A., Physics Fluids 10 (1967) 2620.

[4] PERKINS, W.A., POST, R.F., Physics Fluids 6 (1963) 1537.

[5] PERKINS, W.A., BARR, W.L., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Culham, 1965), 2, IAEA, Vienna (1966) 115.

[6] SUDAN, R.N., Physics Fluids 8 (1965) 153.

[7] SCHARER, J.E., Physics Fluids 10 (1967) 652.

[8] There have been several papers related to the instability in hot-electron plasmas, for example, ALIKAEV, V.V., GLAGOLEV, V.M., MOROZOV, S.A., 'Anisotropic Instability of a Hot Electron Plasma Confined in Adiabatic Trap', 2nd Europ.Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Stockholm, (1967), and PERKINS, W.A., BARR, W,L., Physics Fluids 11 (1968) 388.

DISCUSSION

F. WAELBROECK: You report that the instability is accompanied by a radial loss of electrons. Can the radial motion be interpreted in terms of the whistler instability mechanism?

K. TAKAYAMA: A radial loss of particles is observed, but it is much smaller in the central part of the mirror than at the wall near the mirror end. It is difficult to explain this radial loss in terms of the whistler instability.

F. WAELBROECK: How does the small (50-W) microwave pulse trigger the electromagnetic instability?

K. TAKAYAMA: We divide the mirror into three parts: the central part is a poor region, while the end parts are good regions. According to the theory, the instability growth rate in the good ragions depends largely on the relationship between the hot and cold electron densities.

DISCUSSION

on papers CN-24/J-1 to CN-24/J-5

A.A. RUKHADZE: I should like to draw the attention of those interested in cyclotron heating to a simple physical phenomenon which explains the anomalously high absorption of cyclotron waves in a dilute plasma when the cyclotron frequency is greater than the plasma frequency. Under such conditions there is extremely intense absorption of the extraordinary cyclotron wave, whereas the ordinary wave is hardly absorbed.

On the other hand, experiments carried out at the A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology and the P.N. Lebedev Physics Institute have shown that in a waveguide filled with a dilute magnetized plasma there is intense absorption of both the extraordinary and the ordinary wave.

The following explanation for this phenomenon has been put forward by L.S. Bogdanievich and myself. Because of the common boundary conditions of the total field in the plasma-filled waveguide, the ordinary and extraordinary waves are coupled. There is consequent transformation of one wave into the other and vice versa (this effect being most pronounced when the wavelength is comparable with the radius of the waveguide). As a result, both waves are strongly absorbed.

I would add that the anomalously strong absorption of the ordinary wave is of a geometric resonance nature: absorption is at a maximum when the wavelength is such that mode coupling is at a maximum.

Our work is being published in Zhurnal tekhnicheskoy fiziki.

ELECTRON CYCLOTRON HEATED "TARGET" PLASMA EXPERIMENTS*

R. A. DANDL, J. L. DUNLAP, H. O. EASON, P. H. EDMONDS, A. C. ENGLAND, W. J. HERRMANN** AND N. H. LAZAR
OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, OAK RIDGE, TENN., UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

ELECTRON CYCLOTRON HEATED "TARGET" PLASMA EXPERIMENTS. The advantages of trapping an injected, energetic atom beam by charge exchange with ions in a high-density, low-temperature plasma have been discussed previously. Large trapping efficiencies are possible ($\gtrsim$ 10 per cent) which can lead to high-energetic ion densities ($\sim 10^{12}$ cm^{-3}) even with relatively high loss rates. If, in addition, the "target" plasma were to contain energetic electrons, stability against virtually all ion gyrofrequency instabilities is predicted if the plasma is not too long. The resonant electron-cyclotron heated (ECH) plasmas produced in the past in simple mirror geometry satisfy all the required characteristics except that the ambient pressure required to sustain the cold plasma necessary for MHD stability is unacceptably high ($\sim 10^{-5}$ torr). A quadrupole magnetic well with a ratio of 1.5: 1 has been introduced into the Interem facility to ensure stability against the low-frequency instabilities in the "target" plasma. This well should permit the creation of a dense hot-electron plasma at lower ambient pressures.

Experiments carried out in simple mirror configurations have been completed. With injected 20 keV beam intensities of $\approx$ 50 mA H^0 into a "target" density of 4×10^{11} cm^{-3} the trapped ion density was 5.3×10^8 cm^{-3} ($\omega_{pi}/\omega_{ci} = 1.1$) and no evidence of instability could be found.

A possibility exists for the production of a magnetic well by the self-field of a high-β electron plasma. Experiments in the ELMO facility have demonstrated the stable existence of such a high-β configuration produced by ECH. The vacuum magnetic field is a variable-ratio simple-mirror geometry, resonant for the 2 kW, 35 GHz applied heating power. The observed stability is presently attributed to line tying by the cold plasma resulting from the relatively high ambient operating pressure ($\sim 10^{-5}$ torr). Magnetic field mapping indicates that the bulk of the stored energy of the plasma, 4×10^{17} ev/cm^3, lies in an annular belt of relativistic electrons whose temperature lies between limits of 0.5 MeV, set by relaxation time, and 2 MeV, set by neutron yield from the deuteron photodisintegration reaction. Computer calculations simulating the plasma distribution yield a best fit of β of 40-60%, corresponding to a magnetic field depression of several kilogauss.

1. INTRODUCTION

Energetic ion injection experiments into open-ended magnetic traps have one distinct advantage for the production of hot, dense plasmas of interest for thermonuclear research over in situ generation of plasmas or other accumulation mechanisms. The ion distribution function is, in principle, at the disposal of the experimenter, and thus detailed comparisons with theory may be carried out. However, the hot ion density in most of the present injection experiments is limited to relatively low values apparently as a result of the onset of ion-electron instabilities [1-4]. Detailed theoretical studies of instabilities in energetic ion plasmas arising out of the "loss-cone" distribution have been made by Beasley et al. [5], who suggest the presently limiting modes can be suppressed (at least up to densities where $\omega_{pi} > n\,\omega_{ci}$) by the addition of

* Research sponsored by the US Atomic Energy Commission under contract with the Union Carbide Corporation.

** On leave of absence from the Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany.

a hot electron component to an ion plasma, when the length of the system is not too long.

Plasmas produced with electrons heated resonantly at their cyclotron frequency (ECH plasmas) [6,7,8] have, in the past, demonstrated a feasible method of generating an energetic electron component. The cold ion population of ECH plasmas can provide, as well, a large target density for charge exchange trapping of injected, energetic neutral atoms. In addition, if the target plasma density is made sufficiently dense, the local neutral density near the center of the plasma is reduced by ionization by electrons nearer the surface of the target plasma, an important bonus which reduces the charge exchange loss rate of energetic, trapped ions. It is predicted that this fortunate combination of effects can lead to high accumulated ion densities ($\sim 10^{11}$ - 10^{12} ions/cm^3) even in an ambient environment with relatively high neutral pressure ($n_o \approx 3 \times 10^9$ - 3×10^{10} cm^{-3})[9].

However, in the simple mirror geometry used previously, the neutral pressure environment (neutral density $\gtrsim 10^{12}$ cm^{-3}) required to sustain the associated cold plasma component necessary for stability of the ECH plasma against the classical flute or other low frequency instabilities [8] is too high to afford an effective target plasma. The density of energetic ions trapped in such an environment is limited by rapid charge exchange with the neutral gas as described in Section 2.

In order to provide an alternative stabilizing mechanism for the low frequency instabilities, and thus permit production of macroscopically stable plasmas at low pressures than can be sustained in a simple mirror geometry, a combination mirror-quadrupole magnetic configuration has been used to establish a magnetic well. ECH plasmas with characteristics similar to those in the simple mirror have been produced in the magnetic well geometry with a significant reduction in the ambient pressure requirements. The electron densities in this geometry approached values where $\omega_{pe} = \omega_{ce}$ (but do not exceed this criterion). The dominant component of the electron distribution has a lifetime exceeding 0.1 seconds and the largest fraction of the applied power goes into generation and heating of this group, as will be necessary in the plasmas ultimately needed.

2. ENERGETIC ION INJECTION INTO UNSTABILIZED MIRROR FIELDS

In the Second Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research at Culham [10], results of preliminary experiments in which energetic neutral atoms were injected and trapped by charge exchange with cold ions in an ECH plasma were described. Since that time, an improved beam system has resulted in injection of up to 100 mA of 20 kev H^o atoms into ECH plasmas produced in the mirror system (mirror ratio 2:1, central field 2,500 gauss) described previously. The high pressure environment required in these simple mirror ECH plasma ($n_o > 6 \times 10^{11}$ cm^{-3}) resulted in densities, limited by charge exchange, of $\lesssim 10^9$ cm^{-3} with lifetimes $\lesssim$ 100 μsecs. In Figure 1 we show the ion density in a cylindrical volume with a radius of one larmor diameter and $\frac{1}{2}$ cm long as a function of injected current up to ~ 55 mA. The axial width was established (as shown in Figure 2) by scanning a collimated silicon axis. Comparisons of these results with gas dissociation measurements indicate the ion density increased with the ECH plasma present by an amount consistent with the known atomic cross-sections and previously estimated plasma densities. In fact, from a comparison of the currents and lifetimes determined for gas dissociation trapping with those for

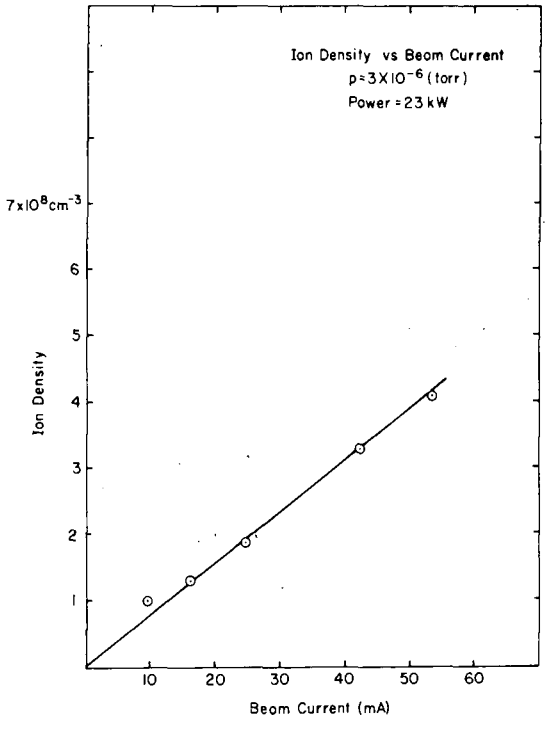


FIG.1. Accumulated energetic ion density in Interem with simple mirror configuration as a function of injected neutral atom current.

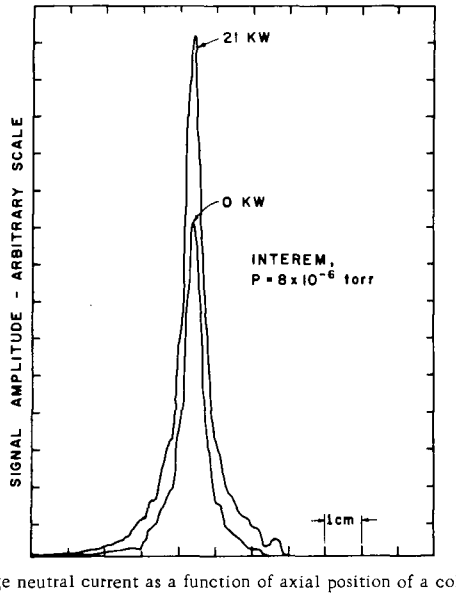


FIG.2. Charge exchange neutral current as a function of axial position of a collimated silicon barrier detector.

charge exchange trapping on cold ions in an ECH target plasma, the target density can be most accurately determined. The results of experiments with 22 kW (the maximum available power) of 10.6 Gc microwave power in the Interem facility yields the total target density as a function of indicated neutral pressure as shown in Figure 3.

The rather "classical" behavior of ion density with beam current, pressure and applied microwave power indicated stability of the accumulated ions to densities $\geq 5 \times 10^8$ cm^{-3} or where $\omega_{pi} \geq 1.2\,\omega_{ci}$. Investigation of the radio frequency spectrum confirmed the lack of radiation at ion gyrofrequency. The observed absence of instability is encouraging since the density is higher than some predicted instability thresholds in such a multi-component plasma [11,12]. Unfortunately, since the plasma is so short ($\sim \frac{1}{2}$ cm), we cannot rule out the possibility that the apparently critical ion-electron modes are suppressed because the plasma cannot support the axial wavelength required for instability [13].

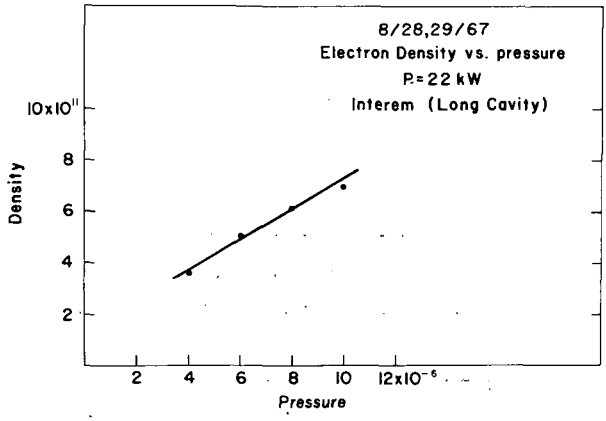


FIG.3. Target plasma density as a function of neutral pressure in Interem in a simple mirror configuration.

3. ECH PLASMAS IN A MIRROR-QUADRUPOLE SYSTEM

The desirability of extending the ion lifetime and demonstrating a more suitable target plasma (with a lower environmental neutral density) has led us to the modification of the Interem facility by the addition of quadrupole coils to produce a magnetic well. A cross-section through the vacuum chamber showing the values of magnetic field in the axial midplane is given in Figure 4, with the current in the quadrupole coils adjusted to yield electron cyclotron resonance for the applied microwave frequency (10.6 Gc) approximately midway between the axis and the radial wall. ECH plasmas with properties similar to those in simple mirrors with the same magnitude of field (i. e. density greater than 10^{11} cm^{-3} and an energetic electron component with energy ~ 200 - 300 kev) are generated with neutral densities as low as 1×10^{-11} cm^{-3} with this field configuration. No qualitative changes are observed as the field is increased until the electron cyclotron resonance surface shrinks to a point on axis. However, if this field is increased still further, a plasma cannot be produced. When the field is reduced while maintaining the same shape so that the resonant surface approaches the radial wall, the density of the stored energetic component decreases until, finally, only very cold plasmas are observed. However, at these low pressures

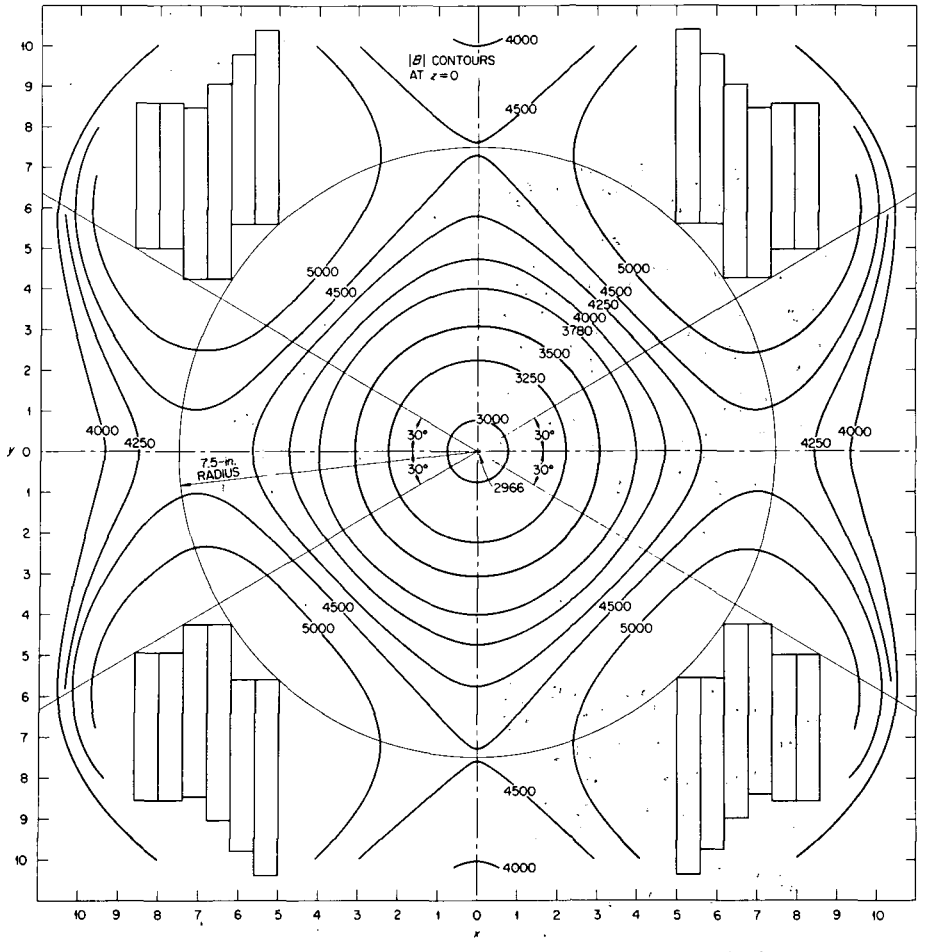


FIG.4. Cross-section through vacuum chamber in Interem mirror-quadrupole configuration showing surfaces of constant values of magnetic field. The field at which electron cyclotron resonance occurs is 3780 G.

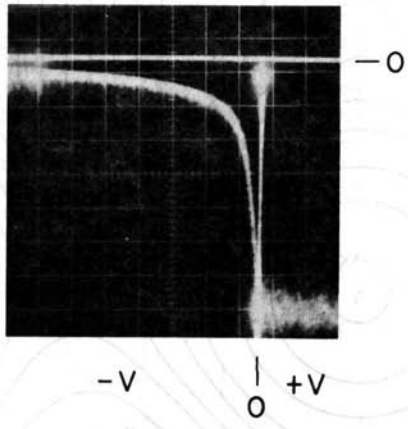
in simple mirror configuration, i. e. when the quadrupole field is not energized, a high density, steady state equilibrium does not exist (probably because of the short lifetime resulting from instabilities).

Three principal diagnostic techniques have been applied to the study of the plasmas.

3.1 "Cold" Current Measurements

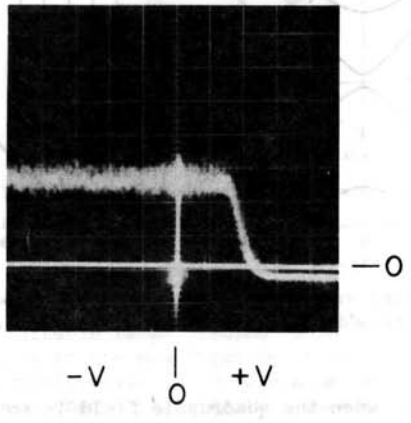
A multiple electrode probe placed on the flux line through the axis is used to monitor either ion or electron currents, both at equilibrium and during the afterglow following turnoff of the applied power. The axial energy of the emerging species may be analyzed by sweeping the voltage on one of the electrodes. Typical results at equilibrium are shown in Figures 5a and 5b. Since the probe only samples

the current leaving the plasma, all ions are accelerated by the positive space potential while only the tail of the electron distribution manages to escape. Thus, saturation ion current is detected with analyzing voltages up to the (positive) space potential while saturation electron currents are measured only with positive potentials.



(a) ELECTRON CURRENT
Vertical: 10^{-6} a/div
Horizontal: 20 v/div

FIG. 5a. Steady state electron current to multiple electrode probe as a function of retarding voltage on analyzing electrode.



(b) ION CURRENT
Vertical: 10^{-6} a/div
Horizontal: 20 v/div

FIG. 5b. Steady state ion current to multiple electrode probe as a function of retarding voltage on analyzing electrode.

A typical trace of the saturation electron current observed during the afterglow is shown in Figure 6 at a pressure of 1×10^{-6} torr * ($n_o = 2 \times 10^{11}$ cm^{-3}). These currents are observed to decay with a time constant of $\gtrsim 0.1$ sec and may persist, at some pressures, for as long as 10 secs. One can only account for these long lifetimes by assuming

* The pressure is measured with an ion gauge outside the plasma container; corrections for conductance and ion gauge sensitivity lead to the quoted atomic neutral densities. When "pressure" is quoted below, we refer to the gage reading.

the observed current is produced by ionization of the background neutral gas by the long-persisting energetic electron component. The density of energetic electrons during the decay may be directly calculated from

$$\iota = n_o n_e \langle \sigma v \rangle V$$

where ι is the measured saturation current, n_o and n_e are the neutral atom and energetic electron densities, $\langle \sigma v \rangle$ is the average ionization rate by fast electrons ($\langle \sigma v \rangle \tilde{=} 1 \times 10^{-8}$ cm^3 sec^{-1} almost independent of electron energy) and V is the volume of the flux tube. The axial extent of the plasma has not yet been measured but approximately the half-length of the distance between mirrors is used in the estimation of V.

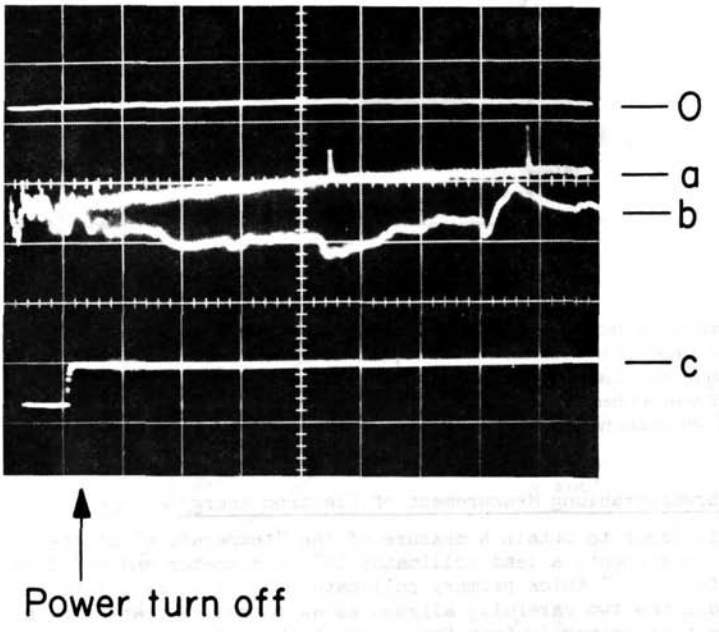


FIG.6. a. Saturation electron current to multiple electrode probe as a function of time. The time scale is 20 ms/div.
b. Saturation electron current to multiple electrode probe with a faster sweep speed. Horizontal scale 50 μs/div.
c. Applied microwave power as a function of time. Horizontal scale 50 μs/div. Power is turned off at 100 μs.

3.2 Diamagnetic Flux Measurements of Stored Energy

The interpretations of density based on the observed ionization current during the afterglow were confirmed by the measurement of the total stored plasma energy deduced from the magnetic flux change observed upon application and turn-off of the microwave power. These measurements are illustrated in the oscillogram trace shown in Figure 7. When the power is turned off, the decay time of the stored energy can be noted--and is found to follow, substantially, the saturation electron current decay also shown in Figure 7. The total stored energy is calculated assuming the plasma were a diamagnetic dipole centered on the axis. If one assumes the plasma fills a volume of 3 liters and its "temperature"

is taken from bremsstrahlung measurements, the density of the energetic component can be calculated. This density is generally a factor of two lower than the values obtained from the measurements described in Section 3.1. However, since the field curvature is not taken into account in this estimate ($W_\perp$ is not normal to the flux loop which is wound about the cylindrical chamber axis) this is good agreement with the current measurement.

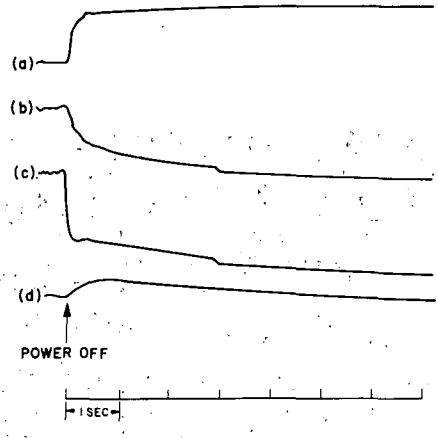


FIG. 7. Oscillogram tracing following turnoff of power on Interem mirror-quadrupole configuration.
a. Axial saturation electron current.
b. Flux change from plasma diamagnetism.
c. Rectified noise for frequencies above 16 GHz.
d. Pressure outside cavity.

3.3 Bremsstrahlung Measurement of Electron Energy

In order to obtain a measure of the "temperature" of the energetic component, a lead collimator 15" in diameter and 60" long was constructed. A 6" thick primary collimator is placed closer to the cavity, and the two carefully aligned so as to reduce scattering and to insure that primarily free-free bremsstrahlung is detected by the 3" diameter, 3" thick NaI(Tl) detector placed at the rear of the collimating system. Pulse height analysis using a 256-channel analyzer is employed to determine the energy spectrum of the emitted x-rays. Analysis of the spectrum indicates a "temperature" in the energetic component of 275 kev (assuming a Maxwellian) at a pressure of 1×10^{-6} torr using 1 kW of microwave power. The "temperature" is found to decrease with fixed power and increased pressure, as would be expected. When a saturation in density is reached (as above 1 kilowatt at 5×10^{-7} torr, see below), the "temperature" is also found to be limited and, in some cases, falls appreciably.

4. DISCUSSION

A study was carried out of the energetic electron density on axis observed at times shortly after power turnoff as a function of pressure and power and the results are presented in Figure 8. The total stored energy as a function of these parameters is shown in Figure 9. The following general features are considered significant:

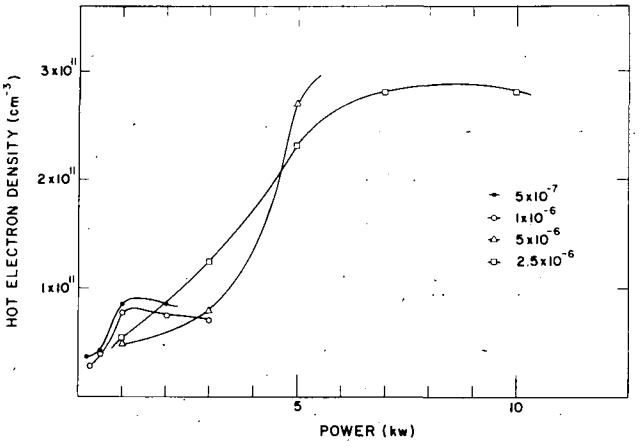


FIG.8. Energetic electron density determined from saturation electron current in afterglow as a function of power for pressures of 5×10^{-6}, 2.5×10^{-6}, 1×10^{-6}, and 5×10^{-7} torr.

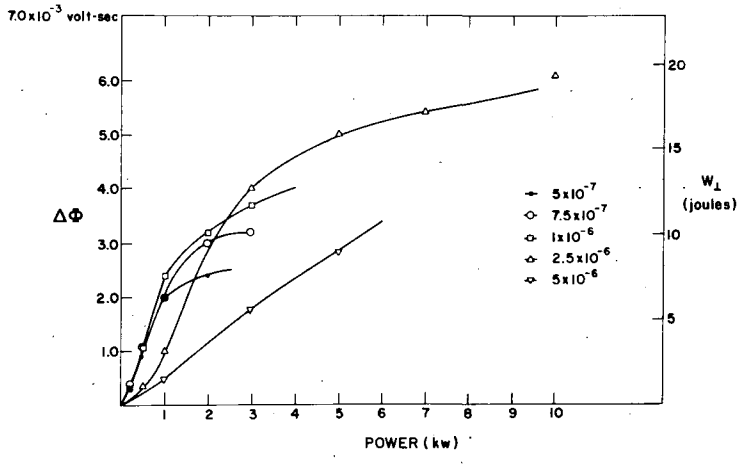


FIG.9. Measured flux change from plasma diamagnetism and inferred stored energy as a function of applied microwave power for pressures of 5×10^{-6}, 2.5×10^{-6}, 1×10^{-6}, 7.5×10^{-7}, and 5×10^{-7} torr.

(1) The increase of slope in the curves of density and stored energy versus power as the pressure is reduced reflects an increased heating efficiency and a longer confinement time for the energetic group at the lower pressures.

(2) The saturation of density at ~ 3 - 5 x 10^{11} cm^{-3} ($\omega_{pe} \sim 0.5 - 0.7\ \omega_{ce}$) can result from two possible sources:

(a) cutoff of microwave fields in the resonant region resulting in poor heating efficiency of cold electrons which are then rapidly lost; or

(b) onset of instabilities which may tend to limit the lifetime of the energetic component.

The fact that instabilities may be important in the density limitation may be inferred from an experiment performed at the lowest pressures shown. When the mirror field was raised by 20%, the density increased by a factor of three.

(3) When only the mirror fields are used, the decay time is too short (~ 100 μsec at 5 x 10^{-6} torr) to relate the observed current to the energetic component. The short lifetime has been observed in previous experiments to result from flute instability of the energetic component arising out of the loss of the cold particles which are present during equilibrium [8]. In fact, in our experiments no steady state plasma was observed in simple mirror geometry when the pressure was reduced below 5 x 10^{-6} torr, although no difficulty is encountered in producing plasmas with the quadrupole field energized at an order of magnitude lower pressure. The magnetic well geometry is, therefore, presumed to stabilize the plasma and thereby permit the long observed confinement times.

These measurements reflect a rather consistent picture of the plasma behavior as a function of neutral pressure and applied microwave power. At low power and high pressure, most of the power is deposited in cold particles which leave the confinement volume at a rapid rate by Coulomb scattering through the mirrors and cusps. As the pressure is reduced, a larger fraction of the power is deposited in the more energetic component until, at n_o = 1 x 10^{11} cm^{-3}, more than 250 watts of the applied 1 kW is found in the component with a lifetime > 0.1 sec. The lifetime of ~ 0.1 sec may be compared with the expected confinement time of a 100 kev Maxwellian plasma in a 2:1 mirror trap with a density of 3 x 10^{11} cm^{-3} (~ 0.3 secs).

Although these results suggest target plasmas may be produced which can be stabilized against flute instabilities and therefore do not require a large, cold plasma component, it is still to be established that the percentage ionization can be increased to the ratios necessary for accumulation of high ion densities ($n_e/n_o \geq 10^3$). Since instability or other processes impose a limitation of $\omega_{pe} \leq \omega_{ce}$, an increase in field, and therefore applied microwave frequency is required. The resulting increase in ionization rate per unit volume ($n_e n_o \langle \sigma v \rangle$) will still be insufficient to establish a steady state equilibrium with the present energy distribution at the higher density since the loss rate by Coulomb scattering is proportional to n_e^2. One must anticipate an increase in the temperature of the confined component or, at least, a change in the shape of the distribution so that the effective confinement time of the target plasma is increased. Experiments in which microwave power at higher frequency and the necessary higher magnetic fields will be available are presently being designed to test these concepts.

5. ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to acknowledge the work of C. E. Parker and E. A. Ferguson who carried out the extensive field calculations involved in the design of the quadrupole field. We wish especially to express our thanks to the technical staff, O. D. Matlock, C. W. Blue, and M. C. Becker. We would like, finally, to acknowledge the interest and support of A. H. Snell and H. Postma in these studies.

6. HIGH-β ELECTRON CYCLOTRON HEATING

We have been continuing the study of electron cyclotron heated plasmas in simple mirror configurations with the aim of further understanding the heating mechanism and general plasma properties of high-β hot electron plasmas. The apparatus, named "Elmo", is shown in Figure 10 and consists of a copper screen cavity surrounded by two pairs of magnetic mirror coils which allow operation with a variable mirror ratio. A system has been developed which allows simultaneous application of both 8 mm and 5 mm (36 and 55 GHz) microwave power. For the measurements to be discussed the system was operated with the magnetic field such that a resonance for the 8 mm microwave power occurred close to the throat of the mirror, while no resonance for the 5 mm microwave power occurred anywhere in the cavity. Some 8 mm resonant power was required to initiate and to maintain a discharge. However, even with very low 8 mm power levels (~ 50 W) application of 5 mm power produced a high-energy, high-β plasma, Figure 11. The stored energy was calculated from diamagnetic flux measurements, as discussed in Section 3.2, and the neutron flux was considered to originate from electron dissociation of the background deuterons. The threshold for this reaction is about 2.2 MeV. From simultaneous measurements of both these parameters the mean energy of the plasma was estimated to be in excess of 3 MeV.

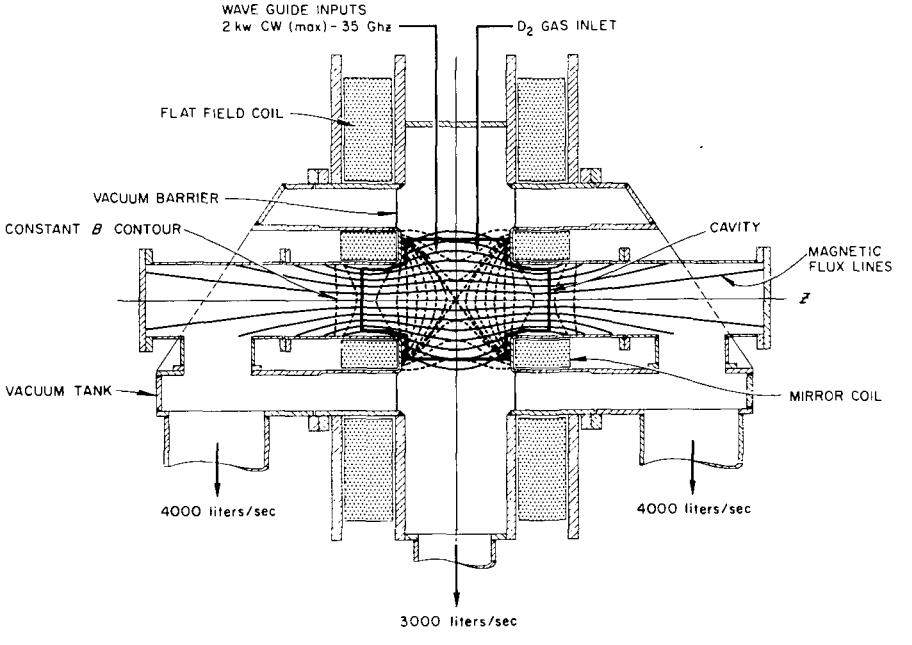


FIG. 10. Cross-section of ELMO facility.

In the region of the high-β plasma the vacuum magnetic field was about 6 kG. This was a factor of 3 too small for non-relativistic electron cyclotron resonance with the 5 mm microwave field, and for a 3 MeV electron the field was too small by a factor of 20. It is clear then that the mechanism for the production of the high energy plasma cannot be resonant microwave heating, but that the relativistic electron population must be formed by stochastic or off-resonant heating. Some resonant

heating is required to maintain a discharge and to heat the electrons to a sufficiently high energy that the off-resonant heating process can take over. However, the high-β, high-energy plasma is entirely sustained by off-resonant heating. Recent theoretical calculations support this contention [14].

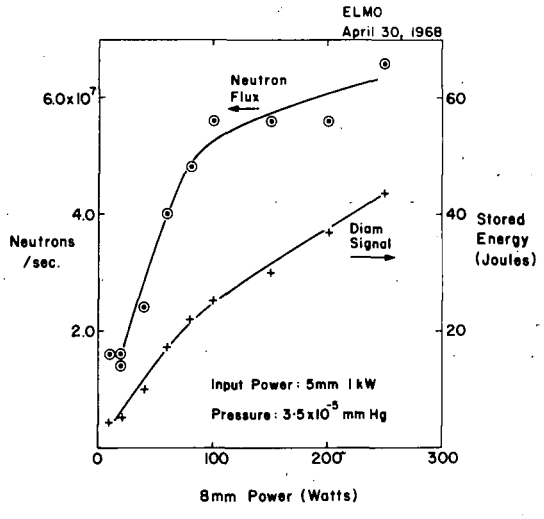


FIG. 11. Variation of neutron flux and stored energy as a function of resonant microwave power with constant off-resonant microwave power.

In the vacuum field of 6 kG, a stored energy of 150 J in the estimated plasma volume of 2.4 liters gives a β greater than 0.5, and one would expect a reversal of radial magnetic field gradient inside the plasma. However, the plasma surface is necessarily in a region of negative radial field gradient. Macrostability thus probably results from cold plasma line-tying of the high-β plasma surface and from the positive field gradient in the interior region. A study of the possibility of stabilizing the outer edge with a high order multipole field, to permit stable operation at reduced gas pressures (and thus reduced cold background plasma density), is presently under way, as is also a more detailed study of the physical extent of the high-β region.

REFERENCES

[1] D. R. Sweetman, Proceedings of International Conference on Plasma Confined in Open-Ended Geometry, Conf. 671127, Gatlinburg, Tenn. (1967).

[2] C. C. Damm, Proceedings of International Conference on Plasma Confined in Open-Ended Geometry, Conf. 671127, Gatlinburg, Tenn. (1967).

[3] J. L. Dunlap, H. Postma, G. R. Haste, and L. H. Reber, Proceedings of Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research, Culham, IAEA Vol. II, p. 67 (1966).

[4] Artemenkov, et. al., Proceedings of Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research, Culham, IAEA Vol. II, p. 45 (1966).

[5] C. O. Beasley, R. A. Dory, W. M. Farr, G. E. Guest, and D. J. Sigmar, Proceedings of International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion, Novosibirsk, Paper CN-24/G-11 (1968).

[6] R. A. Dandl, A. C. England, W. B. Ard, H. O. Eason, M. C. Becker, and G. M. Haas, Nuclear Fusion 4, p. 344 (1964).

[7] Consoli, Proceedings of Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research, Culham, IAEA Vol. II, p. 483 (1966).

[8] W. B. Ard, R. A. Dandl, and R. F. Stetson, Phys. Fluids 9, p. 1498 (1966).

[9] R. A. Dandl, G. E. Guest, and N. H. Lazar, "ORNL Target Plasma Program", ORNL-4080 (1967).

[10] W. B. Ard, R. A. Dandl, A. C. England, G. M. Haas, and N. H. Lazar, Proceedings of Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research, Culham, IAEA Vol. I, p. 153 (1966).

[11] L. S. Hall, W. Heckrotte, and T. Kamash, Phys. Rev., p. 139, A1117 (1965).

[12] W. M. Farr and R. E. Budwine, Phys. Fluids 11, p. 883 (1968).

[13] G. E. Guest and R. A. Dory, Phys. Fluids 8, p. 1853 (1965).

[14] H. Grawe, private communications.

DISCUSSION

L. I. ARTEMENKOV: In the quadrupole magnetic trap you obtained a plasma density of 10^{12} cm^{-3} using a high-frequency generator. What is the lifetime of fast trapped protons (20 keV) in such a plasma?

N. H. LAZAR: We have not yet injected energetic atoms into the magnetic well geometry.

F. PREVOT: In the quadrupole magnetic well of the ECH experiment, what are the values of the ion temperature (T_i) and of the cold electron density which is still present (n_{ec})?

N. H. LAZAR: We have been unable to measure the cold ion temperature accurately, but our measurements so far show that the ions are certainly colder than 100 eV. In the magnetic well, the ratio $n_{ec}/n_{eH} \leqslant 1/10$ at the lowest pressures.

D. R. SWEETMAN: In the high-β experiments with two frequencies applied, do you need the on-resonance power merely to initiate the plasma or is it necessary to maintain it?

N. H. LAZAR: The resonant power is required to maintain the plasma by heating the cold electrons produced by ionization more efficiently than can be done by the off-resonant power. This is demonstrated by the behaviour of the plasma when the resonant power is turned off. Although the plasma lasts longer with only non-resonant power than if all power is shut off, it eventually goes out.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Р.А.ДЕМИРХАНОВ, Г.Л.ХОРАСАНОВ и
И.К.СИДОРОВА
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ГКАЭ СССР,
СУХУМИ,
СССР

Abstract — Аннотация

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF PLASMA STABILITY IN A STRONG HIGH-FREQUENCY ELECTRIC FIELD. The authors studied the behaviour of a thermally ionized caesium plasma in a high-frequency electric field. The following problems relating to the interaction between high-frequency fields and a plasma were investigated experimentally: (1) The effect of a high-frequency longitudinal current on the amplitude of drift oscillations occurring spontaneously in a bounded magnetized plasma; (2) Excitation of low-frequency plasma oscillations by high-frequency currents flowing in the plasma; and (3) Collisionless plasma heating by a powerful high-frequency electric field. The experimental conditions were as follows: plasma density (1-5) $\times 10^{10}$ cm^{-3}; initial temperature $T_e \sim T_i \sim 0.2$ eV; degree of ionization 20-30%; longitudinal constant magnetic field 2000-4000 Oe; natural drift oscillation level $e\varphi/T \sim 10^{-2}$. A variable electric voltage at frequencies ranging from 0.3 to 20 Mc/s was applied to the end electrodes of a Q-machine, so that a longitudinal high-frequency current was excited in the plasma. It was found that a high-frequency electric field of 0.1 - 0.3 V/cm, in which the electron oscillation speed is (2-6) $\times 10^6$ cm/s ($V_{Ti} \ll U_0 < V_{Te}$), substantially reduces the level of the natural drift oscillations of the plasma, the frequency of the first harmonic of the drift oscillations increasing by 20% while the initial plasma parameters change insignificantly. Suppression of the drift oscillations is accompanied by excitation in the plasma of a new low-frequency branch of oscillations. The frequencies of these oscillations lie within the range characteristic of ionic sound and its harmonics, and are not dependent on the strength of the magnetic field. As the strength of the high-frequency field rises to above 0.3 V/cm, the plasma drift oscillations remain suppressed and the intensity of the ion-sound oscillations excited by the high-frequency current increases. The development of ion-sound waves in the plasma leads to a substantial change in the plasma parameters. At the same time, the electron temperature of the plasma reaches several electron-volts. The observed heating is probably connected with the collective processes which occur in the plasma as a high-frequency current passes through it. Evidence in favour of this idea is provided by the anomalously high active resistance of the plasma to the passage of the high-frequency current. The authors measure the dependence of the amplitude and frequency of the first harmonic of the ion-sound oscillations on the frequency of the h. f. field. The experimental data indicate that the efficiency of turbulent plasma heating rises with increasing h. f. field frequency.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ. Проведено исследование поведения термически ионизованной цезиевой плазмы в высокочастотном электрическом поле. Экспериментально изучались вопросы: 1) влияние ВЧ-продольного тока на амплитуду дрейфовых колебаний, самопроизвольно возникающих в ограниченной замагниченной плазме; 2) возбуждение низкочастотных колебаний плазмы при протекании в ней ВЧ-токов; 3) бесстолкновительный нагрев плазмы сильным ВЧ-электрическим полем. Эксперименты проводились при условиях: плотность плазмы $(1 \div 5) \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$; начальная температура $T_e \sim T_i \sim 0{,}2$ эв, степень ионизации 20-30%, продольное постоянное магнитное поле $2000 \div 4000$ эрстед, уровень собственных дрейфовых колебаний плазмы $e\varphi/T \sim 10^{-2}$. Переменное электрическое напряжение, варьируемое в диапазоне частот $0{,}3 \div 20$ Мгц, прикладывалось к торцевым электродам Q-машины, так что в плазме возбуждался продольный ВЧ-ток. Обнаружено, что электрическое ВЧ-поле напряженностью $0{,}1 \div 0{,}3$ в/см, в котором осцилляторная скорость электронов составляет $(2 \div 6) \cdot 10^6$ см/сек, ($v_{T_i} \ll u_0 < v_{T_e}$), существенно понижает уровень собственных дрейфовых колебаний плазмы. Частота первой гармоники дрейфовых колебаний увеличивается на 20%, а начальные параметры плазмы меняются незначительно. Подавле-

ние дрейфовых колебаний сопровождается возбуждением в плазме новой низкочастотной ветви колебаний. Частоты этих колебаний лежат в диапазоне характерных частот ионного звука и его гармоник, они не зависят от напряженности магнитного поля. При увеличении напряженности ВЧ-поля выше 0,3 в/см дрейфовые колебания плазмы остаются подавленными, а интенсивность возбуждаемых ВЧ-током ионно-звуковых колебаний возрастает. Развитие ионно-звуковых волн в плазме приводит к существенному изменению параметров плазмы. Электронная температура плазмы достигает нескольких электроновольт. Наблюдаемый нагрев, по-видимому, связан с коллективными процессами, развивающимися в плазме при прохождении ВЧ-тока. Об этом свидетельствует аномально большое активное сопротивление плазмы прохождению ВЧ-тока. Измерена зависимость амплитуды и частоты первой гармоники ионно-звуковых колебаний от частоты ВЧ-поля. Экспериментальные данные показывают, что эффективность турбулентного нагрева плазмы растет с повышением частоты ВЧ-поля.

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде теоретических работ, выполненных за последние годы, рассматривались вопросы кинетической устойчивости плазмы, находящейся в высокочастотных (ВЧ) электромагнитных полях. Исследование спектров колебаний плазмы в однородном высокочастотном поле было проведено в работе [1]. Вопросы поведения неоднородной замагниченной плазмы в ВЧ-электромагнитных полях изучены в работах [2-5]. При этом были выявлены возможности использования высокочастотных полей для стабилизации дрейфовых неустойчивостей.

Экспериментальные исследования кинетической устойчивости замагниченной плазмы в ВЧ-электромагнитных полях в настоящее время только начинаются на сравнительно простых установках типа Q-машины.

В данном докладе изложены некоторые результаты исследования устойчивости термически ионизованной цезиевой плазмы в сильном ВЧ-поле, полученные в Сухумском физико-техническом институте Государственного Комитета по использованию атомной энергии СССР. Аналогичные модельные эксперименты проводятся в Физико-техническом институте Академии Наук Украинской ССР [6].

В проведенных нами экспериментах исследовалось влияние продольного ВЧ-тока на кинетическую устойчивость замагниченной плазмы Q-машины. Условия эксперимента были выбраны такими, при которых электрическое поле можно считать сильным ($eE/m\Omega_0 \gg v_{Ti}$) и однородным, а также можно пренебречь магнитной составляющей ВЧ-поля.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальная установка схематически показана на рис. 1. Она представляет собой типичную Q-машину с одним накаленным ионизатором. Ниобиевый ионизатор (d = 2,5 см) нагревался до температуры $\sim 2000°$ K, что обеспечивало термоэмиссию электронов, достаточную для получения плазмы с плотностью $10^{10} - 10^{11}$ см$^{-3}$. При этом цезий ионизовался на горячей поверхности ниобия. Длина плазменного шнура ограничивалась металлической холодной пластиной, установленной на расстоянии 25 см от ионизатора.

Постоянное продольное магнитное поле напряженностью до 5000 эрстед создавалось соленоидом. Неоднородность поля на рабочем участке составляла не более 1%.

Рабочий вакуум в системе поддерживался на уровне $1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.

Высокочастотное напряжение ($f_0 = 0{,}3 \div 20$ Мгц) прикладывалось к торцевым электродам Q-машины, так что в плазме возбуждался продольный ВЧ-ток.

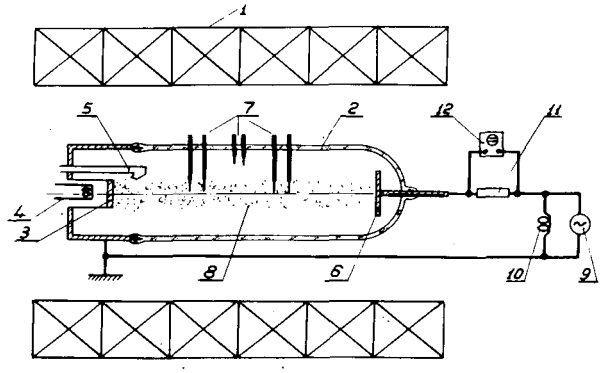


Рис.1. Схема установки:
1 – соленоид; 2 – стеклянная камера; 3 – ионизатор; 4 – подогреватель; 5 – напылитель; 6 – коллектор; 7 – ленгмюровские зонды; 8 – плазменный шнур; 9 – ВЧ-генератор; 10 – индуктивный шнур; 11 – токовое сопротивление; 12 – осциллограф.

Плотность плазмы и электронная температура измерялись одиночными и двойными ленгмюровскими зондами, расположенными в центральном сечении рабочей камеры. Колебания плазмы регистрировались этими же зондами и анализировались по спектру с помощью панорамных анализаторов в диапазоне частот 1 – 200 кгц.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты проводились при следующих параметрах: плотность плазмы составляла $1 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, начальная температура плазмы – $T_e \sim T_i \sim 0{,}2$ эв, степень ионизации – $20 \div 30\%$, продольное постоянное магнитное поле – $2000 \div 4000$ эрстед.

В плазме с указанными параметрами в отсутствие внешних возмущений наблюдалась неустойчивость. Она проявлялась в виде колебаний потенциала и плотности плазмы. Наблюдались гармонические колебания, интенсивность которых спадала с ростом номера гармоники. Частота первой наблюдаемой гармоники находилась в диапазоне $f \sim 13 \div 15$ кгц при $H \approx 3000$ эрстед. Частоты колебаний изменялись при варьировании магнитного поля пропорционально $1/H$. Амплитуды колебаний были максимальны на границе шнура ($r \approx R$) и достигали уровня: $\frac{e\varphi}{T} \sim \frac{n'}{n} \sim 10^{-2}$. Неустойчивость наблюдалась в условиях, весьма близких к условиям экспериментальных работ [7-9], в которых подобная неустойчивость классифицируется как дрейфовая (дрейфово-диссипативная).

Протекание ВЧ-продольного тока в неустойчивой плазме приводило к подавлению амплитуды колебаний при превышении осцилляторной скорости

электронов u_0 величины порядка $2 \cdot 10^6$ см/сек, т.е. при $u_0 \gg v_{T_i}$ ($v_{T_i} = 5 \cdot 10^4$ см/сек, $v_{T_e} = 3 \cdot 10^7$см/сек при $T_e = T_i = 0{,}2$ эв). Такую скорость электроны набирали в переменном электрическом поле напряженностью 0,1 в/см ($f_0 = 15$ Мгц). С ростом величины напряженности электрического ВЧ-поля амплитуда дрейфовых колебаний падала, а частота колебаний увеличивалась (рис. 2, 3). Максимальное ослабление амплитуды в первой гармонике этих колебаний составляло ~20 децибелл. Оно достигалось при увеличении напряженности ВЧ-поля до 0,3 в/см ($u_0 = 6 \cdot 10^6$см/сек). При этом сдвиг частоты первой гармоники колебаний составлял $\Delta f \approx 3$ кгц, т.е. ~20% от основной частоты. Зондовые измерения показывают, что в ВЧ-полях напряженностью $0{,}1 \div 0{,}3$ в/см начальные параметры термически ионизованной плазмы (температура, профиль плотности) не претерпевают существенных изменений. Этот факт свидетельствует в пользу того, что подавление амплитуды колебаний обусловлено наличием ВЧ-поля.

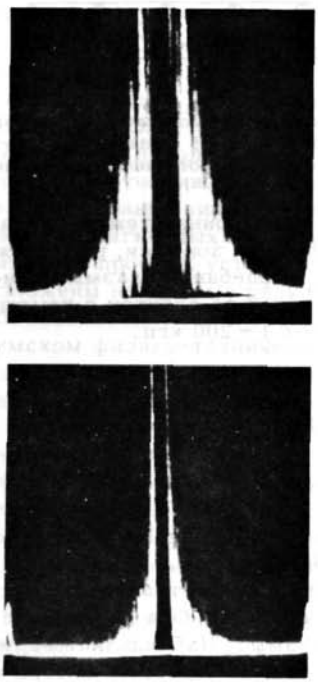


Рис.2. Спектры колебаний плазмы в диапазоне частот 20 – 200 кгц в отсутствие ВЧ-поля (верхний снимок) и при наложении на плазму ВЧ-электрического поля напряженностью 0,3 в/см (нижний снимок):
$n = 3 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$; $H = 3000$ эрстед; $f_0 = 15$ Мгц.

На рис. 4 показаны спектры колебаний, регистрируемые ленгмюровскими зондами, один из которых был расположен на границе ($r \approx R$) шнура (рис. 4а), а другой – на оси шнура (рис. 4б). Из приведнных спектрограмм следует, что подавление колебаний на границе шнура сопровождается возбуждением в плазме новой низкочастотной ветви колебаний [10-12]. Амплитуда этих колебаний была максимальна на оси шнура,

частоты колебаний лежали в диапазоне характерных частот ионного звука и его гармоник, они не зависели от напряженности магнитного поля. При увеличении напряженности ВЧ-поля выше 0,3 в/см дрейфовые колебания плазмы оставались подавленными на уровне ~20 децибелл, а интенсивность возбуждаемых током низкочастотных колебаний возрастала (рис. 4, осциллограммы 4а, 4б). Аналогичные колебания наблюдались авторами работ [13,14] в термической плазме при протекании в ней "надкритического" ($j \gg nec_s$) постоянного тока и были отнесены к ионно-звуковым. Однако, спектр колебаний, возбуждаемых ВЧ-током, отличался от спектра колебаний, возбуждаемых при пропускании постоянного тока через плазму, существенно большей амплитудой колебаний и сдвигом основной

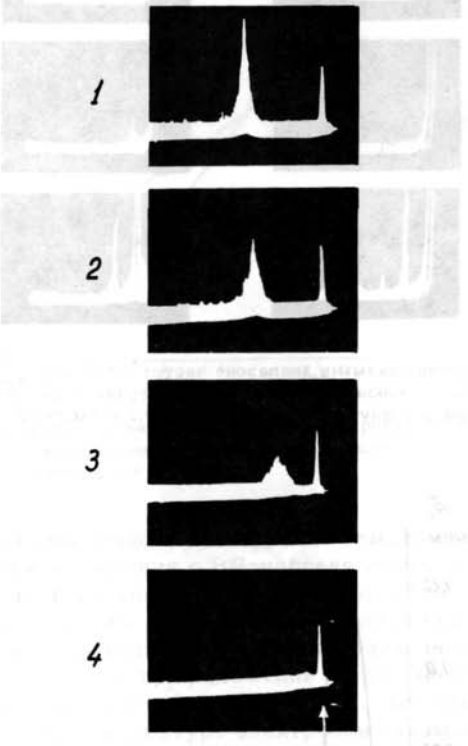


Рис.3. Спектрограммы, иллюстрирующие изменение амплитуды и частоты первой гармоники (f_1 = 13 кгц) дрейфовых колебаний в ВЧ-электрических полях:
1 – E = 0; 2 – E = 0,1 в/см; 3 – E = 0,2 в/см; 4 – E = 0,3 в/см; $n = 3 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$; H = 3000 эрстед, f_0 = 15 Мгц.
Стрелкой показана калибровочная метка 17 кгц.

гармоники звука и ее обертонов в сторону больших частот (рис. 5). Зависимость амплитуды A_1 и частоты f_1 первой гармоники ионного звука от частоты внешнего высокочастотного поля Ω_0, амплитуда которого поддерживалась постоянной на уровне E = 1 в/см, представлена на рис. 6. Она свидетельствует о повышении температуры электронной компоненты плазмы с ростом частоты внешнего поля. В самом деле, увеличение частоты ионного звука в нашем случае может быть связано с нагревом

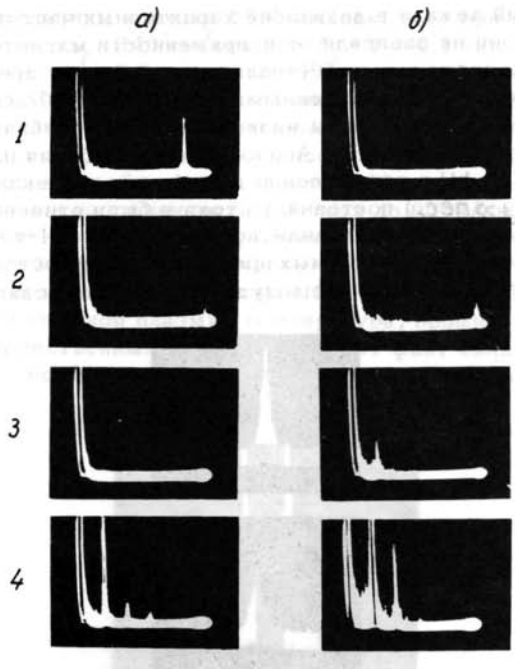


Рис.4. Спектры колебаний плазмы в диапазоне частот 1 – 18 кгц:
а) Сигнал с ленгмюровского зонда, расположенного на границе шнура ($r \approx R$); б) Сигнал с зонда, расположенного на оси шнура. 1 – E = 0; 2 – E = 0,2 в/см; 3 – E = 0,3 в/см; 4 – E = 0,5 в/см.

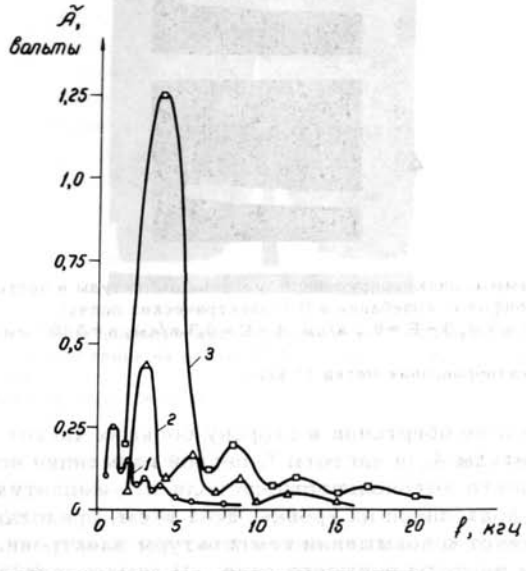


Рис.5. Спектры колебаний потенциала плазмы на оси шнура:
$1 - f_0 = 0$; $2 - f_0 = 5$ Мгц; $3 - f_0 = 15$ Мгц; $n = 1 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$; H = 3500 эрстед; E = 1 в/см.

электронов ($f \sim \sqrt{\frac{T_e}{M}}/L$). Таким же образом объясняется возрастание амплитуды колебаний потенциала плазмы, если допустить, в соответствии с результатами эксперимента [14], что установившаяся амплитуда ионно-звуковых колебаний порядка T_e/e.

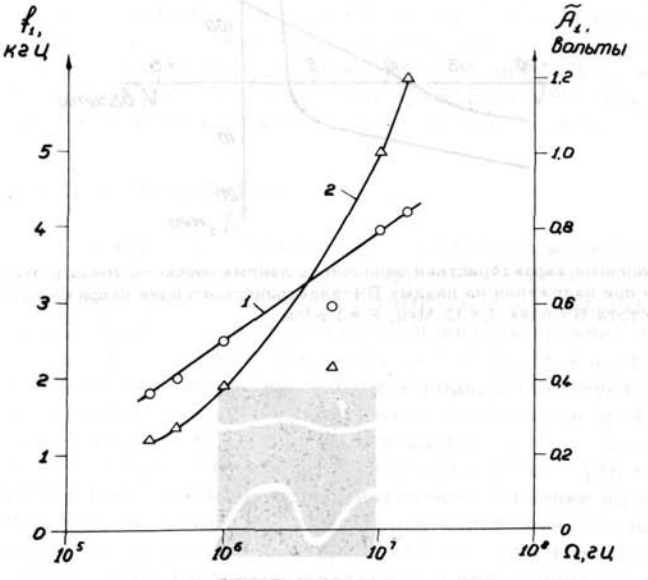


Рис.6. Зависимость частоты (кривая 1) и амплитуды (кривая 2) первой гармоники ионно-звуковых колебаний от частоты внешнего переменного поля:
$n = 1 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$; H = 3500 эрстед; E = 1 в/см.

Проведенные нами зондовые измерения температуры электронов подкрепляют эти представления о ВЧ-нагреве плазмы. Было установлено, что с ростом частоты внешнего ВЧ-поля вольтамперные характеристики одиночного и двойного ленгмюровских зондов существенно видоизменяются. Одна из типичных характеристик одиночного зонда в отсутствие ВЧ-поля (кривая 1) и при наложении на плазму ВЧ-поля, с амплитудой 1 в/см (кривая 2), представлена на рис. 7. Определенная по наклону характеристики зонда температура электронов плазмы достигала нескольких электронвольт при частотах 5÷20 Мгц. Заметим, что в постоянных электрических полях нагрев плазмы не превышал 0,4÷0,5 электронвольт.

Можно предполагать, что наблюдаемый нагрев электронов связан с коллективными процессами, развивающимися в плазме при прохождении тока [15]. Турбулентный нагрев плазмы током обычно сопровождается аномально большим сопротивлением прохождению тока [16]. Аналогичный эффект наблюдается в нашем эксперименте. На рис. 8 приведены осциллограммы ВЧ-напряжения и тока в плазме. Из них следует, что при малых напряженностях поля (осциллограммы 1-3, рис. 8) ток в плазме носит индуктивный характер. При E = 1 в/см ВЧ-ток, достигнув критической величины, оказывается чисто омическим и ограниченным по амплитуде большим сопротивлением плазмы (осциллограмма 4, рис. 8). Эффективная частота соударений электронов в плазме, оцененная по формуле

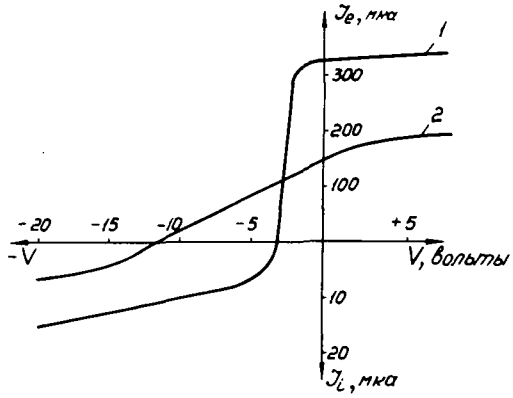


Рис.7. Типичные характеристики одиночного ленгмюровского зонда в отсутствие ВЧ-поля (кривая 1) и при наложении на плазму ВЧ-электрического поля напряженностью 1 в/см (кривая 2). Частота ВЧ-поля f_0= 15 Мгц; E = 1 в/см.

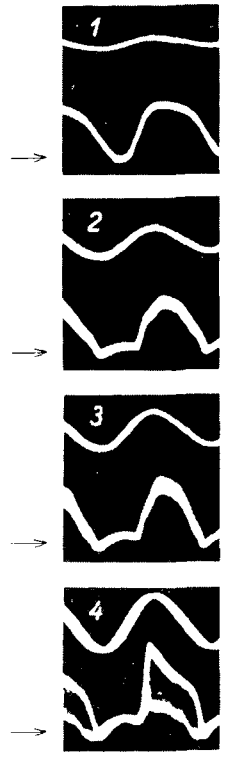


Рис.8. Осциллограммы ВЧ-напряжения (верхний луч) и ВЧ-тока в плазме (нижний луч): 1 – E = 0,25 в/см; 2 – E = 0,5 в/см; 3 – E = 0,75 в/см; 4 – E = 1 в/см. Частота ВЧ-поля – 500 кгц. Запуск развертки осциллографа – многократный. Стрелкой указан нулевой уровень ВЧ-тока.

$\nu_{эфф} = eE/mu_0$ оказывается в этом случае равной $\nu_{эфф} \sim 10^8 - 5\cdot10^8$ сек$^{-1}$, т.е. намного превышает частоту кулоновских соударений при $T_e \sim 0{,}2$ эв и $n \sim 5\cdot10^{10}$ см$^{-3}$ ($\nu_{ei} \sim 10^7$ сек$^{-1}$). Колебания плотности плазмы, происходящие с частотой ионного звука, приводили к низкочастотной модуляции амплитуды ВЧ-тока. Этому соответствует размазывание токового сигнала на рис. 8 (осциллограмма 4), полученного при многократном запуске развертки осциллографа. Отметим, что наблюдаемое на осциллограммах однополупериодное выпрямление ВЧ-тока обусловлено наличием эмитирующей поверхности только на одном торце Q-машины. В этих экспериментах второй торцевой электрод – коллектор не нагревался.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выше были изложены эксперименты на простейшей модели, в которых выяснялись стабилизирующие и дестабилизирующие свойства сильных ВЧ-электрических полей. Проведенные эксперименты свидетельствуют о том, что с помощью ВЧ-полей можно существенно понизить уровень дрейфовых колебаний плазмы. Поскольку в описанных экспериментах напряженность магнитного ВЧ-поля была мала, наблюдаемое подавление неустойчивости плазмы можно было бы связать с принципами стабилизации дрейфовой неустойчивости сильным ВЧ-электрическим полем, разработанными в работе [2]. Согласно представлениям, изложенным в работе [2], сильное ВЧ-электрическое поле оказывает дополнительное давление на плазму, под действием ВЧ-поля происходит увеличение напряженности поля в дрейфовой волне и ее частоты. С увеличением частоты возрастает затухание дрейфовых волн на тепловых электронах и неустойчивость подавляется. Однако, результаты данного эксперимента не укладываются в рамки теории [2]. Подавление неустойчивостей дрейфового типа, согласно [2], происходит при частотах $\Omega_0 \gg \frac{k_z}{k}\omega_{pe}$ (при $\Omega_0 \ll \frac{k_z}{k}\omega_{pe}$ ВЧ-поля действуют дестабилизирующим образом). В наших экспериментах подавление дрейфовой неустойчивости наблюдалось в диапазоне частот $\omega_{др.} \ll \Omega_0 \ll \frac{k_z}{k}\omega_{pe}$. Это обстоятельство, по-видимому, требует для пояснения наблюдаемой стабилизации привлечения другого механизма.

Остановимся теперь на ионно-звуковых колебаниях и ВЧ-нагреве плазмы. Существование низкочастотных колебаний в плазме, находящейся в сильном ВЧ-электрическом поле, было предсказано в работе [1]. Авторы этой работы показали, что при $u_0 = \frac{eE}{m\Omega_0} > v_{Te}$, $\omega < \omega_{pe}$ в плазме раскачиваются колебания с длиной волны, большей амплитуды осцилляций электронов ($\frac{k\tilde{u}_0}{\Omega_0} \ll 1$). Колебания являются аналогом ионно-звуковых колебаний, раскачиваемых в неизотермической плазме. Данные настоящей работы могут служить основанием для предположения о том, что наблюдаемая низкочастотная ветвь колебаний в сильном ВЧ-поле относится к предсказываемой теорией [1]. Условие $\frac{k\tilde{u}_0}{\Omega_0} \sim \frac{u_0}{\lambda\Omega_0} \ll 1$ в нашем случае выполняется при $\Omega_0 \sim 10^7 \div 10^8$, т.е. именно для тех частот, при

которых наблюдается резкое возрастание амплитуды низкочастотных колебаний (рис. 6). Однако, следует отметить, что условие $U_0 > V_{Te}$ остается невыполненным в этих экспериментах: осцилляторная скорость электронов на два порядка превышала тепловую скорость ионов v_{T_i}, но не достигала v_{T_e}.

Согласно представлениям, изложенным в работах [17,18], турбулентный нагрев плазмы происходит в результате развития в ней интенсивных ионно-звуковых колебаний. На основе этих представлений можно попытаться качественно объяснить наблюдаемое в эксперименте повышение температуры плазмы с ростом частоты ВЧ-поля. С увеличением частоты ВЧ-поля уменьшается амплитуда осцилляций электронов ($a_0 = eE/m\Omega_0^2$), что может приводить к раскачке более коротковолновых колебаний, удовлетворяющих неравенству $\frac{\bar{k}\bar{U}_0}{\Omega_0} \ll 1$. Эти колебания, обладая большой запасенной энергией, передают ее заряженным частицам в результате рассеяния частиц на волнах. К сожалению, вопросы турбулентного ВЧ-нагрева плазмы еще не рассматривались теоретически, хотя в этом случае, по-видимому, могут быть выявлены новые возможности.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных экспериментов можно резюмировать следующим образом:

1. Показано, что протекание в плазме продольного ВЧ-тока приводит к существенному подавлению амплитуды дрейфовых колебаний, самопроизвольно возникающих в ограниченной замагниченной плазме.

2. При достаточно сильных ВЧ-электрических полях ($U_0 = \frac{eE}{m\Omega_0} \gg V_{T_i}$) в плазме возбуждается новая ветвь колебаний, которая может быть отнесена к ионно-звуковой.

3. При развитии в плазме, находящейся в ВЧ-поле, интенсивных ионно-звуковых колебаний наблюдается турбулентный нагрев плазмы, эффективность которого растет с повышением частоты ВЧ-поля.

В заключение авторы благодарят А.К.Геворкова, А.Г.Кирова, Ф.М.Некрасова, А.Ф.Попова, Л.И.Рудакова и В.П.Сидорова за полезные замечания при обсуждении результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] АЛИЕВ, Ю.М., ГОРБУНОВ, Л.М., СИЛИН, В.П., УОТСОН, Х., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf., Culham, 1965) IAEA, Vienna 1 1966, p. 659.
[2] ФАЙНБЕРГ, Я.Б., ШАПИРО, В.Д., ЖЭТФ 52 (1967) 293.
[3] ДЕМИРХАНОВ, Р.А., ГУТКИН, Т.И., ЛОЗОВСКИЙ, С.Н., ЖЭТФ (в печати).
[4] ИВАНОВ, А.А., РУДАКОВ, Л.И., ТЕЙХМАНН, И., ЖЭТФ 53 (1967) 1690.
[5] НЕКРАСОВ, Ф.М., ЖТФ (в печати).
[6] ФАЙНБЕРГ, Я.Б., УФН 93 (1967) 593.
[7] D'ANGELO, N., MOTLEY, R.W., Phys. Fluids 6 (1963) 4.
[8] LASHINSKY, H., Phys. Rev. Letters 12 (1964) 121.
[9] БУЧЕЛЬНИКОВА, Н.С., ЖЭТФ 46 (1964) 1147.
[10] DEMIRKHANOV, R.A., KHORASANOV, G.L., et al., Proc. 8-th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (Vienna, 1967) IAEA, 1967, p. 174.
[11] ДЕМИРХАНОВ, Р.А., ХОРАСАНОВ, Г.Л., СИДОРОВА, И.К., ЖЭТФ, Письма в ред. 6 (1967) 861.

[12] ДЕМИРХАНОВ, Р.А., Доклад на II-ом Междунар. коллоквиуме по взаимодействию стационарных и бегущих волн с плазмой, Сакле, Франция, 1968.
[13] RYNN, N., Phys. Fluids 5 (1962) 635.
[14] БУЧЕЛЬНИКОВА, Н.С., САЛИМОВ, Р.А., ЭЙДЕЛЬМАН, Ю.И., Ядерный синтез 6 (1966) 255.
[15] ЗАВОЙСКИЙ, Е.К., Атом. энергия 14 (1963) 56.
[16] ФАНЧЕНКО, С.Д., ДЕМИДОВ, Б.А., ЕЛАГИН, Н.И., РЮТОВ, Д.Д., ЖЭТФ 46 (1964) 497.
[17] РУДАКОВ, Л.И., КОРАБЛЕВ, Л.В., ЖЭТФ 50 (1966) 220.
[18] ЗАВОЙСКИЙ, Е.К., РУДАКОВ, Л.И., Атом. энергия 23 (1967) 417.

DISCUSSION

R.M. SINCLAIR: Do you know if and how the plasma cools after the r.f. current is switched off?

G.L. KHORASANOV: The r.f. current has not been switched off suddenly to look for such effects.

S.J. BUCHSBAUM: Was there no heating of the electrons by the high-frequency field in the region where stabilization was found?

G.L. KHORASANOV: Probe measurements indicated that there was no substantial change in the plasma temperature at the comparatively moderate high-frequency field strengths ($E \sim 0.1 - 0.3$ V/cm) at which stabilization began to be apparent.

G. BRIFFOD: What was the relationship between the amplitude of the stabilizing electric field and the frequency?

G.L. KHORASANOV: To our surprise, we observed suppression of oscillations over a wide frequency range, and particularly for $\Omega_0 \ll k_z/k\ \omega_{pe}$.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С УДЕРЖИВАЮЩИМ ЕЕ ВЧ-БЕГУЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

М.Л.ЛЕВИН и К.В.ХОДАТАЕВ
РАДИОТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН СССР,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

INTERACTION OF A PLASMA WITH THE CONTAINING HIGH-FREQUENCY TRAVELLING MAGNETIC FIELD. In the "Delta" toroidal device the authors have used a single high-frequency travelling field to produce a plasma column in quasi-stationary conditions. Its magnetohydrodynamic equilibrium and stability are theoretically and experimentally investigated. Provided the longitudinal drift current excited in the plasma by the travelling wave high-frequency field does not disturb the column equilibrium, so that the column is established near the axis of the toroidal chamber, the energy lifetime and temperature of the electrons increase (electron temperature 40 eV at an electron concentration of 10^{14} $см^{-3}$). Very good agreement is observed between calculation and experiment. In most cases the skin layer is approximately 0.3 - 0.6 cm. However, in certain conditions the radial amplitude distribution of the high-frequency field is non-monotonic, with clearly pronounced maxima. The magnetic field amplitude at the surface of the column is 500 Oe, the generator frequency 2.5 Mc/s and the length of the generator pulse 300 μs. The large diameter of the toroidal chamber is 10 cm, the small diameter 9 cm.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С УДЕРЖИВАЮЩИМ ЕЕ ВЧ-БЕГУЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ. На тороидальной установке "Дельта" с помощью только одного высокочастотного бегущего поля получен плазменный шнур в квазистационарном режиме. Теоретически и экспериментально исследованы его магнитогидродинамическое равновесие и устойчивость. В тех случаях, когда продольный дрейфовый ток, возбуждаемый в плазме ВЧ-полем бегущей волны, не нарушает равновесия шнура, так что шнур располагается вблизи оси тороидальной камеры, энергетическое время жизни и температура электронов возрастают (электронная температура 40 эв при электронной концентрации 10^{14} $см^{-3}$). Наблюдается весьма хорошее совпадение расчета с экспериментом. В большинстве случаев скин-слой равен приблизительно 0,3÷0,6 см. Однако в определенных условиях распределение амплитуды ВЧ-поля по радиусу шнура носит немонотонный характер с ясно выраженными максимумами. Амплитуда магнитного поля на поверхности шнура 500 э, частота генератора 2,5 Мгц, длительность импульса генератора 300 мксек. Большой диаметр тороидальной камеры равен 10 см, малый — 9 см.

Известно [1], что проводящий цилиндр, помещенный в поле такой бегущей магнитной волны, что на его поверхности

$$H_z = \tilde{H}_s \cos(\omega t + \kappa z) \qquad (1)$$

устойчив по отношению к возмущениям, характерное время развития которых много меньше периода ВЧ-поля. Однако, при взаимодействии ВЧ-бегущего поля с плазмой в ней возбуждается квазистационарный дрейфовый ток [2, 3].

Распределение плотности дрейфового тока по сечению плазменного шнура, в общем случае, сложно и зависит от многих факторов [4]. В случае симметричного расположения шнура относительно оси системы, дрейфовый ток протекает, в основном, в скин-слое. Величина дрейфового тока может достигать таких значений, что его необходимо учитывать в

вопросах устойчивости шнура, а в случае тороидальности – и в вопросах его равновесия.

На рис. 1 изображено графически решение уравнения равновесия, в котором учтено расталкивающее действие дрейфового тока и газового давления, а также возвращающая сила усредненного давления ВЧ-бегущего магнитного поля. Это уравнение устанавливает зависимость между радиусом шнура a и смещением шнура Δ относительно средней линии системы при известных параметрах κ, R, I/U (κ – волновой вектор бегущей волны магнитного поля; R – большой радиус тора; I – полный дрейфовый ток; U – напряжение на резонансной системе, в которой возбуждается бегущая волна, его величина определяет абсолютное значение амплитуды магнитного поля). При $I \neq 0$ шнур всегда смещен относительно средней линии тора.

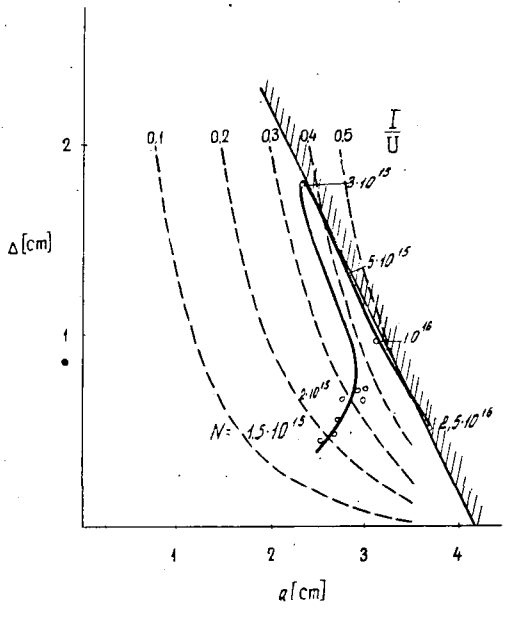


Рис.1. - - - - - - расчетная зависимость смещения Δ оси плазменного шнура относительно средней линии тора от радиуса шнура a для различных значений параметра I/U. —o—o—o— измеренные значения a и Δ при различной погонной концентрации N.

Решение уравнения устойчивости цилиндрического шнура в магнитном поле бегущей волны и продольного тока, приведенного в [5], показано на рис. 2. Система обладает множеством ветвей, соответствующих акустическим волнам. Фазовая скорость распространения акустических колебаний вдоль цилиндра больше скорости звука u_s в безграничной среде. В рамках сделанных предположений эти колебания заведомо устойчивы. Однако, не учитываемая в расчете ВЧ-компонента магнитного давления на поверхности может в случае резонанса вызвать резонансную раскачку акустических колебаний.

Наиболее опасна с точки зрения неустойчивости нижняя ветвь возмущений с $m = 0$ (m – азимутальное волновое число). Чем больше отношение

$\bar{H}_s/\tilde{H}_s$ ($\bar{H}_s$ — магнитное поле дрейфового тока, $\tilde{H}_s$ — амплитуда магнитного поля бегущей волны), тем шире область неустойчивости.

Из рис. 1 и рис. 2 следует, что для тороидального шнура возмущения с m = 0 при малых ka будут сопровождаться возмущениями с m = 1. Поскольку инкременты возмущений m = 0 значительно меньше инкрементов возмущений m = 1 (для малых ka), то в процессе деформации тороидального шнура a и Δ должны быть связаны между собой уравнением равновесия. На рис. 3 изображено перемещение внешней и внутренней (по отношению к центру тока) границ шнура по мере развития деформации. Видно, что наибольшие возмущения следует ожидать на внутренней границе и почти полное отсутствие на внешней.

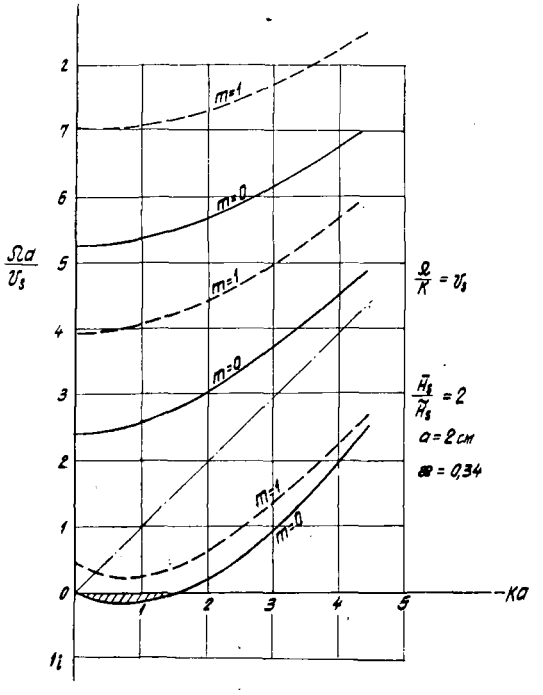


Рис. 2. Дисперсионная зависимость для плазменного шнура, удерживаемого ВЧ-полем $\tilde{H}_s$ бегущей волны и полем $\bar{H}_s$ продольного тока, протекающего по его поверхности: m, k, Ω — азимутальное число, продольный волновой вектор и частота возмущения; V_s — скорость звука в безграничной плазме.

Дисперсионные кривые рис. 2 приведены для частного значения параметра $\bar{H}_s/\tilde{H}_s$, который поддерживать постоянным на эксперименте не удается. Поэтому удобно пользоваться границей устойчивости наиболее опасного возмущения, определяемой параметром I/U, легко контролируемым на опыте. При расчете этой границы дополнительно к [5] учитывались конечность скин-слоя и локальное изменение индуктивности резонансной системы при возмущениях шнура. Зависимость значений I/U, соответствующих границе устойчивости в функции от a, изображена на рис. 4. Здесь же показаны линии минимального расстояния между границей шнура, находящегося в равновесии, и поверхностью колбы с радиусом

r_k . Заштрихованная линия соответствует касанию шнура поверхности колбы.

В этих расчетах продольный ток считается независимым от $\widetilde{H}_s$. В реальной системе этот ток имеет дрейфовое происхождение и зависит от многих величин. Численное решение уравнений Максвелла совместно с обобщенным законом Ома при граничном условии (1) на поверхности неподвижного плазменного цилиндра показало [6], что параметром, определяющим величину $\overline{H}_s / \widetilde{H}_s$, является величина

$$\chi = \frac{\sqrt{\sigma}\,\widetilde{H}_s\,k}{ne\sqrt{4\pi\omega}} \qquad (2)$$

σ – проводимость, e, n – заряд и концентрация электронов.

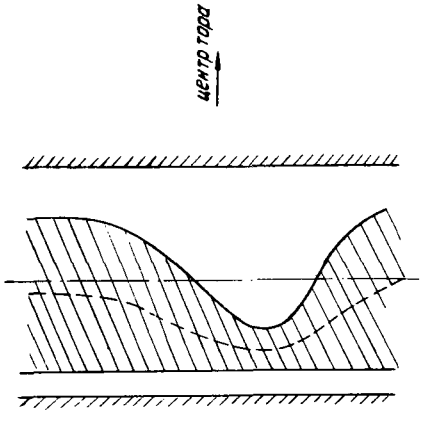


Рис.3. Качественный вид ожидаемой деформации в торе.

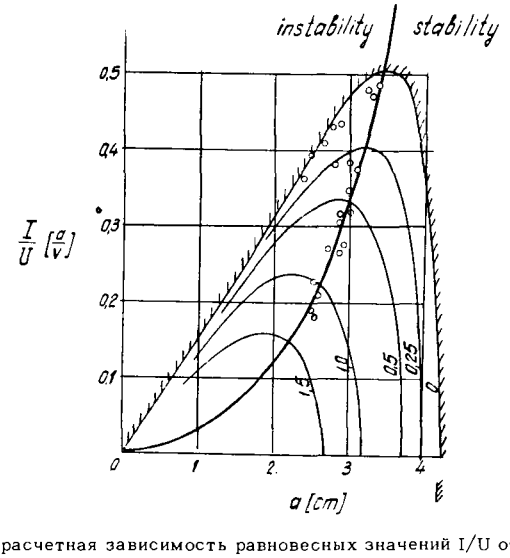


Рис.4. ——— расчетная зависимость равновесных значений I/U от радиуса шнура a. Цифрами обозначено минимальное расстояние от шнура до стенки камеры.
——— расчетная зависимость значений I/U, соответствующих границе устойчивости (m = 0) от радиуса шнура a.
o o o измеренные значения I/U и a при различных N.

Расчетная зависимость $\bar{H}_s/\tilde{H}_s(\chi)$ показана на рис. 5. С ростом χ $\bar{H}_s/\tilde{H}_s$ достигает максимума и спадает. Если принять, что $\sigma = \beta_0 T_e^{3/2}$, $n = \frac{N}{\pi a^2}$, $nkT_e = \frac{\tilde{H}_s^2}{16\pi} + \frac{\bar{H}_s^2}{8\pi}$, $T_e \gg T_i$, $\tilde{H}_s = \tilde{H}_s(U, a)$, то видно, что $\chi = \chi(U, N, a)$. N – погонная концентрация.

Эксперимент проводился на установке "Дельта". Разрядная камера установки, представляющая собой кварцевый тор с большим диаметром 70 см и малым 9 см, откачивается электроразрядным титановым насосом. Водород непрерывно натекает в камеру через палладиевый фильтр, производительность которого определяет необходимое начальное давление в диапазоне от $5\cdot10^{-4}$ до $5\cdot10^{-2}$ тор. Для удаления сорбированного газа со стенок разрядной камеры применен достаточно мощный ВЧ-индукционный разряд в непрерывном режиме. Это позволило опустить погонную концентрацию N в основном разряде до 10^{15} см$^{-1}$, вместо $3\cdot10^{16}$ см$^{-1}$, достигаемой ранее. ВЧ-поле бегущей волны создается в замедляющей резонансной системе многофазным автогенератором с установленной мощностью 50 Мвт на частоте 2,3 Мгц. Длина волны и фазовая скорость в замедляющей системе равны 18 см и $5\cdot10^7$ см/сек. Амплитуда поля около 500 э, длительность импульса – 300 мксек.

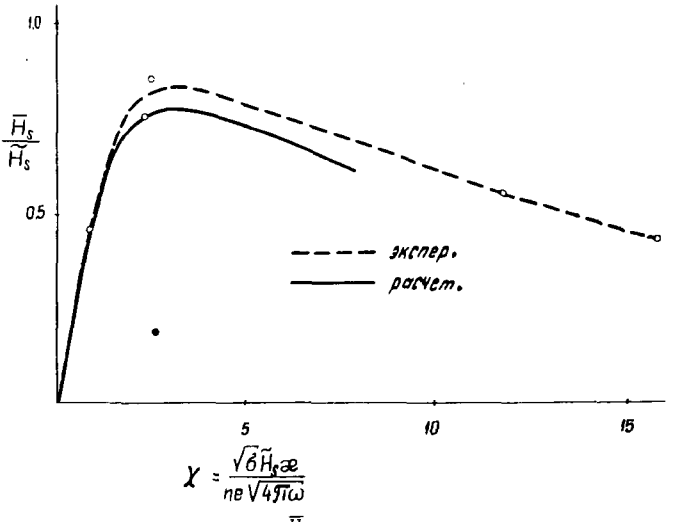


Рис.5. ——— расчетная зависимость $\frac{\bar{H}_s}{\tilde{H}_s}$ от параметра нелинейности χ.
о о о измеренные значения величины $\frac{\bar{H}_s}{\tilde{H}_s}$ и параметра χ при различной погонной концентрации.

С помощью магнитных зондов измерялось распределение по малому сечению тора. Максимум плотности тока в скин-слое принимался за границу шнура, и таким образом определялись a и Δ. В случае, когда шнур неустойчив, то для a и Δ находились усредненные во времени значения. Так как возмущения носили характер всплесков на среднем фоне, то сделать это было нетрудно. Величины a и Δ, измеренные при различных N, показаны на диаграмме рис. 1, а соответствующие им электронная концентрация (n – в шнуре и $\bar{n}$ – средняя по сечению) и электронная темпе-

ратура T_e, определяемая по суммарному магнитному давлению – на рис. 6. Средняя электронная концентрация контролировалась с помощью фазомеров с длиной волны 2 мм и 8 мм. Ионная температура считалась малой. Суммарный ток I измерялся с помощью пояса Роговского. Измеренные значения $\frac{I}{U}$ (а) показаны на диаграмме рис. 4.

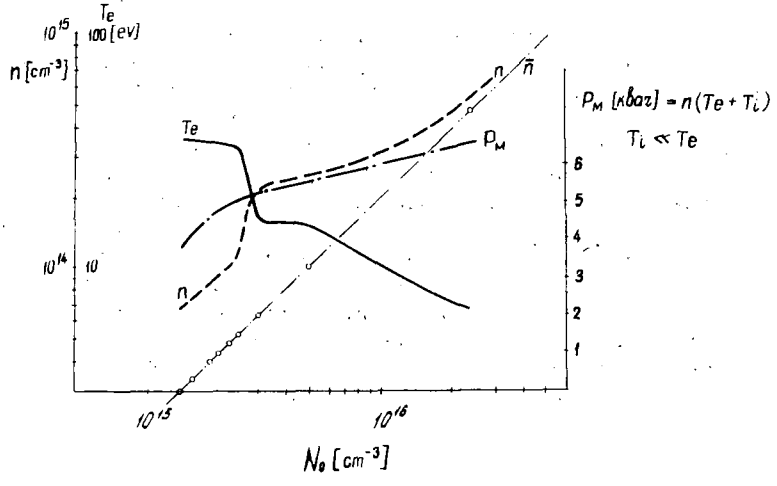


Рис. 6. Экспериментальные зависимости полного магнитного давления $p_м$ (— — — — —), электронной концентрации n (- - - - - - -), средней электронной концентрации $\bar{n}$ (— · — · —), электронной температуры T (————) от погонной концентрации N.

По мере снижения погонной концентрации N шнур сжимается и смещается относительно оси так, чтобы касаться стенки камеры. При этом концентрация и температура шнура меняется мало. Когда N становится ниже некоторого значения, происходит качественное изменение состояния шнура. Шнур отходит от стенки и минимальное расстояние между шнуром и стенкой увеличивается, достигая значения, большего 1 см. Электронная температура скачком увеличивается до 30-40 эв, меняясь при дальнейшем снижении N мало. Энергетическое время жизни

$$\tau_* \approx \frac{\frac{3}{2} Nk(T_e + T_i + u)}{P_\sim}$$

(u – потенциал ионизации, $P_\sim$ – погонная ВЧ-мощность) увеличивается при нарушении контакта более чем на порядок.

Измеренным значениям a и Δ соответствуют расчетные значения I/U, определяемые уравнением равновесия. На рис. 7 сопоставлены расчетные и измеренные значения $\frac{I}{U}(N)$. Наблюдающееся хорошее совпадение свидетельствует о том, что равновесие действительно обеспечивается без участия стенок разрядной камеры с помощью исключительно магнитного давления. Измеренные величины позволили построить экспериментальную зависимость $\frac{\bar{H}_s}{\bar{\bar{H}}_s}(X)$ в упомянутых выше предположениях (рис. 5). Расчетные значения $\frac{\bar{H}_s}{\bar{\bar{H}}_s}$ мало отличаются от измеренных, что

подтверждает правильность наших представлений о происхождении дрейфового тока.

Пока шнур касается стенки, неустойчивости не наблюдается. В оторванном состоянии возникают неустойчивости. Измерения с помощью магнитных зондов ВЧ-поля и поля дрейфового тока, а также фотографирование с помощью скоростного фоторегистратора показали, что возмущения действительно имеют вид, предсказанный теорией (рис. 3). Сопоставление осциллограмм $\tilde{H}$ получаемых с зондов, расположенных на различном расстоянии вдоль разрядной камеры, показало, что возмущения имеют характерный размер около 20 см. Возмущения возникают в виде отдельных всплесков на общем спокойном фоне. Это объясняется тем, что система находится вблизи границы устойчивости.

Действительно, измеренные значения I/U после отрыва шнура весьма близко соответствуют расчетной границе устойчивости (рис. 4).

Можно предположить, что в оторванном состоянии именно неустойчивости играют основную роль в энергетическом балансе системы. Радиус шнура принимает такое значение, при котором система, находясь вблизи границы устойчивости, может сбрасывать излишки энергии.

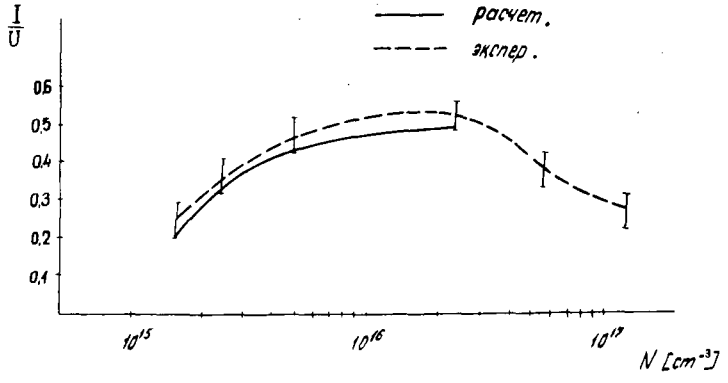


Рис. 7. ——— расчетная зависимость значений I/U, соответствующие равновесному состоянию шнура.
– – – – измеренные значения I/U при различной погонной концентрации N.

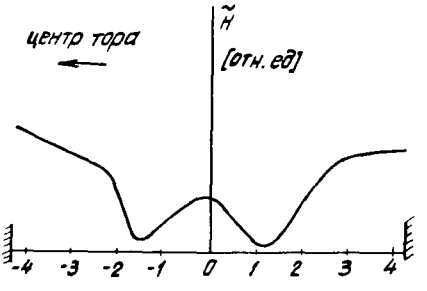


Рис. 8. Типичный вид ненормального распределения амплитуды магнитного поля $\tilde{H}$ по сечению разрядной камеры, возникающего при малых значениях погонной концентрации N.

Изложенные выше результаты расчетов основаны на предположении о малости скин-слоя, получающегося при хорошей проводимости. Это условие соблюдается в большинстве исследуемых режимов. Однако по мере уменьшения N распределение ВЧ-поля по сечению начинает отклоняться от нормального. При малых N распределение носит немонотонный характер. Наиболее часто наблюдаемое распределение имеет один максимум на оси шнура, но иногда наблюдаются два и три максимума (рис. 8).

Когда поле на оси превышает значение $0{,}3\,\widetilde{H}_s$, наблюдаются сильные флуктуации амплитуды поля на оси и заметные флуктуации границы шнура.

Возникновение максимумов поля внутри шнура еще не нашло своего объяснения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ОСОВЕЦ, С.М., Сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций" 4 стр. 3.
[2] АНДРЕЕВ, В.Г., и др., Международная конференция по физике плазмы и управляемому синтезу, доклад CN 10/250, Зальцбург, 1961.
[3] БОРЗУНОВ, Н.А.,и др., ДАН СССР 152 3 (1963) 581.
[4] БРЕУС, С.Н., и др., Plasma physics and controlled nuclear fusion research 1 1966, p. 537.
[5] ВОЛКОВ, Т.Ф., ЖТФ 30 в. 5 (1960) 497.
[6] ИМШЕННИК, В.С.,и др., Доклад на Всесоюзном совещании по магнитной гидродинамике, Рига, 1966.

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ВЫТЯНУТЫХ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ПЛАЗМЕННОГО ЦИЛИНДРА

Л.В.ДУБОВОЙ и В.Д.ДЯТЛОВ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ
им. Д.В.ЕФРЕМОВА, ЛЕНИНГРАД,
СССР

Abstract — Аннотация

HIGH-FREQUENCY STABILIZATION OF ROTATING PLASMA CYLINDER PERTURBATIONS ALONG A MAGNETIC FIELD. We have studied the effect of a longitudinal high-frequency current on the dynamics of long-wave in a plasma cylinder in an axial magnetic field. To excite the instability we rotated the plasma in quasi-stationary shear fields. The spatial and time characteristics of the instability were measured with a system of Langmuir probes. We found that with amplitudes of the HF current magnetic field B_φ greater than a certain critical value B_k, the discharge instability vanishes. This effect of instability suppression has a threshold, and the magnitude of B_k satisfies the condition $B_k/B_z \sim \text{const} < K_z/K_\varphi$. We discuss different mechanisms which may explain this phenomenon; in particular, a possible mechanism in these experiments may be a shorting of the polarization fields in the perturbation which occurs with periodic rotation of the total magnetic field vector relative to the wave vector K_z.

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ВЫТЯНУТЫХ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ПЛАЗМЕННОГО ЦИЛИНДРА. Изучалось воздействие продольного высокочастотного тока на динамику развития длинноволновых неустойчивостей в плазменном цилиндре в аксиальном магнитном поле. Для возбуждения неустойчивости использовалось вращение плазмы в скрещенных квазистационарных полях. Измерение пространственных и временных характеристик неустойчивости производилось с помощью системы ленгмюровских зондов. Обнаружено, что при амплитудах магнитного поля ВЧ-тока B_φ, бóльших некоторого критического значения B_k, неустойчивость разряда исчезает. Эффект подавления неустойчивости носит пороговый характер, величина B_k удовлетворяет условию $B_k/B_z \sim \text{const} < k_z/k_\varphi$. Обсуждаются различные механизмы наблюдавшегося явления, в частности, возможный в опытах механизм закорачивания полей поляризации в возмущении при периодическом вращении вектора суммарного магнитного поля относительно волнового вектора k_z.

В связи с успешным использованием ВЧ-полей для стабилизации гидромагнитной винтовой и токово-конвективной неустойчивости плазмы в магнитном поле [1, 2] представляется весьма заманчивым применение ВЧ-полей для разработки методов подавления кинетических неустойчивостей плазмы, являющихся наиболее опасными в современных термоядерных ловушках [3]. При этом одним из важных преимуществ использования ВЧ-методов стабилизации может оказаться легко достижимая локализация быстропеременных электромагнитных полей в области пограничного слоя плазма – вакуум, где градиенты плотности и температуры, приводящие к появлению широкого класса дрейфовых неустойчивостей, имеют максимальное значение.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию эффекта воздействия ВЧ-тока на неустойчивость плотной ($\omega_0^2/\omega_{ce}^2 > 1$) плазмы в

мощном пеннинговском разряде. Хорошо известно, что плазма, создаваемая в таких разрядах, характеризуется наличием низкочастотной неустойчивости дрейфового типа, наблюдаемой в широком диапазоне значений плотности n_0, давлений нейтрального газа p_0, напряженностей продольного магнитного поля B_z и токов разряда I_0. Как показывают многочисленные эксперименты, неустойчивость пеннинговского разряда сопровождается аномально большой поперечной диффузией частиц.

Конструкция использованной в опытах разрядной колбы и электрическая схема ее питания аналогичны [4]. Блок-схема установки приведена на рис. 1.

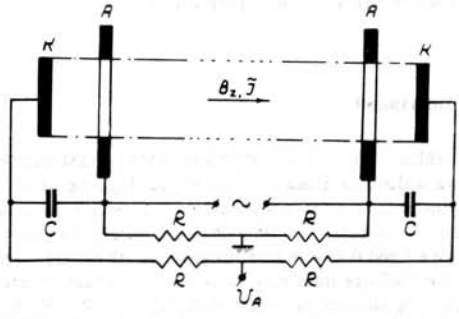


Рис. 1. Блок-схема установки:
A – аноды; K – катоды; R – ограничивающие сопротивления; C – емкости развязки.

Пайрексовая разрядная колба диаметром 10 см помещалась в однородное магнитное поле $B_z = 0{,}5 - 3$ кэ. Длина плазменного столба между анодами $L = 40$ см, диаметр однородной части плазмы $2d = 4$ см, ток разряда $I_0 = 1 - 5$ а, питание разряда осуществлялось от источника напряжения $U_d = 5 - 10$ кв через систему ограничительных сопротивлений $R = 1 - 5$ ком. После зажигания разряда разность потенциалов на его электродах не превышала 100 эв.

Высокочастотный генератор, создававший продольный ток $\tilde{J} = \tilde{I}_0 \cos(\omega t)$ с амплитудным значением $\tilde{I}_0 = 0 - 100$ а и $\omega = 3{,}6 \cdot 10^7$ сек$^{-1}$, присоединялся непосредственно к анодам A. Сопротивления R и емкости $C = 3000$ pF служили для ограничения величины постоянного тока и для разделения цепей источников питания I_0 и $\tilde{I}_0$.

Рабочий газ – водород. Диапазон начальных давлений в опытах $p_0 = 2 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Основная часть измерений выполнена при $p = 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

В качестве методов измерений в опытах использовались подвижные зонды Ленгмюра и просвечивание плазмы трехсантиметровым СВЧ-сигналом. Связанные с неустойчивостью разряда колебания плотности плазмы n_1 и колебания потенциала в области границы плазма – вакуум определялись по переменной составляющей сигнала на зондах. Флуктуация параметров разряда также хорошо фиксировались по изменению амплитуды прошедшего и отраженного СВЧ-сигнала.

Проведенные при $\tilde{I} = 0$ измерения показали, что в условиях опыта $n_0 \simeq (1 - 2) \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$, $T_e \sim 50$ эв, $T_i \leq 0{,}1$ эв. В соответствии с данными [5]

$\omega_{ce}\tau_e \gg 1$, $\omega_{ci}\tau_i > 1$, $\lambda_l \gg L$, $\lambda_i \sim d$ во всем диапазоне использованных в опытах параметров плазмы.

Измеренный с помощью зонда, помещенного в центральной части колбы в точке $r = d = 2$ см, спектр колебаний азимутальной компоненты электрического поля E_φ состоял из квазигармонических низкочастотных пульсаций с частотой повторения $\Omega = (5-9)\cdot 10^5$ сек$^{-1}$. На рис. 2 приведена измеренная в опытах временная зависимость величины флуктуаций E_φ. Величина Ω слабо зависела от B_z (монотонный рост с увеличением B_z) и от p_0. Амплитуда колебаний плотности плазмы n_1 в области пограничного слоя достигала нескольких процентов от равновесного значения n_0 и монотонно спадала к центру разряда. В опытах всегда выполнялось неравенство $\Omega \ll \omega_{ci} \ll \omega$.

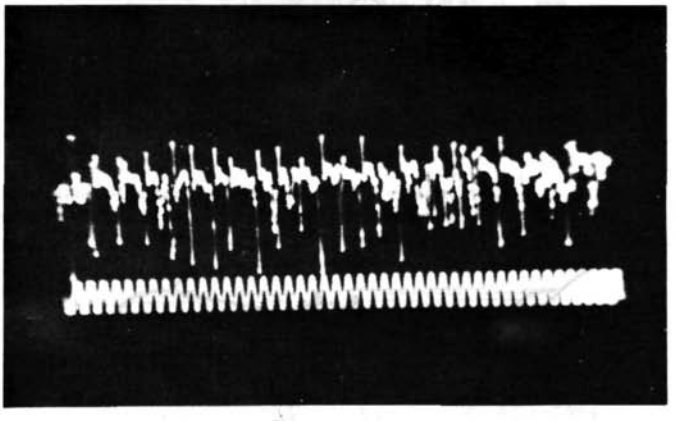


Рис. 2. Верхний луч – азимутальная составляющая электрического поля неустойчивости, нижний луч – калибровочная кривая (частота 200 кгц).

Определенная с помощью системы зондов форма возмущения плотности плазмы n_1 носит вид вытянутого вдоль образующей цилиндра образования с поперечными размерами $1/k_\varphi \sim \delta \sim \frac{a}{4}$ и $k_z/k_\varphi \approx 10^{-2}$.

Схематический вид возмущения плотности на поверхности плазменного цилиндра и пространственная ориентация электрических и магнитных полей и токов в опытах приведена на рис. 3(а) и 3(б).

Для полноты картины необходимо рассмотреть вопрос о возможном механизме, ответственном за наблюдаемые колебания. Так как в использованной конструкции разрядных электродов с двумя эквипотенциальными анодами продольный постоянный ток в центральной части А – А отсутствует, в условиях опыта исключается низкочастотная токово-конвективная неустойчивость. Несмотря на наличие вращения плазменного цилиндра в скрещенных B_z и E_r полях, отрицательный знак направления E_r затрудняет возникновение гравитационной желобковой неустойчивости [6], так как требует для ее возбуждения слишком больших отношений E_r/B_z.

Наличие оторванного от стенок сильно неоднородного по радиусу шнура плазмы, выполняемые в условиях опыта неравенства, $\Omega < \omega_{ci}$, $k_z/k_\varphi \ll 1$, $a/L \ll 1$, $\omega_{ci}\tau_i \gtrsim 1$, и сопоставление приведенных

выше параметров плазмы в разряде с данными расчетов [3] и результатами измерений [7] позволяют использовать, по-видимому, единственную оставшуюся возможность и считать, что наблюдаемые колебания можно отнести к классу дрейфовых, а неустойчивость разряда отождествить с дрейфово-диссипативной [3].

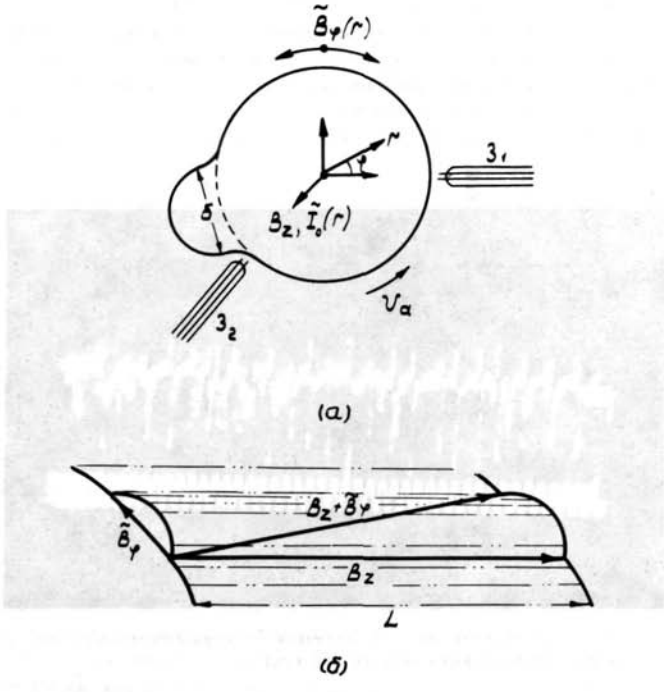


Рис.3. Схематический вид возмущения плотности на поверхности плазменного цилиндра и ориентация полей и токов в плазме:
(а) – сечение шнура в плоскости, перпендикулярной оси z; (б) – вид сбоку.

Осциллограммы рис. 4(а) и 4(б) показывают характер воздействия высокочастотного продольного тока $\tilde{I}$ на амплитуду флуктуаций плотности $n_1(t)$ в разряде. Верхний луч – $n_1(t)$, нижний – огибающая амплитудных значений тока $\tilde{I}_0$. Осциллограммы получены при $B_z = 1200$ э, $p_0 = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., $\tilde{I}_0 = 7{,}5$ а и $\tilde{I}_0 = 20$ а для 4(а) и 4(б) соответственно. Видно, что с ростом тока $\tilde{I}$ характеризующая степень неустойчивости разряда амплитуда колебаний плотности в области границы разряда падает и восстанавливается аксиальная симметрия плазменного столба. Предварительные измерения показывают, что в момент стабилизации возрастает градиент плотности плазмы в области переходного слоя плазма-вакуум.

На рис. 5 приведена полученная в опытах зависимость $n_1(\tilde{I}_0)$ при двух значениях $B_z = 1200$ э и $B_z = 2170$ э. Видно, что эффект стабилизации носит ярко выраженный пороговый характер. Критическое значение амплитуды ВЧ-тока $\tilde{I}_c$, соответствующее уменьшению величины n_1 в e раз по отношению к n_1 при $\tilde{I}_0 = 0$, растет приблизительно по линейному закону с увеличением B_z. В момент стабилизации амплитуда флуктуаций попе-

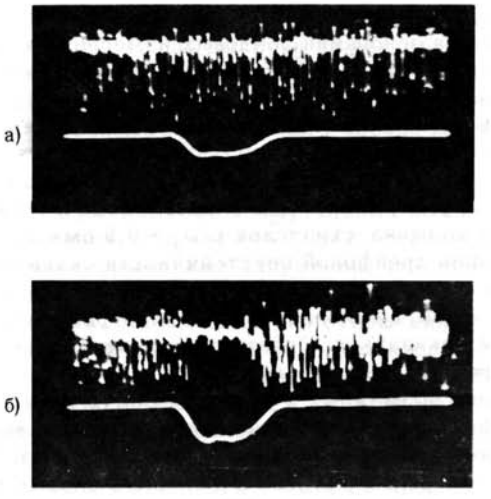


Рис.4. Воздействие ВЧ-тока $\tilde{J}$ на амплитуду флуктуаций плотности n_1 в разряде. $B_z = 1200$ э, $p_0 = 1{,}8 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст., $I_0 = 2$ а. Верхний луч – $n_1(t)$, нижний – огибающая амплитуды ВЧ-тока $\tilde{I}_0$. а) – $\tilde{I}_0 \sim 7{,}5$ а; б) – $\tilde{I}_0 \sim 20$ а. Длительность импульса ВЧ-тока – 50 мксек.

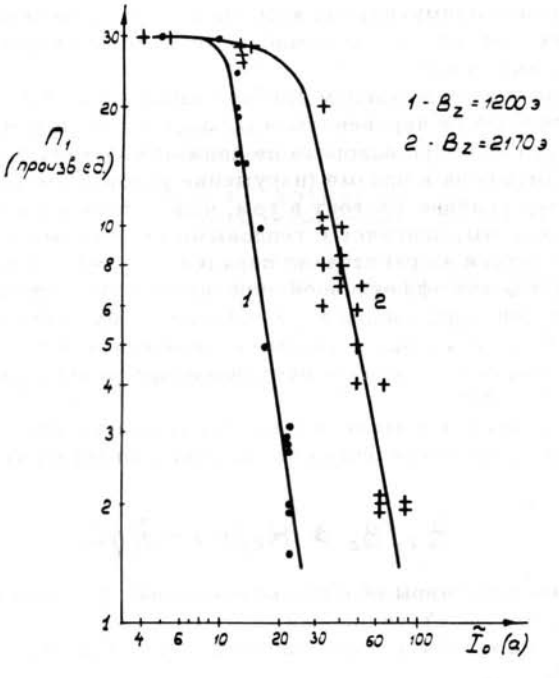


Рис.5. Зависимость амплитуды флуктуаций n_1 плотности плазмы в разряде пеннинга от амплитуды ВЧ-тока $\tilde{I}_0$. Угловая частота изменения тока во времени $\omega = 3{,}6 \cdot 10^7$ сек$^{-1}$. Условия опыта те же, что и на рис.4.

речных электрических полей E_φ и колебаний плотности n падает в 20-30 раз. Проведенные на основании зондовых измерений качественные оценки показывают, что при $\tilde{I}_0 > \tilde{I}_c$ радиальный поток частиц в области локальных выбросов плазмы также сильно падает.

Совокупность приведенных данных свидетельствует о сильном стабилизирующем воздействии продольного ВЧ-тока на неустойчивость пеннинговского разряда. Следует отметить, что в условиях, когда $\tilde{I}_0 \| B_z$, должен наблюдаться эффект сильного сканирования ВЧ-тока [1]. Для $\omega\tau_e \gg 1$ расчетная толщина скин-слоя $c/\omega_p \sim 0{,}5$ см $< a$. Наблюдаемый эффект стабилизации дрейфовой неустойчивости сканированным ВЧ-током позволяет ожидать, что для более общего случая ВЧ-схемы подавления неустойчивостей, связанных с наличием градиентов плотности и температур, может оказаться достаточным воздействие на них ВЧ-полей лишь в области границы плазма – вакуум.

При обсуждении возможных в условиях опыта вариантов механизма обнаруженного эффекта стабилизации целесообразно рассмотреть воздействие на неустойчивость двух основных факторов – вызываемого ВЧ-током направленного движения частиц и наличие в плазме магнитного поля $\tilde{B}_\varphi$ тока $\tilde{I}$. Как показывают расчеты [3], наличие токового движения частиц, как правило, усиливает степень неустойчивости плазмы, и поэтому не позволяет объяснить наблюдаемый эффект. С другой стороны, наличие осциллирующего поля $\tilde{B}_\varphi$ приводит к повороту силовых линий суммарного магнитного поля относительно вытянутых вдоль B_z возмущений плазмы. При этом может вступить в действие предложенный в [8] механизм закорачивания азимутальных компонент электрического поля неустойчивости электронами, двигающимися с тепловыми скоростями вдоль магнитных силовых линий.

Предлагаемый в [8] механизм требует выполнения трех условий. Первое, обеспечиваемое неравенством $\omega > \omega_{ci}$, состоит в том, что силовые линии магнитного поля при повороте не должны увлекать за собой ионную компоненту возмущения в плазме (нарушение условия вмороженности плазмы). Второе условие состоит в том, что за время поворота линии поля $t \sim \omega^{-1}$ электроны, двигаясь с тепловыми скоростями v_{Te}, должны успеть переместиться на расстояние порядка $1/k_z \sim L$. Третье условие состоит в том, что для эффективной экранировки вызывающих радиальный дрейф частиц полей поляризации E_φ в области возмущения необходим поворот вектора $\vec{B}$ на угол, при котором силовая линия магнитного поля "перережет" область локализации нескомпенсированного заряда на длине L.

Как легко видеть, в опытах первые два условия выполняются всегда. Для выполнения третьего величина B_φ должна удовлетворять очевидному соотношению

$$B_\varphi / B_z \geq k_z / k_\varphi \sim \delta / \eta L$$

где δ – поперечные размеры области возмущения; η – характеристика эффективности метода стабилизации.

Величина δ может быть грубо оценена из условий опыта. В нашем случае $\delta \sim a/4$. Используя это значение δ, получаем, что

$B_\varphi / B_z \sim a/4L\eta \sim 10^{-2}/\eta$. Измеренное в опытах для $B_z = 1000$ э

$\tilde{I}_c \sim 20$ а, что соответствует $B_\varphi \sim 2$ э, и величина η оказывается неожиданно большой, равной 5. Столь высокая эффективность метода стабилизации может быть связана с рядом неучтенных в рассмотренной слишком грубой модели факторов и, в частности, с тем, что поперечные размеры области локализации нескомпенсированного заряда могут быть гораздо меньше δ.

В пользу рассмотренной простой модели ВЧ-стабилизации говорит наблюдаемое в опытах уменьшение азимутальных компонент флуктуаций E_φ при $\tilde{I} > \tilde{I}_c$ и полученная зависимость $B_{\varphi c}/B_z \sim \text{const}$, справедливая в подтверждаемом экспериментами допущении, что поперечные размеры возмущения δ слабо зависят от B_z.

Полученные в опытах малые значения отношения B_φ/B_z соответствующие $\tilde{I}_0 > \tilde{I}_c$, указывают на перспективность использования описанного эффекта при разработке методов стабилизации плазмы. Безусловно, что, наряду с дальнейшими экспериментами в этой области, требуется, в первую очередь, более строгое теоретическое рассмотрение возможных в условиях опыта явлений. В частности, требует подробного теоретического анализа роль высокочастотного шира в процессе ВЧ-стабилизации дрейфовых неустойчивостей, так как, в связи с возможностью использования эффекта сканирования, амплитудные значения ВЧ-шира в реальных условиях могут достигать значений, гораздо больших, нежели в статических системах.

Авторы глубоко благодарны В. Смирнову за помощь при проведении измерений.

ЛИТЕРАТУРА

[1] DUBOVOI, L.V., GORDIENKO, V.P., ROIFE, I.M., High Frequency Stabilization and Heating of Current-Curring Plasma Cylinder in a Longitudinal Magnetic Field, AEC USSR, Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus, Leningrad, 1967.

[2] ДУБОВОЙ, Л.В., ШАНСКИЙ, В.Ф., ЖЭТФ 51 (1966) 412.

[3] КАДОМЦЕВ, Б.В., В сб. "Вопросы теории плазмы". Под ред. М.А.Леонтовича, вып. 4, Атомиздат, 1964.

[4] ДУБОВОЙ, Л.В., ПОПОВ, П.Г., ЖЭТФ 49 (1965) 27.

[5] ДУБОВОЙ, Л.В., ШВЕЦ, О.М., Изв. АН СССР, сер. физ. 24 (1960) 1013.

[6] Francis, F., Phys. Fluids 9 (1966) 965.

[7] BREZECHKO, L.V., KUZNĒTSOV, Ju.K., PAVLICHENKO, A.S., Resistive Drift Instability in a Gold-Cathode Penning-Type Discharge, The 8th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967.

[8] ИВАНОВ, А.А., РУДАКОВ, Л.И., ТЕЙХМАНН, И., ЖЭТФ 53 (1967) 1960.

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО ТОКОВОГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И.М.РОЙФЕ и М.А.ВАСИЛЕВСКИЙ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ
им. Д.В.ЕФРЕМОВА, ЛЕНИНГРАД,
СССР

Abstract — Аннотация

HIGH-FREQUENCY STABILIZATION OF A TOROIDAL CURRENT DISCHARGE IN A MAGNETIC FIELD. We present the results of research in which a longitudinal high-frequency electric field was used to stabilize a toroidal current discharge in a magnetic field, in conditions where the Shafranov-Kruskal criterion was substantially violated. The experiments were carried out with a current of 2-15 kA in a magnetic field of 0.5 - 10 kOe, with an initial pressure in the chamber of 10^{-2} - 10^{-3} mmHg. The small diameter of the plasma ring was about 1.5 cm, the large diameter about 70 cm. The small diameter of the quartz chamber was 6.0 cm. We also examine results obtained with a toroidal high-frequency discharge in a chamber enclosed by a conducting sheath with many cuts and with one cut perpendicular to the large diameter of the torus. The results of these experiments make it possible to draw a conclusion that a high-frequency stabilization of a toroidal current discharge can be realized.

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ ТОРОИДАЛЬНОГО ТОКОВОГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. Приводятся результаты исследования стабилизации тороидального токового разряда в магнитном поле продольным высокочастотным электрическим полем в условиях, когда критерий Шафранова-Крускала существенно нарушен. Эксперименты велись с током 2 – 15 ка в магнитном поле 0,5 – 10 кэрст при начальном давлении в камере 10^{-2} – 10^{-3} мм рт.ст. Размеры плазменного кольца – малый диаметр ~4,5 см, большой ~70 см. Малый диаметр кварцевой камеры 6,0 см. Рассматриваются результаты, полученные с тороидальным высокочастотным разрядом в камере, окруженной проводящим кожухом со многими и с одним разрезом, поперечным большому диаметру тора. Результаты экспериментов позволяют сделать вывод о возможности высокочастотной стабилизации тороидального токового разряда.

В работах на прямых разрядах [1 – 3] было показано, что в условиях существенного нарушения критерия Шафранова-Крускала для токового разряда в продольном магнитном поле плазменный шнур может быть стабилизован током высокой частоты. При этом частота изменения тока должна превышать характерные частоты магнитогидродинамической неустойчивости шнура. Исследование возможности высокочастотной стабилизации тороидального разряда, а также нагрева плазменного шнура в этих условиях может представлять интерес при решении проблемы получения горячей плазмы.

На рис.1 приведена схема эксперимента. Разрядная камера – кварцевый тор с двумя патрубами, один – для откачки и поджига, другой – для напуска газа и зондовой диагностики. В камере диаметрально противоположно установлены 2 кварцевые диафрагмы. На рис.1 указаны все основные размеры камеры и медного кожуха с одним поперечным разрезом (для подключения ВЧ-генератора и источника квазистационар-

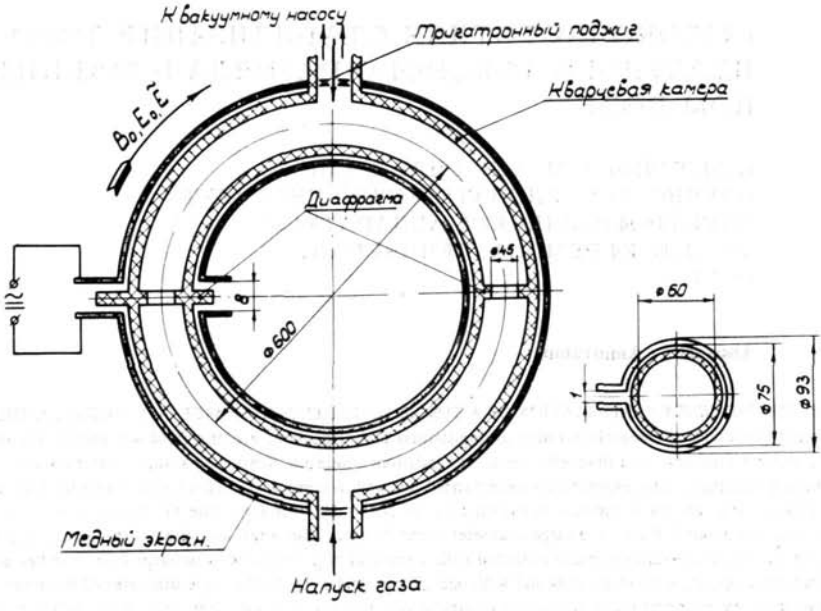


Рис.1. Схема установки с кожухом, имеющим один поперечный разрез.

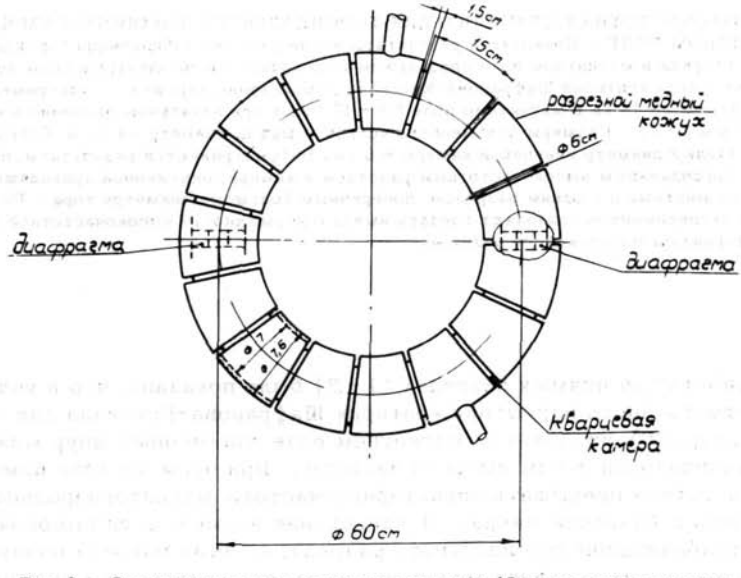


Рис.2. Схема установки с кожухом, имеющим 15 поперечных разрезов.

ного тока) и одним продольным разрезом (для подключения трансформатора тока, создающего квазистационарное продольное магнитное поле).

Амплитуда квазистационарного J_{-} тока и ВЧ-$J_{\sim}$ тока от 0 до 15 ка. Частота ВЧ-тока ~1 Мгц, длительность импульса ВЧ-тока ~250 мксек, длительность полупериода квазистационарного тока ~150 мксек.

Продольное магнитное поле $B_0 = 0 \div 10$ кэ – синусоидальной формы с длительностью полупериода ~ 10 мсек. Ранее исследования были проведены в камере, окруженной медным кожухом, имеющим 15 разрезов для подключения к высокочастотному генератору (рис.2).

Такая схема позволяет сравнительно просто решить инженерную задачу возбуждения высокочастотных токов больших амплитуд при соответственно больших напряжениях на обходе тора.

Расчет показывает, что при наличии разрезов смещение равновесного положения шнура внутри кожуха (шнур-кольцо правильной формы)

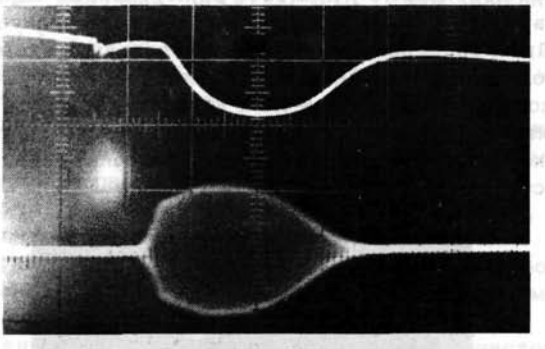


Рис.3. Изменение во времени сигнала диамагнитного зонда и ВЧ-тока. Длительность развертки – 100 мксек/см; верхний луч-сигнал диамагнитного зонда; нижний луч – сигнал пояса Роговского.
$p = 3 \cdot 10^{-3}$ торр; $B_0 = 2$ кэ; $I_\sim = 6$ ка; рабочий газ – водород.

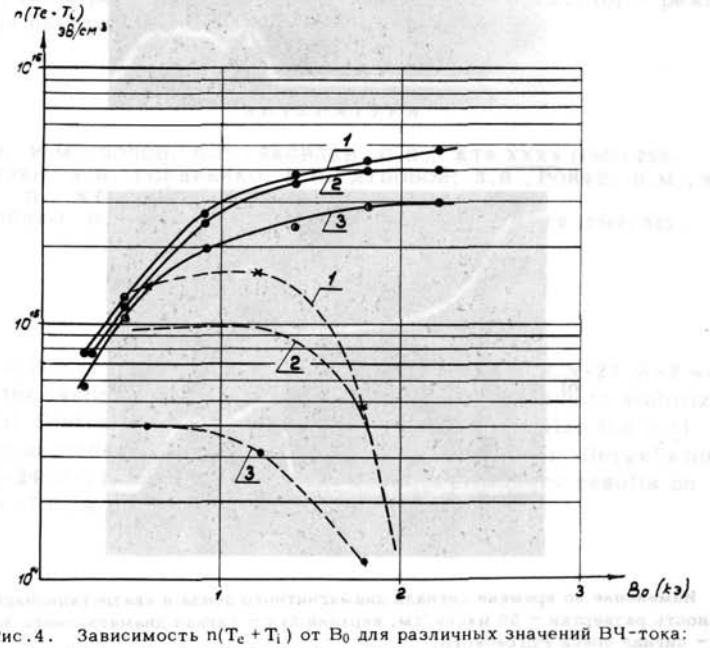


Рис.4. Зависимость $n(T_e + T_i)$ от B_0 для различных значений ВЧ-тока:
1 – $J_\sim = 7{,}5$ ка; 2 – $J_\sim = 6$ ка; 3 – $J_\sim = 4{,}5$ ка.

лежит в допустимых пределах. Результаты этих экспериментов показали, что подавление низкочастотной неустойчивости шнура происходит в условиях, когда через времена порядка времени тороидального дрейфа (менее 10 мксек) ВЧ-ток контактирует с внешней стенкой камеры в местах разрезов кожуха.

Это обуславливало, в частности, сравнительно небольшой нагрев шнура ВЧ-током при малых магнитных полях, который по мере увеличения B_0 резко падал.

Очевидно, при определении равновесного положения центра малого диаметра шнура необходимо учитывать азимутальные гармоники смещения – гармоники вдоль окружности большого радиуса.

В дальнейших экспериментах была использована схема рис.1, которая при переходе к более мощным и крупным тороидальным системам потребует преодоления ряда технических трудностей.

В условиях эксперимента, соответствующего рис.1, при протекании одного ВЧ-тока низкочастотные колебания не обнаруживались. При этом имел место заметный нагрев.

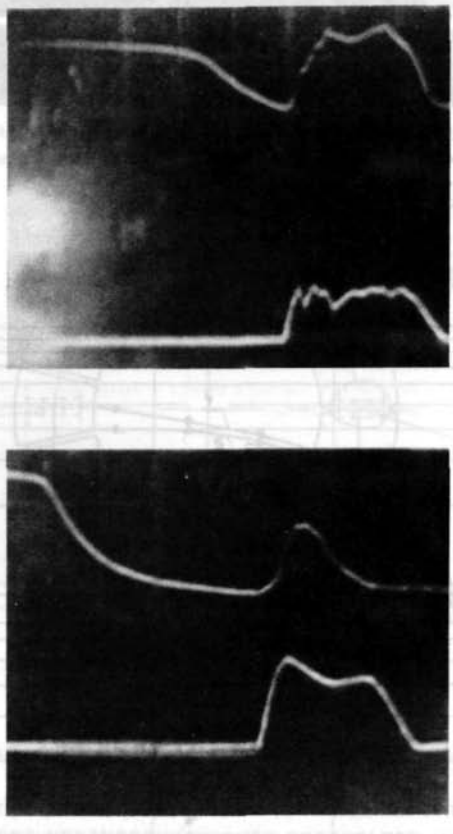


Рис.5. Изменение во времени сигнала диамагнитного зонда и квазистационарного тока. Длительность развертки – 50 мксек/см; верхний луч – сигнал диамагнитного зонда; нижний луч – сигнал пояса Роговского.
$p = 3 \cdot 10^{-3}$ торр; $B_0 = 0{,}5$ кэ; $J_\sim = 7{,}5$ ка. а – $J_\sim = 3$ ка; б – $J_\sim = 7{,}5$ ка.

На рис.3 приведена осциллограмма ВЧ-тока – сигнал с пояса Роговского (нижний луч) и сигнал диамагнитного зонда (верхний луч). Условия опыта – $B_0 = 2$ кэ, $I_\sim = 6$ ка, $p = 3 \cdot 10^{-3}$ торр, рабочий газ – водород.

Из осциллограмм видно, что после установления ВЧ-тока в плазме появляется диамагнитный сигнал с временем нарастания около 100 мксек.

По мере увеличения B_0 при неизменной величине переменного тока, нагрев $n(T_e + T_i)$ растет, затем, при некоторой величине B_{0m}, он прекращается. Для $J_\sim \cong 7{,}5$ ка $B_{0m} \cong 2 \div 3$ кэ.

Максимальная величина $n(Te+Ti) \approx 5 \cdot 10^{15}$, что соответствует $\frac{B_\varphi^2}{16\pi} \simeq nkT$ при $J_\sim \simeq 7{,}5$ ка.

На рис.4 приведены зависимости $n(T_e + T_i)$ от B_0 для нескольких значений $J_\sim$ для двух схем эксперимента.

Кривые, нанесенные сплошными линиями, соответствуют схеме эксперимента, приведенной на рис.1, а пунктирными – схеме эксперимента, приведенной на рис.2.

Условия опыта: $p = 3 \cdot 10^{-3}$ торр, рабочий газ – водород, 1 – $J_\sim = 7{,}5$ ка; 2 – $J_\sim = 6$ ка; 3 – $J_\sim = 4{,}5$ ка.

Эти результаты позволяют сделать вывод, что для тороидального ВЧ-разряда, равновесие которого определяется проводящим кожухом, разрезы в нем нежелательны.

В экспериментах исследовалось подавление низкочастотной неустойчивости квазистационарного разряда при наложении ВЧ-тока. Характер обнаруженных зависимостей аналогичен [2].

Осциллограммы сигналов диамагнитного зонда и пояса Роговского, показывающего форму квазистационарного тока, приведены на рис.5, где (а) – режим развитой неустойчивости при $J_\sim = 0{,}4\, J_-$, (б) – режим подавления неустойчивости при $J_\sim = J_-$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] РОЙФЕ, И.М., ПОПОВ, П.Г., ЯКОВЛЕВ, С.П., ЖТФ XXXV (1965) 259.
[2] АНДРЕЗЕН, А.Б., ГОРДИЕНКО, В.П., ДУБОВОЙ, Л.В., РОЙФЕ, И.М., ЯКОВЛЕВ, С.П., ЖТФ XXXVI (1966) 295.
[3] ГОРДИЕНКО, В.П., ДУБОВОЙ, Л.В., РОЙФЕ, И.М., ЖЭТФ (1968) 345.

DISCUSSION

F.L. RIBE: I should like to mention that in paper CN-24/K-2 we show how the technique employed by Roife and Vasilevsky to stabilize the Kruskal-Shafranov modes can also be used to stabilize the m=1 Haas-Wesson mode, thus providing an alternative to Mr. Berge's method (paper CN-24/J-11). We also present some preliminary results on turbulence effects.

ON THE PROBLEM OF DYNAMIC STABILIZATION

G. BERGE
UNIVERSITY OF BERGEN, NORWAY
AND
UKAEA, CULHAM LABORATORY, ABINGDON, BERKS,
UNITED KINGDOM

Abstract

ON THE PROBLEM OF DYNAMIC STABILIZATION. The basic equations used in this work are the ideal magnetohydrodynamic equations. A general theory is developed for investigating the stability of a plasma with an oscillatory motion. The oscillatory motion is assumed to be forced on the system and controlled from outside. It takes place around some equilibrium of the system. This equilibrium may be 'weakly' unstable or only marginally stable. 'Weakly' unstable in this context means that the characteristic frequency of any instability present in the static system must be much less than the frequency of the forced oscillations. The aim of the investigation is to determine whether the dynamic effect of such oscillations can improve the stability of the system.

First a vector equation is derived for the Lagrangian displacement vector of an arbitrary fluid element. This equation determines the stability of a hydromagnetic fluid in an arbitrary motion. Then the assumption of a small-amplitude periodic motion about some equilibrium is made. To deal with the explicit time dependence of the problem the multiple-time-scale method is used. An expansion is made in terms of a small parameter which is associated with the applied frequency and the amplitude of the oscillations. The first relevant equations obtained result in stability conditions related to the energy principle for the static case. The results are not restricted to any particular geometry. The special case of a plasma separated from the vacuum region by a discontinuity surface is worked out.

Up to now the general theory has been applied to axially symmetric plasma columns in the limit $\beta = 1$ (that is, no internal magnetic field). The oscillatory motion is produced and determined by the external magnetic field and the system is found to be stable for sufficiently high applied frequency. The possibility of resonances is briefly discussed.

1. INTRODUCTION

The stability problem of a plasma under thermonuclear conditions seems to be one of the most difficult problems to solve in the field of thermonuclear research. One possible way of improving the stability of a plasma contained by a magnetic field is dynamic stabilization.

The purpose of this paper is to formulate a general approach to the problem of dynamic stabilization. The ideal magnetohydrodynamic (MHD) equations are used throughout. The idea of dynamic stabilization is not new in plasma physics [1-3]. However, as far as we know, no general approach to this problem has previously been made.

Section 2 deals with a generalization of results given by Frieman and Rotenberg [4]. An equation is derived for determining the stability of a fluid in an arbitrary state of motion.

In section 3 a systematic way of solving this equation for systems with periodic motion is outlined. A general necessary condition for stability is derived. The results obtained are closely related to the energy prin-

ciple [5] for the static case. The stability theory is in the linear regime. The MHD equations are, however, highly non-linear. Therefore, an exact solution even to the periodic motion is extremely difficult. However, the method used to solve the problem here does not depend on the knowledge of such a solution. The periodic motion is assumed to have a small amplitude. This is the basis for an asymptotic expansion, and the problem is solved successively order by order.

Section 4 deals with the problem of a plasma separated from the vacuum region by a surface of discontinuity. In section 5 the theory is applied to axially symmetric plasma columns in the limit $\beta = 1$. In section 6 the problem of parametric resonance is briefly discussed. The conclusions are made in section 7.

2. EQUATIONS OF MOTION

We list the equations of motion governing an ideal hydromagnetic fluid

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = - \nabla p + \vec{J} \times \vec{B} \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \tag{2}$$

$$\frac{d}{dt} (p \rho^{-\gamma}) = 0 \tag{3}$$

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0 \tag{4}$$

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{5}$$

$$\nabla \times \vec{B} = \vec{J} \tag{6}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \tag{7}$$

All symbols have their usual meaning: ρ is the mass density, t the time, $\vec{v}$ the fluid velocity, $d/dt = \partial/\partial t + \vec{v} \cdot \nabla$, p the kinetic pressure, $\vec{J}$ the current density, $\vec{B}$ the magnetic field, γ the ratio between the specific heats, and $\vec{E}$ the electric field.

We shall treat of systems with the following boundary conditions:
(i) At a fluid-vacuum interface:

$$\langle p + \tfrac{1}{2} B^2 \rangle = 0 \tag{8}$$

$$\vec{n} \times \langle \vec{E} \rangle = \vec{n} \cdot \vec{v} \langle \vec{B} \rangle \tag{9}$$

$$\vec{n} \cdot \vec{B} = 0 \tag{10}$$

$$\vec{n} \times \langle \vec{B} \rangle = \vec{K} \tag{11}$$

Here $\langle X \rangle = X_{vacuum} - X_{plasma}$ is the jump in X across the fluid-vacuum interface, $\vec{n}$ is the unit normal pointing outward from the plasma surface, and $\vec{K}$ is the surface current.

(ii) At a rigid infinitely conducting wall surrounding the plasma we have

$$\vec{n} \cdot \vec{B} = 0 \tag{12}$$

$$\vec{n} \cdot \vec{v} = 0 \tag{13}$$

These boundary conditions have been discussed previously [4, 5]. We have, however, re-derived Eqs (8)-(11) in order to assure that they apply to the present situation, which is different from the situations previously considered.

In all systems which are of practical interest from the point of view of fusion, the plasma has to be kept away from material walls by a vacuum magnetic field. The boundary condition $\vec{n} \cdot \vec{v} = 0$ is, therefore, of little interest. When the plasma is separated from the walls by a vacuum magnetic field it is often useful to deal with a sharp boundary as a first approximation.

The fluid motion is now perturbed, and the perturbation is described in terms of a Lagrangian displacement $\vec{\xi}(r^0, t)$ of each fluid element. We take $\vec{r}^0$ to be the position vector the fluid element would have had at the particular time t if it were moving along its unperturbed trajectory. This is an extension of the technique developed for stationary fluid motion by Frieman and Rotenberg [4]. We have derived expressions for the perturbed quantities which are similar to those derived by Frieman and Rotenberg. Formally, the results are the same, the differences enter only in the explicit time dependence appearing in the unperturbed quantities in our case. The results are,

$$\rho(\vec{r}^0 + \vec{\xi}, t) = \rho(1 - \nabla \cdot \vec{\xi}) \tag{14}$$

$$p(\vec{r}^0 + \vec{\xi}, t) = p(1 - \gamma \nabla \cdot \vec{\xi}) \tag{15}$$

$$\vec{B}(\vec{r}^0 + \vec{\xi}, t) = \vec{B} - \vec{B} \nabla \cdot \vec{\xi} + \vec{B} \cdot \nabla \vec{\xi} \tag{16}$$

$$\vec{v}(\vec{r}^0 + \vec{\xi}, t) = \vec{v} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{\xi} + \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} \tag{17}$$

$$\vec{n}(\vec{r}^0 + \vec{\xi}, t) = \vec{n} + \vec{n}\,\vec{n} \cdot \nabla \vec{\xi} \cdot \vec{n} - \nabla \vec{\xi} \cdot \vec{n} \tag{18}$$

where $\nabla = \partial / \partial \vec{r}^0$. The quantities ρ, p, $\vec{B}$, $\vec{v}$ and $\vec{n}$ are associated with the unperturbed motion, and they are all of the general form $q = q(\vec{r}^0, t)$. Furthermore we have the operator equation

$$\nabla' = \nabla - \nabla \vec{\xi} \cdot \nabla \tag{19}$$

where $\nabla' = \partial / \partial \vec{r}'$, $\vec{r}' = \vec{r}^0 + \vec{\xi}$, which has been used in obtaining Eqs (14)-(18). Non-linear terms in $\vec{\xi}$ are neglected.

In the vacuum it is convenient to introduce the first-order (with respect of $\vec{\xi}$) scalar and vector potentials:

$$\vec{E}_{vac}(\vec{r}^{\,0}+\vec{\xi},t) = \vec{E}_{vac} + \vec{\xi}\cdot\nabla\vec{E}_{vac} - \nabla\phi - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \tag{20}$$

$$\vec{B}_{vac}(\vec{r}^{\,0}+\vec{\xi},t) = \vec{B}_{vac} + \vec{\xi}\cdot\nabla\vec{B}_{vac} + \nabla\times\vec{A} \tag{21}$$

By using the boundary conditions, Eqs (8) and (9), we can derive the following relationships between $\vec{\xi}$ and $\vec{A}$ which must be satisfied at a vacuum-plasma interface

$$-\gamma p\nabla\cdot\vec{\xi} - \vec{\xi}\cdot\nabla p + \vec{B}\cdot\vec{Q} = \vec{B}_{vac}\cdot\nabla\times\vec{A} + \vec{n}\cdot\vec{\xi}\,\vec{n}\cdot\left\langle\nabla\left(p+\frac{B^2}{2}\right)\right\rangle \tag{22}$$

and

$$\vec{n}\times\vec{A} = -\vec{n}\cdot\vec{\xi}\,\vec{B}_{vac} \tag{23}$$

where

$$\vec{Q} = \nabla\times(\vec{\xi}\times\vec{B}) \tag{24}$$

In the unperturbed state an arbitrary fluid element moves along the trajectory $\vec{r}^{\,0} = \vec{r}^{\,0}(\vec{r}_0, t)$, where $r_0 = \vec{r}^{\,0}(\vec{r}_0, 0)$ is the position vector of the fluid element at $t = 0$. In the perturbed state the same fluid element is following a different trajectory given by $r' = \vec{r}^{\,0}(\vec{r}_0, t) + \vec{\xi}(\vec{r}^{\,0}, t)$. The unperturbed trajectories do not form stream lines in the general case because the whole fluid motion is changing with time. It is, however, still meaningful to pose the question of the stability of such a system. The question is whether a small perturbation of the fluid motion will cause an arbitrary fluid element to move along a trajectory arbitrarily close to the unperturbed trajectory for all $t > 0$ or not. The Lagrangian displacement vector $\vec{\xi}$ is an adequate measure for this property of the system. Accordingly we take as a definition of stability [1]:

The system is stable or unstable dependent on whether the equation determining $\vec{\xi}$ allows only solutions bounded in time or not.

This is essentially Lyapunov's definition of stability [6].

The equation determining $\vec{\xi}$ is now obtained by substituting the quantities listed in Eqs (14) to (17) into Eq. (1). After some manipulation where Eqs (1) and (2) governing the motion of the unperturbed system have been used we obtain the equation

$$\rho\frac{\partial^2\vec{\xi}}{\partial t^2} + 2\rho\vec{v}\cdot\nabla\frac{\partial\vec{\xi}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{v})\cdot\nabla\vec{\xi} = \vec{F}(\vec{\xi}) \tag{25}$$

[1] However, one would in this connection regard as unstable a situation where the trajectories for the perturbed and unperturbed state stay arbitrarily close for all time, but where the perturbed fluid element still moves away from the unperturbed fluid element of reference. Our definition of stability might therefore be too pessimistic.

where

$$\vec{F}(\vec{\xi}) = \nabla(\gamma p \nabla\cdot\vec{\xi} + \vec{\xi}\cdot\nabla p) - \vec{B}\times(\nabla\times\vec{Q})$$

$$- \vec{Q}\times(\nabla\times\vec{B}) + \nabla\cdot\left(\vec{\xi}\rho\frac{d\vec{v}}{dt} - \rho\vec{v}\,\vec{v}\cdot\nabla\vec{\xi}\right) \qquad (26)$$

The operator $\vec{F}$ can be proved to be self-adjoint for the boundary conditions under consideration. It is, however, a lengthy procedure which involves many integrations by parts and application of the equations governing the unperturbed motion. It should also be noticed that in the case of a vacuum region surrounding the plasma it is assumed that all material objects (conductors, walls) present in this region are rigid and have either infinite conductivity or infinite resistivity. If this is not true $\vec{F}$ will no longer be self-adjoint in general. [A conservative external force field $\nabla\Psi$ can be taken into account by adding $-\rho\nabla\Psi$ to the right hand side of Eq.(1). This results in an additional term $\nabla\cdot(\rho\vec{\xi})\nabla\Psi$ on the right-hand side of Eq.(26). However, we shall leave this term out of the following calculations, but it can easily be included.] For the special case of stationary systems Eqs (25) and (26) reduce to the corresponding equations derived by Frieman and Rotenberg [4].

3. THE STABILITY OF PERIODIC SYSTEMS

In this section we shall restrict the discussion to the stability problem of periodic systems, which is the main purpose of this work. We assume a periodic motion with a basic frequency ω_s. Further the periodic motion takes place around some equilibrium characterized by $\rho = \rho_0$, $p = p_0$, $\vec{v} = 0$, $\vec{B} = \vec{B}_0$. This motion is assumed to be described by the following expansion in ϵ^2,

$$y = y_0 + \epsilon^2 y_2 + \epsilon^4 y_4 + \ldots \qquad (27)$$

where y can be any of the quantities ρ, p, $\vec{v}$ or $\vec{B}$ and $\vec{v}_0 \equiv 0$. We use ϵ^2 as our expansion parameter rather than ϵ only because it is convenient for the expansion of Eq.(25). It is also convenient to write $\vec{v} = \epsilon^2\omega_s\vec{v}'$, for the fluid velocity. Notice that $\vec{v}'\cdot\nabla$ is dimensionless. In some general sense ϵ^2 represents the amplitude in the oscillatory motion. It is now convenient to write

$$F(\vec{\xi}) = \vec{F}^e(\vec{\xi}) + \epsilon^2\tilde{\vec{F}}_2(\vec{\xi}) + \epsilon^4\tilde{\vec{F}}_4(\vec{\xi}) + \ldots$$

where $\vec{F}^e(\vec{\xi}) = \lim_{\epsilon\to 0} F(\vec{\xi})$ and the other terms are easily obtained from Eqs (26) and (27).

We now make the assumption that for the modes under consideration $\omega_s^{-2}\vec{F}^e(\vec{\xi})$ is small of order of $\epsilon^2\rho\vec{\xi}$. In principle, this is always possible by making ω_s sufficiently large provided the growth rate of any instability

present in the static system is limited. The validity of the MHD equations is of course subject to an upper limit for the frequency under investigation [5]. This assumption implies that we can write

$$\frac{1}{\omega_s^2}\,\vec{F}(\vec{\xi}) = \epsilon^2\,\hat{\vec{F}}(\vec{\xi}) \tag{28}$$

By introducing the non-dimensional time $\tau = \omega_s t$, Eq.(25) can now be rewritten as

$$\begin{aligned} &\frac{\partial \vec{\xi}}{\partial \tau} = \epsilon \vec{\eta} \\ &\rho \frac{\partial \vec{\eta}}{\partial \tau} = \epsilon\,\hat{\vec{F}}(\vec{\xi}) - \epsilon \frac{\partial}{\partial \tau}(\rho \vec{v}') \cdot \nabla \vec{\xi} - \epsilon^2 2\rho \vec{v}' \cdot \nabla \vec{\eta} \end{aligned} \tag{29}$$

This is a simple transformation of Eq.(25) which involves the reasonable assumption that $\partial \vec{\xi}/\partial \tau = O(\epsilon \vec{\xi})$ since $\partial^2 \vec{\xi}/\partial \tau^2 = O(\epsilon^2 \vec{\xi})$. Equations (29) are suitable for an asymptotic expansion in terms of ϵ. When doing the expansion all coefficients of powers of ϵ are treated as numbers of the order of unity. This will, however, put a practical limit to the magnitude of any element $\partial \xi_i / \partial x_j$ of the dyadic $\nabla \vec{\xi}$. Let L be a characteristic length in the proper direction of the system, then we must have $\partial \xi_i / \partial x_j < \xi_i / \epsilon L$. If this is not true we must expect our expansion to break down. In practice, this means that we must limit ourselves to long-wavelength perturbations. In this connection we would, however, like to point out that when small-wavelength perturbations are investigated the MHD equations are not a valid description of most real plasmas of practical interest. Under such circumstances finite-Larmor radius effects, for example, should be incorporated in the equations.

We shall make use of the multiple time-scale method [7-9] in our expansion scheme. According to this method we introduce a space of times $\tau_0, \tau_1, \tau_2, \ldots$ replacing the single time τ. We take

$$\tau_n = \epsilon^n \tau_0 \tag{30}$$

The only time appearing explicitly in Eqs (29) is the time associated with the forced oscillations in the system. This is the fastest time-scale in our problem and by definition we take this time to be τ_0.

The expansion of Eqs (29) is straightforward but tedious. Each quantity appearing in the equations is expanded in ϵ, including $\vec{\xi}$, $\vec{\eta}$ and $\partial/\partial\tau$. The solution of the problem is determined by the extra conditions necessary to remove secular terms. The motivation for removing these terms is to preserve the asymptotic character of the solution for large τ.

The zero-order equations just leave us with the information that $\vec{\xi}_0$ and $\vec{\eta}_0$ do not depend on τ_0.

The first-order equations result in

$$\epsilon^2 \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial \tau_1^2} \vec{\xi}_0 = \frac{1}{\omega_s^2}\,\vec{F}^e(\vec{\xi}_0) \tag{31}$$

Equation (31) shows that if the static system is unstable on the τ_1 time-scale, the oscillations imposed on the system will have no effect as far as stability of the system is concerned. The stability of the system will therefore be determined by the usual energy principle [5] for the static system. This is, however, of no interest to us so that we may assume $\omega_s^{-2}\vec{F}^e(\vec{\xi}) = O(\epsilon^4)$. After a rather lengthy calculation to solve the second-order equations we arrive at the first interesting equations in third order of the expansion. To obtain the results given below we have, however, assumed the periodic time dependence to be sinusoidal in leading order of the expansion. The fact that $\vec{F}$ is a self-adjoint operator is also used. The results are

$$\omega^2 = \frac{\delta \bar{W}(\vec{\xi}_0^*, \vec{\xi}_0)}{\bar{K}(\vec{\xi}_0^*, \vec{\xi}_0)} + O(\epsilon^4) \tag{32}$$

where

$$\delta\bar{W}(\vec{\xi}_0^*, \vec{\xi}_0) = \int \{\rho_0^{-1} |\vec{F}_2'(\vec{\xi}_0)|^2 - \omega_s^{-2}\vec{\xi}_0^*(\epsilon^{-4}\vec{F}^e + \tilde{\vec{F}}_4)(\vec{\xi}_0)\}\, d\vec{r}$$

$$+ \omega_s^{-2}\int \left\{-\vec{\xi}_2^* \cdot \vec{F}^e(\vec{\xi}_2) - \frac{1}{\rho_0\omega_s^2}|\vec{F}^e(\vec{\xi}_2)|^2\right\} d\vec{r} \tag{33}$$

$$\bar{K}(\vec{\xi}_0, \vec{\xi}_0) = \int \rho_0 |\vec{\xi}_0|^2\, d\vec{r} \tag{34}$$

$$F_2'(\vec{\xi}_0) = \omega_s^{-2}\tilde{\vec{F}}_2(\vec{\xi}_0) - \rho_0 \frac{\partial \vec{v}_2'}{\partial \tau_0} \cdot \nabla\vec{\xi}_0 \tag{35}$$

$$\rho_0 \vec{\xi}_2 = -\vec{F}_2'(\vec{\xi}_0) - \omega_s^{-2}\vec{F}^e(\vec{\xi}_2) \tag{36}$$

The integration is over the plasma volume $P(\tau_0)$, which can be a periodic function of τ_0 as well. Further ω is defined by $\vec{\xi}_0(\tau_2) = \vec{\xi}_0 \exp(i\omega\tau_2)$. This is possible because the equations leading to Eq.(32) are dependent on τ_2 only through $\vec{\xi}_0$. This means, of course, that we have restricted ourselves to the study of exponential stability. We have also introduced the time averaged quantity

$$\int x(\vec{r}, \tau_0)\, d\vec{r} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\left\{\int x(\vec{r}, \tau_0) d\vec{r}\right\} d\tau_0$$

In the first integral in Eq.(33) the second term can be interpreted as the averaged potential energy. The origin of the first term is the kinetic energy associated with

$$\int \rho_0 |\partial \vec{\xi}_2/\partial\tau_0|^2\, d\vec{r}$$

from which the term in the last integral also partly originates. Notice that $\vec{\xi}_2$ does not necessarily belong to the unstable modes, that is, $\vec{F}^e(\vec{\xi}_2)$ is not necessarily small. When this is the case the first part of the last integral gives a positive contribution. By using Eq. (36) and an iterative procedure it can be proved that the last integral in the expression for $\delta\overline{W}$, Eq. (33), gives only a positive contribution.

Note that in the special cases investigated in section 5 this part of the expression for $\delta\overline{W}$ is not taken into account when the "sufficient" stability conditions in this section are derived.

To each eigenvalue ω_n^2 there corresponds at least one eigenfunction $\vec{\xi}_n$ which satisfies Eq. (32). If the set of eigenfunctions $\vec{\xi}_n$ forms a complete set the following two related theorems can be proved:

Theorem 1: The system is exponentially unstable on the τ_2 time scale if and only if there exists a displacement $\vec{\xi}_0$ which makes $\delta\overline{W}$ negative.

Theorem 2: A necessary condition for stability of the system is that $\delta\overline{W} > 0$ for all acceptable displacements $\vec{\xi}_0$.

All other quantities appearing in the theory except $\vec{\xi}_0$ are real, therefore $\vec{\xi}_0$ can also be taken to be real since ω^2 is real. It is, however, sometimes convenient to take $\vec{\xi}_0$ to be complex rather than real. However, if there exists a complex $\vec{\xi}_0$ for which $\delta\overline{W}$ is negative there also exists a real $\vec{\xi}_0$ for which it is negative.

The energy principle [5] was originally proved under the same assumptions of completeness of the eigenfunctions as theorems 1 and 2. The energy principle has, however, been proved without this assumption by Laval, Mercier and Pellat [11]. We suggest that it might also be possible to prove theorems 1 and 2 without making this assumption.

4. A SHARP BOUNDARY

It is of interest to deal with systems where the plasma is separated from the vacuum region by a sharp boundary. The interface between plasma and vacuum is in general a discontinuity surface carrying a sheet current. In this connection we notice that the last term in the expression for $\delta\overline{W}$, Eq. (33), is composed of the zero-order terms in the expansion of

$$G(\vec{\xi}_0^*, \vec{\xi}_0) = \frac{-1}{\epsilon^4\omega^2}\int_{P(\tau_0)} \{\vec{\xi}_0^* \cdot \vec{F}(\vec{\xi}_0) - \epsilon^2\vec{\xi}_0^* \cdot \vec{F}_2(\vec{\xi}_0)\}\,d\vec{r} \qquad (37)$$

Furthermore, we can derive the following result:

$$-\int_{P(\tau_0)} \vec{\xi}\cdot\vec{F}(\vec{\xi})\,d\vec{r} = \int_{V(\tau_0)} (\nabla\times\vec{A})^2\,d\vec{r} + \int_{S(\tau_0)} (\vec{n}\cdot\vec{\xi})^2\,\vec{n}\cdot\left\langle\left\langle\nabla\left(p+\frac{B^2}{2}\right)\right\rangle\right\rangle d\sigma$$
$$+\int_{P(\tau_0)} \left\{(\vec{B}\cdot\nabla\vec{\xi})^2 - \rho(\vec{v}\cdot\nabla\vec{\xi})^2 + \vec{\xi}\vec{\xi} : \nabla\nabla\left(p+\frac{B^2}{2}\right) + (\nabla\cdot\vec{\xi})^2\left(\gamma p+\frac{B^2}{2}\right)\right.$$
$$\left. + 2\nabla\cdot\vec{\xi}\left[\vec{\xi}\cdot\nabla\left(p+\frac{B^2}{2}\right) - \vec{B}\vec{B} : \nabla\vec{\xi}\right]\right\} d\vec{r} \qquad (38)$$

Here $V(\tau_0)$ is the volume of the vacuum-region and $S(\tau_0)$ is the surface bounding the plasma. We observe that in leading order the destabilizing term $\rho(\vec{v}\cdot\nabla\vec{\xi}_0)^2$ will cancel the term $\rho_0[(\partial\vec{v}_2'/\partial\tau_0)\cdot\nabla\vec{\xi}_0]^2$ coming from the expansion of the first term in the expression for $\delta\overline{W}$, Eq.(33). When deriving Eq.(38) we have assumed $\vec{\xi}$ to be real; one can, however, easily derive a similar expression if it is convenient to work with a complex $\vec{\xi}$.

5. AXISYMMETRIC $\beta = 1$ PLASMA COLUMNS (THETA-PINCHES)

In this section we shall give certain results for $\beta = 1$ plasmas, having some relevance to high-β theta-pinches.

One can show that $\delta\overline{W}$, Eq.(33), is minimized with respect to $\nabla\cdot\vec{\xi}_0$ by taking $\nabla\cdot\vec{\xi}_0 = 0$. The periodic flow created by the applied oscillations must be curl-free, at least in leading order. It then follows from Eq. (17) and the well-known vorticity conservation law that $\nabla\times\vec{\xi}_0 = 0$. The following expression can now be derived from Eqs (33), (35), (37) and (38):

$$\delta\overline{W} \geq \frac{1}{\omega_s^2}\left\{\int_V \overline{[\nabla\times\vec{A})^2]_4}\,d\vec{r} + \int_S \overline{(\vec{n}\cdot\vec{\xi}_0)^2\,\vec{n}\cdot\left[\nabla\frac{B^2}{2} - \nabla p\right]_4}\,d\sigma \right.$$
$$\left. + \int_P \overline{\left(\frac{3}{\omega_s^2\rho_0}(\nabla\vec{\xi}_0\cdot\nabla p_2)^2 + \vec{\xi}_0\vec{\xi}_0 : \nabla\nabla p_4\right)}\,d\vec{r}\right\}. \qquad (39)$$

and

$$\overline{\nabla p_4} = -\overline{\nabla\cdot(\rho_0\vec{v}_2\vec{v}_2)}$$

where $\bar{x}$ means the time average of x and $[\,]_4$ indicates terms of order four.

We shall now consider two examples, see Figs 1 and 2. The example associated with Fig. 1 is a pulsating plasma column. The next example is a standing wave superposed on the surface of a similar plasma column, see Fig. 2. The result for the first case can, however, be proved to be the formal limit $\alpha = 0$ of the result obtained for the second case. We shall therefore limit the discussion to the latter case.

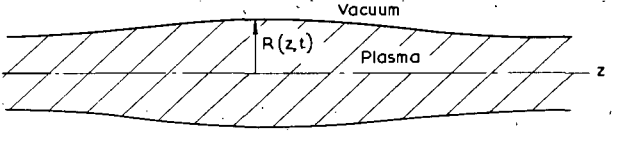


FIG.1. First example: pulsating plasma column.

The plasma is confined by an external magnetic field, $B_\theta = 0$, within the surface (Fig. 2):

$$R(z,t) = R'(z)\,\{1 + \epsilon^2\cos(\alpha z)\,\sin(\omega_s t)\} \qquad (40)$$

Cylindrical co-ordinates are used. A possible choice is $R'(z) = R_0\{1 + a\exp[-(\epsilon^2 bz/R_0)^2]\}$, with a and b numbers of order unity. The motion of the unperturbed system is

$$\vec{v} = \epsilon^2 \omega_s \cos(\omega_s t)\ \{u_r,\ o,\ u_z\} + O(\epsilon^4)$$
$$p = p_0 - \epsilon^2 \rho_0 \omega_s^2 R'^2 \cos(\alpha z)\sin(\omega_s t)\, J_0(x)/[x_0 J_1(x_0)] + O(\epsilon^4) \tag{41}$$

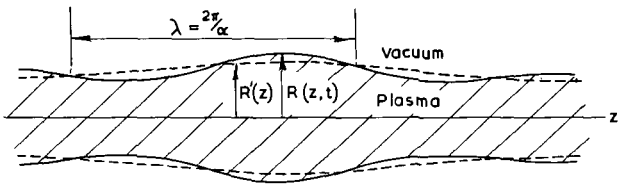


FIG. 2. Second example: standing wave superposed on the surface of a pulsating plasma column.

where $u_r = R' \cos(\alpha z)\, J_1(x)/J_1(x_0)$, $u_z = R'\, J_0(x)/[SJ_1(x_0)]$, $x = r\alpha S$, $x_0 = R'\alpha S$, $S = (q^2 - 1)^{\frac{1}{2}}$, $q = \omega_s/\alpha C_s = V_{ph}/C_s$, $C_s^2 = \gamma p_0/\rho_0$ and $S^2 > 0$, (notice $\lim_{\alpha \to 0}(r\alpha S) = r\omega_s/C_s$). If $S^2 < 0$ the solution is obtained by replacing J_0 by I_0, J_1 by $-I_1$ and S by $-iS$. J_n and I_n are Bessel functions and notation follows that of Whittaker and Watson [12].

By using an expansion technique similar to that used by Haas and Wesson [13], a lengthy calculation leads to the following result

$$\delta\overline{W} \geq E_v + E_s + E_p + O\left(\frac{d\xi_r}{ds_0},\ \epsilon^4\right) \tag{42}$$

where

$$E_v = \frac{\pi}{m}\int_{\ell}\left\{\rho_0 \xi^2 R'^2\left(\frac{R'\omega_s}{V_A S}\,\frac{J_0}{J_1} - (m-1)\frac{V_A}{V_{ph}}\right)^2 \sin^2(\alpha z) + 2\left(\frac{V_A}{\omega_s \epsilon^2}\,\frac{d\xi_r}{ds_0}\right)^2\right\} dz$$

$$E_s = \frac{2\pi(m-1)}{m}\int_{\ell}\rho_0 \xi^2 R'^2\left(\frac{V_A}{R_0\omega_s}\right)^2 \frac{R_0^2}{\epsilon^4 R'}\,\frac{\partial^2 R'}{\partial z^2}\, dz$$

$$E_p = 2\pi(m-1)\left[\iint\left\{\frac{m}{r}\rho_0 \xi_r^2 u_r^2 + \rho_0 \xi_r^2 \frac{\partial}{\partial z}(u_r u_z)\right\} drdz + \int_{\ell}\rho_0 \xi^2 R'^2 \cos^2(\alpha z) dz\right]$$

$$\xi_r = \xi(z)\left(\frac{r}{R'}\right)^{m-1},\quad V_A^2 = \frac{B_0^2}{\rho_0},\quad \frac{d}{ds_0} = \frac{B_0}{B_0}\cdot\nabla$$

The integration over ℓ is to be carried out along a magnetic field line in the interface in the equilibrium state. Notice that V_A/V_{ph} should be small (of order ϵ) in order to be consistent with the assumption of slow variation

with z. The last term in the first integral in the expression for E_p integrates to zero in leading order. There is a destabilizing term represented by E_s which is due to unfavourable curvature of the magnetic field lines; all the other terms are, however, positive definite. Notice that $d\xi_r/ds_0$ must be small at least of order ϵ^2 for the unstable modes. It is therefore easy to see that for ω_s sufficiently large and ϵ sufficiently small there exist conditions for which $\delta\overline{W} > 0$, for all possible $\vec{\xi}$. In particular for m = 1, $\delta\overline{W} > 0$ if

$$\frac{R'\omega_s}{V_A S}\,\frac{J_0(x_0)}{J_1(x_0)} = \Omega(1) \tag{43}$$

For m > 1 and with the choice of R' suggested in connection with Eq.(40) it is seen by integrating from $\alpha z = -\pi$ to $\alpha z = \pi$ (the most unstable region) that $\delta\overline{W} > 0$ if

$$\frac{2}{m}\left(\frac{V_A b}{R_0\omega_s}\right)^2 \frac{a}{a+1} < \tfrac{1}{2},\ m > 1> \tag{44}$$

Notice that the m = 1 mode is stabilized only for $\alpha \neq 0$. The result for m = 1, $\alpha = 0$ is in qualitative agreement with the result obtained by Vandakurov [2] for a pulsating cylinder where the destabilizing force is due to rotation. There seems to be little difference in the effect of the two schemes $\alpha \neq 0$ and $\alpha = 0$ for m > 1.

6. PARAMETRIC RESONANCE (INSTABILITY)

Because of limited space, we can only briefly discuss the problem of parametric resonance and shall not be able to consider the mathematics.

It is likely that the forced oscillations introduce completely new modes of motion, which arise through the resonance between the forced oscillations and the natural (stable) oscillatory modes of the system. The expansion used in solving Eq.(25) is based on the assumption that $\omega_s^{-2}\vec{F}^e(\vec{\xi})$ is small for the unstable modes. Normally, however, there exist stable oscillatory modes for which $\omega_s^{-2}\vec{F}^e(\vec{\xi})$ is of order unity. In the examples discussed it turned out that $\nabla\cdot\vec{\xi}_0$ and $d\xi_r/ds_0$ are small for the unstable modes. These quantities are associated with the acoustic and the Alfvén modes, respectively. However, for parametric resonance these quantities are the important terms giving rise to the natural modes in the system in resonance with the applied oscillations.

It is also possible to discuss this problem by using Eq.(25). First by assuming that one can write $\vec{\xi} = \vec{\xi}(\vec{r})\, f(t)$, and then multiplying Eq.(25) by $\vec{\xi}(\vec{r})$ and integrating over space, one can obtain a generalized Hill equation for the time-dependent part of the problem. For small ϵ the coupling is weak and the bands of instability are narrow. It can also be proved [14] that if the excited natural modes are damped, then for sufficiently small ϵ the solution remains finite in time. (This can, of course, not happen with the equations used here but might be important in a real physical system).

Summarizing we have: (a) the coupling giving the parametric resonance is weak (of order ϵ^2), (b) since the bands of instability are narrow, finite geometry, which restricts the number of possible modes, can make it difficult to fulfill the resonance conditions, (c) damping of the excited waves can prevent this kind of instability.

If, however, resonance problems turn out to be an important effect connected with dynamic stabilization, it might still be possible to reduce or even eliminate this effect. One way of doing this is changing the applied frequency, $\omega_s = 2\pi/T_s$, with time. Because of the weak coupling one would expect the characteristic time T_R for build up of resonances to be long compared to T_s. If we thus take ω_s varying with time such that

$$T_s \ll \left| \frac{\omega_s}{\partial \omega_s / \partial t} \right| \lesssim T_R$$

it may be possible to avoid this effect and still have the stabilizing effect of the frequency-modulated dynamic stabilization.

7. CONCLUSIONS

The attempt made here represents the first steps towards a solution of the general problem of dynamic stabilization in the framework of the ideal MHD equations. It is demonstrated that if $\delta\bar{W}$ given by Eq. (33) is positive for all possible $\vec{\xi}$, then the system is stabilized in leading order in the expansion parameters. They are essentially the normalized amplitude of the forced oscillations and the ratio of the characteristic growth rate of any instability to the applied frequency. The problem is therefore reduced to that of determining the sign of $\delta\bar{W}$, and the procedure is to minimize $\delta\bar{W}$ with respect to $\vec{\xi}$.

The results obtained are not necessarily valid for short-wavelength perturbations.

The investigation made on axisymmetric $\beta = 1$ plasma columns indeed shows that stabilization can be achieved in this way if conditions (43) and (44) are fulfilled.

One has, however, to worry about entirely new modes of motion being introduced into the system by dynamic stabilization. This is the problem of parametric resonance. Only a brief account of this very complex problem is given, where the main characteristics of the problem are listed and a possible way of avoiding serious effects of this sort is suggested.

ACKNOWLEDGEMENTS

The author wishes to express his gratitude to the members of the Theory Division of the Culham Laboratory for many helpful discussions during the course of this work; in particular, he wants to mention Dr. J. Wesson, in this connection.

This work has been performed at the UKAEA Culham Laboratory and was supported by a grant from the Royal Norwegian Council for Scientific and Industrial Research.

REFERENCES

[1] WEIBEL, E.S., Physics Fluids, 3 (1960) 946; WEIBEL, E.S., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Salzburg 1961).
[2] VANDAKUROV, Yu.V., Nucl. Fusion 6 (1966) 188.
[3] HAAS, F.A., WESSON, J.A., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 833.
[4] FRIEMAN, E., ROTENBERG, M., Rev. mod. Phys. 32 (1960) 898.
[5] BERNSTEIN, I.B., FRIEMAN, E.A., KRUSKAL, M.D., KULSRUD, R.M., Proc. R. Soc. (London) A277 (1958) 17.
[6] ZUBOV, V.I., Methods of A.M. Lyapunov and their Application. P. Noordhoff Ltd , Groningen, The Netherlands (1964).
[7] FRIEMAN, E.A., J. math. Phys. 4 (1963) 410.
[8] SU, C.H., FRIEMAN, E.A., KRUSKAL, M.D., Report Matt-238, Princeton University (1964).
[9] SANDRI, J.G., Nouvo Cim. XXXVI 1 (1965) 67.
[10] BOGOLIUBOV, N.N., MITROPOLSKY, Y.A., Asymptotic Methods in the Theory of Non-Linear Oscillations, Hindustan Publishing Corp. (India) Delhi 6 (1961) 404.
[11] LAVAL, G., MERCIER, C., PELLAT, R., Nucl. Fusion 5 (1965) 156.
[12] WHITTAKER, E.T., WATSON, G.N., A Course of Modern Analysis, Cambridge, University Press (1962) 354.
[13] HAAS, F.A., WESSON, J.A., Phys. Fluids 9 (1966) 2472.
[14] CESARI, L., Asymptotic Behaviour and Stability Problems in Ordinary Differential Equations, Springer-Berlin, Göttingen, Heidelberg (1963) 72.

DISCUSSION

F.L. RIBE: Were the modes with a higher m-number stabilized?

G. BERGE: Our analysis is based on the assumption that the wavelengths are long, so that the m-numbers cannot be arbitrary (see the discussion following Eqs 29). It is also dependent on ϵ, and the inequality $m\epsilon < 1$ must always be satisfied; when that is done, all $m > 0$ can be stabilized.

NOTE ADDED IN PROOF

A more detailed account of the general theory is now available as Culham Report No. CLM-R 97.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ, ВОЗРАСТАЮЩИМ К ПЕРИФЕРИИ

Н.А.БОРЗУНОВ, Г.Б.ЛЕВАДНЫЙ, В.Е.МОРОЗОВ, Ю.Ф.НАСЕДКИН, Д.В.ОРЛИНСКИЙ, С.М.ОСОВЕЦ, Е.И.ПАВЛОВ, Ю.Ф.ПЕТРОВ, И.А.ПОПОВ и В.И.СИНИЦЫН
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА, МОСКВА, СССР

Abstract — Аннотация

INVESTIGATION OF PLASMA INTERACTION WITH A HIGH-FREQUENCY MAGNETIC FIELD INCREASING TOWARD THE PERIPHERY. Experimental investigation of the method of stabilizing a straight plasma column with a current by a high-frequency magnetic multipole field has demonstrated that a stabilized pinch may be observed only with a sufficiently high rate of increase in the current through the plasma. The rapid increase in current leads to the fact that the stable pinch exists for only a short time (up to 10 microsec). Further investigations have basically been aimed at discovering the conditions of formation of the pinch in a high-frequency field and the cause for its decay. The observed stabilization effect was studied both in systems with a self excited oscillator and in systems with an impulse-excited oscillator. In both cases experience indicates essential dependence of the observed effect on the high-frequency discharge stage with which the discharge forming the plasma column begins. Obviously, the processes which take place in the high-frequency discharge excited by the currents in the stabilizing rods also have a noticeable effect on constriction of the plasma and on confining the plasma column. The research which has been performed has been partially devoted to probe-type measurements of the magnetic field and spectral measurements of the density of the high-frequency discharge plasma. It has been demonstrated that in the absence of a discharge current in sufficiently powerful high-frequency discharge the plasma is concentrated near the axis. A longitudinal quasistationary magnetic field also appears in the high-frequency discharge. In the previous research the results of the observations were quantitatively compared with the theory of the dynamic stabilization technique under the assumption that the most dangerous deformation of the plasma column is the deformation with the wavelength, which is the maximum possible in the device; that is, it is twice the electrode spacing ℓ_e. The investigations have demonstrated that the observed stabilization effect does not depend on ℓ_e. This is evidence of the necessity of further development of the theoretical description of the interaction of a plasma column with a high-frequency multipole field. All this research was performed on devices in which the selfconstricted discharge was created in straight tubes 6.0 - 20.0 cm in diameter with an electrode spacing of 30-80 cm, and the stabilizing field was excited by currents in rods located outside the discharge tube. The "Volna"("Wave") system is a toroidal chamber in which the plasma is confined and heated by a magnetic field wave traveling along the axis. To compensate for the Hall drift current and the possible entrainment of the ions in the system into drift motion, two opposing traveling waves with different frequencies but moving with the same phase velocities have been investigated. A set of comparable measurements has been taken with both one and two waves. The effect of compensation for the drift current and its influence on the plasma confinement and stability has been demonstrated. Plasma stability is studied by using waves of different spatial length (8, 12 and 16 wave length around the perimeter of the toroidal discharge chamber) each of which is characterized by a certain well depth (min B) for which the shorter the wavelength, the stronger the min B. The results which were obtained indicate that with a decrease in the spatial wavelength the plasma stability is increased. The experimental research which has been performed indicates that the depth of the skin layer is apparently not defined by the classical relations.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ, ВОЗРАСТАЮЩИМ К ПЕРИФЕРИИ. Экспериментальное исследование метода стабилизации прямого плазменного шнура с током мультипольным ВЧ-магнитным

полем показало, что стабилизированный шнур удается наблюдать лишь при достаточно высокой скорости возрастания тока через плазму. Быстрое увеличение тока приводит к тому, что устойчивый шнур существует лишь непродолжительное время (до 10 мксек). Дальнейшие исследования были направлены на выяснение условий формирования шнура в ВЧ-поле и причины его разрушения. Наблюдаемый эффект стабилизации изучался в системах как с автогенератором, так и с ударным генератором. В обоих случаях опыты указывают на существенную зависимость наблюдаемого эффекта от той стадии ВЧ-разряда, на которой начинается формирующий шнур разряд. По-видимому, процессы, которые протекают в ВЧ-разряде, возбуждаемом токами в стабилизующих стержнях, оказывают заметное влияние на стягивание плазмы и на удержание плазменного шнура. Исследования частично были посвящены зондовым измерениям магнитного поля и спектральным измерениям плотности плазмы ВЧ-разряда. Показано, что и в отсутствие разрядного тока в достаточно мощном ВЧ-разряде плазма концентрируется около оси. В ВЧ-разряде появляется продольное квазистационарное магнитное поле. В предшествующих исследованиях результаты наблюдений удавалось количественно согласовать с теорией метода динамической стабилизации в предположении, что наиболее опасной является деформация шнура с длнной волны, максимально возможной в установке, т.е. равной удвоенному расстоянию между электродами ($l_э$). Исследования показали, что наблюдаемый эффект стабилизации от $l_э$ не зависит. Это свидетельствует о необходимости дальнейшего развития теоретического описания взаимодействия плазменного шнура с мультипольным ВЧ-полем. Все исследования проводились на установках, в которых самостягивающийся разряд создавался в прямых трубах диаметром 6,0 ÷ 20,0 см при расстоянии между электродами 30 – 80 см, а стабилизирующее поле возбуждалось токами в стержнях, расположенных вне разрядной трубки. Система "Волна" состоит из тороидальной камеры, в которой удержание и нагрев плазмы осуществляется бегущей вдоль оси волной магнитного поля. Для компенсации дрейфового холловского тока и возможного увлечения в дрейфовое движение ионов в системе предусмотрены две встречные бегущие волны с различными частотами, движущиеся с одинаковыми фазовыми скоростями. Проведен цикл сравнительных измерений с одной и двумя волнами. Показан эффект компенсации дрейфового тока и его влияние на удержание и устойчивость плазмы. Устойчивость плазмы исследуется путем использования волн с различной пространственной длиной (8,12 и 16 волн, укладываемых по периметру тороидальной разрядной камеры), каждая из которых характеризуется определенной глубиной ямы (min B), причем чем меньше длина волны, тем больше выражен min B. Полученные результаты указывают на то, что с уменьшением пространственной длины волны устойчивость плазмы повышается. Проведенные экспериментальные исследования указывают на то, что глубина скин-слоя, по-видимому, не определяется классическими соотношениями.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С МУЛЬТИПОЛЬНЫМ ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Существующие методы стабилизации z-шнура основаны на использовании продольного магнитного поля в сочетании с кожухом или без него. Как показывают эксперименты, стабилизация плазменного шнура сильным продольным магнитным полем действительно весьма эффективна. Однако, как известно, использование сильных магнитных полей в больших объемах связано с серьезными техническими трудностями. Кроме того, при таком способе стабилизации принципиально $\beta \ll 1$.

Представляется весьма заманчивым получить стабилизацию плазменного z-пинча при $\beta \sim 1$. В работе [1] показано, что в принципе существует возможность стабилизации z-пинча поперечными ВЧ-полями, нарастающими к периферии. Естественно, что при таком способе стабилизации $\beta \approx 1$. Критерий стабилизации, полученный в этой работе, имеет вид:

$$\frac{4{,}5\,\omega \cdot MN}{J_0} \geq \frac{\partial \tilde{H}}{\partial z}\Big|_{z=0} \geq \omega \cdot f \cdot \sqrt{2MN} \qquad (1)$$

где ω – частота стабилизирующего поля, $\tilde{H}(r)$ – амплитудное значение напряженности переменного поля, J_0 – стабилизируемый ток, MN – масса газа на единицу длины шнура и $f(\lambda, r_0)$ – некоторая функция длины волны деформации и радиуса r_0 плазменного шнура, которая при $\lambda \gg 2\pi r_0$ имеет вид $f = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{\lambda}{1{,}87 r_0}\right)^{\frac{1}{2}}$.

Как следует из этого критерия, указанный метод эффективен лишь для стабилизации достаточно длинных волн. Для стабилизации же деформаций с короткой длиной волны необходимы слишком большие ВЧ-поля. Поэтому сначала предполагалось [1], что для стабилизации коротковолновых возмущений потребуется небольшое постоянное продольное магнитное поле.

Однако, как показали первые эксперименты, эффект стабилизации существует даже при отсутствии внешнего продольного магнитного поля [2], причем стабилизация наблюдалась при таких полях, когда критерий устойчивости выполнялся лишь для самой большой длины волны, возможной в данной системе [3]. Вместе с тем оставался невыясненным целый ряд вопросов, касающихся поведения стабилизируемого z-пинча, в частности:

1. Почему не возникают возмущения с модой $m = 0$?
2. Почему не развиваются возмущения с длиной волны порядка диаметра шнура, для которых не выполняется критерий устойчивости?
3. Почему эффект формирования и стабилизации в значительной степени зависит от времени задержки Δt включения z-разряда по отношению к началу ВЧ-разряда, возбуждаемого стабилизирующей системой?
4. Оставался невыясненным также вопрос о зависимости наблюдаемого стабилизирующего эффекта от расстояния между электродами.

Изучению этих вопросов и посвящена данная работа.

Установки и методы измерения

В данной работе исследовался прямой электродный разряд, стабилизируемый ВЧ-переменным магнитным полем мультипольной конфигурации. Стабилизирующий контур состоял из 4-х или 6-ти стержней, симметрично расположенных вокруг оси камеры, причем токи в соседних стержнях сдвинуты на 180° по фазе. Питание стабилизирующего контура осуществлялось либо от автогенератора (где использовался квадруполь), либо от ударного контура (где использовался гексаполь). На установке с питанием от автогенератора имелась возможность менять расстояние между электродами от 80 до 32 см.

В таблице 1 приводятся параметры экспериментальных установок. На этих установках осуществлялись исследования:

1) нестабилизированного z-пинча;
2) специфического ВЧ-разряда, возбуждаемого системой стабилизирующих стержней;
3) динамической стабилизации z-пинча.

Для исследования использовались следующие методы:

1. Скоростная фотосъемка разряда в режиме непрерывной и кадровой разверток.
2. Измерение токов через газ и через стабилизирующие стержни.

3. Измерение распределения радиальной $\tilde{H}_r(r)$ и азимутальной $\tilde{H}_\varphi(r)$ составляющих высокочастотного магнитного поля вдоль радиуса с помощью магнитного зонда.

4. Измерение распределения плотности квазипостоянного тока $j_0(r)$ с помощью низкочастотного магнитного зонда.

5. Регистрация момента появления z-поля при помощи магнитного зонда, помещаемого как снаружи, так и внутри разрядной камеры. Появление z-поля соответствует изгибу или закручиванию шнура.

6. Измерения потока энергии, поступающего на стенку с помощью термозонда.

7. Измерения максимальной концентрации заряженных частиц в плазме ВЧ-разряда по распределению интенсивности в крыльях спектральных линий и регистрация момента появления примесей с помощью монохроматора и фотоумножителя.

8. Оценка концентрации заряженных частиц методом Инглиса-Теллера.

Развитие деформаций нестабилизированного z-пинча

Поскольку в критерий (1) входит длина волны, очень важно исследовать характер развития деформаций нестабилизированного плазменного шнура и тем самым выяснить, какие длины волн приводят к быстрому его разрушению. С этой целью были поставлены эксперименты, в которых варьировались длина разрядной камеры 1, ее диаметр D и скорость нарастания тока $\left(\frac{dJ}{dt}\right)_{t\to 0}$.

В результате проведенных экспериментов было обнаружено, что при малых скоростях нарастания тока ($\frac{dJ}{dt} < 10^{10}$ а/сек) деформации с m = 0 (перетяжки) отсутствуют. Но при $\frac{dJ}{dt} \approx 10^{11}$ именно они ответственны за разрушение шнура. Это связано с тем, что при больших $\left(\frac{dJ}{dt}\right)_{t\to 0}$ плазменная оболочка движется к оси с большим ускоре-

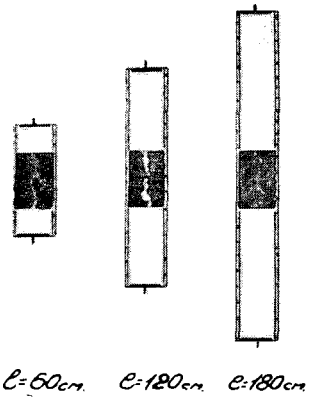
ТАБЛИЦА 1. ПАРАМЕТРЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВОК

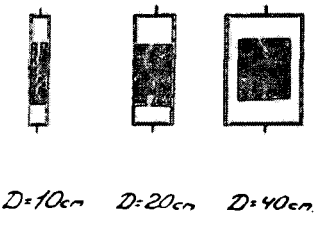
Контур z-пинча	Стабилизирующий контур
Емкость конденсаторной батареи, C = 24 – 70 мкф.	Мощность ВЧ-генератора: а) ламповый генератор с импульсной мощностью 20 мвт, б) ударный разрядный контур затухающих колебаний с реактивной мощностью 10^9 в.а.
Напряжение на конденсаторах, U = 5 – 20 кв.	Количество стержней-4 (квадруполь) и 6 (гексаполь).
Длительность первого полупериода тока, T/2 = 5 – 40 мксек.	Диаметр окружности, по которой располагались стержни, D_1 = 7 – 22 см.
Стабилизируемый ток, J_0 = 5 – 120 ка.	Частота колебаний, f = 0,5 – 1,2 Мгц.
Длина разрядной камеры, 1 = 60 – 80 см.	Максимальный ВЧ-ток в каждом стержне, $\tilde{J}$ до 25 ка.
Диаметр разрядной камеры, D = 6 – 40 см.	

нием, в результате чего возникает Релей-Тейлоровская неустойчивость (рис.1).

Обнаружено также, что наблюдаемая длина волны наиболее опасных возмущений не зависит от длины системы, а определяется диаметром разрядной камеры ($\lambda_0 \sim D$). Помимо основной длины волны λ_0, наблюдается и более мелкая структура. Однако к разрушению шнура приводят именно деформации с длиной волны λ_0.

Интересно отметить, что возмущения с более короткими длинами волн, например порядка диаметра шнура, практически отсутствуют, в то время как скорость их развития, согласно линейной теории, должна быть наибольшей. Однако ожидать совпадения с линейной теорией для развитых деформаций нет никаких оснований.





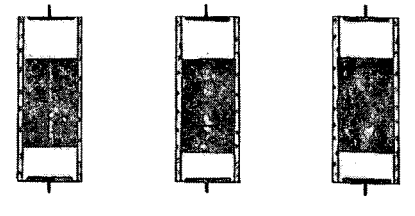


Рис.1. Фотографии деформированного нестабилизированного z-шнура.

Проведенные эксперименты указывают на то, что нет, по-видимому, необходимости стабилизировать деформации, длина которых меньше диаметра камеры. Что же касается перетяжек (мода $m = 0$), то они в условиях проводившихся экспериментов не возникали, поскольку скорость сжатия границы плазмы невелика ($\sim 10^6$ см/сек).

Тщательные магнитные измерения позволили установить, что в ряде случаев неустойчивость проявляется еще до момента максимального сжатия шнура. С этим обстоятельством необходимо считаться при выборе момента включения ударного стабилизирующего контура.

Наличие ВЧ-разряда, предшествующего моменту включения пинча может существенно изменить характер развития деформаций плазменного шнура. Тем не менее, полученные результаты весьма полезны для интерпретации экспериментов по динамической стабилизации. Они позволяют также более рационально подойти к выбору размеров разрядной камеры.

ВЧ-разряд, возбуждаемый стабилизирующим полем

Стабилизирующий ВЧ-мультиполь, наряду со своей основной задачей – стабилизацией прямого шнура, создает специфический ВЧ-индукционный разряд в камере. Как показали эксперименты, процессы, протекающие в таком ВЧ-разряде, оказывают заметное влияние как на формирование, так и на удержание плазменного шнура. Поэтому изучение одного ВЧ-разряда необходимо для лучшего понимания явлений, имеющих место при динамической стабилизации.

ВЧ-разряд исследовался как с автогенератором, так и с ударным контуром. В варианте с автогенератором использовался квадруполь, а с затухающим контуром – гексаполь. В первом случае ток, текущий в одном направлении через два стержня, составлял $2\tilde{J}_0 = 6$ ка, во втором – ток, текущий через три стержня, составлял $3\tilde{J}_0 = 100$ ка. Из фотографий разряда следует, что в обоих случаях наблюдается локализация плазмы вблизи оси.

На рис.2 приведена фоторазвертка разряда в гексапольной системе. Светящееся образование существует в течение 20 мксек. По углу наклона фронта свечения можно определить максимальную и среднюю скорость движения плазмы к оси. Они равны соответственно $2 \cdot 10^6$ и $1{,}4 \cdot 10^6$ см/сек.

На рис.3 приведена кадровая развертка свечения (фотографии с торца трубы), из которых следует, что пробой начинается у стенки против каждого из стержней. Токовые плазменные шнуры затем сходятся к центру, сливаясь в единое плазменное образование.

На рис.4 представлены кривые распределения амплитуды магнитного поля H_φ по радиусу и плоскости диаметрально-противоположных стержней. Пунктирная кривая дает распределение магнитного поля в вакууме, соответствующее значению тока стержней в данный момент времени. В процессе сжатия плазмы распределение магнитного поля непрерывно меняется. К концу фазы сжатия в центральной части возникает характерный подъем магнитного поля, сохраняющийся в течение длительного времени. Такое поведение поля $\tilde{H}_\varphi$ указывает на локализацию плазмы в центральной части (подъем поля обусловлен токами изображения в плазме). Фотографии свечения хорошо согласуются с таким распределением.

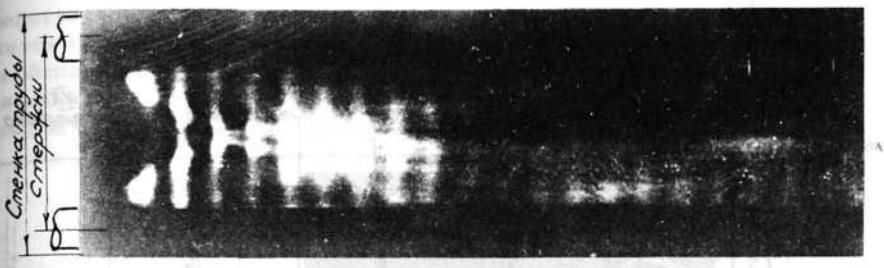


Рис.2. Непрерывная фоторазвертка свечения ВЧ-разряда, аргон, $p_0 = 0{,}08$ мм рт.ст.

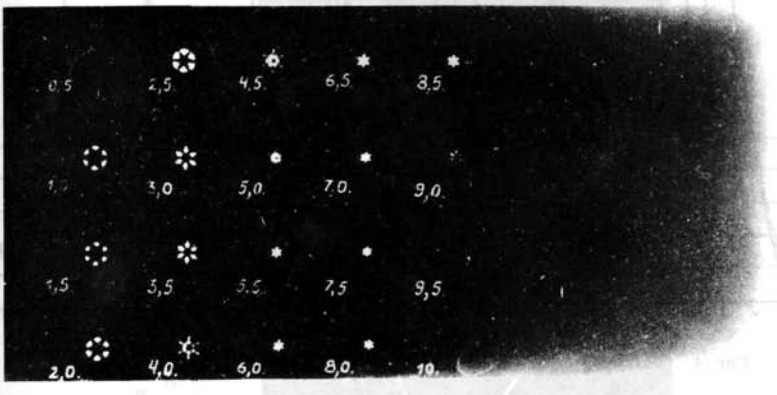


Рис.3. Кадровая фоторазвертка свечения ВЧ-разряда с торца, аргон $p_0 = 0{,}1$ мм рт.ст.

Измерения с помощью петли, охватывающей сечение разрядной трубки указывают на отсутствие суммарного магнитного потока через нее. В направлении между стержнями и против стержней, как показали измерения, поле H_z также отсутствует. Однако при более детальном исследовании были обнаружены квазистационарные $H_z(\varphi)$ поля, изменяющиеся периодически с углом φ от нуля до максимального значения (измерения проводились на квадруполе с автогенератором). Эти поля обусловлены дрейфовыми токами, предполагаемая структура которых показана на рис.5. Напряженность квазистационарного поля нарастает сначала очень медленно. Затем, через несколько десятков микросекунд после ВЧ-импульса, быстро увеличивается до максимального значения в несколько сот эрстед при $p_0 = 0{,}05$ мм рт.ст., и в конце импульса снижается до нуля. С увеличением давления газа напряженность поля H_z уменьшается. Поля аналогичной структуры наблюдались ранее на установке "Дельта" при взаимодействии плазмы с полем стоячей волны [4].

Обнаруженное квазипостоянное продольное магнитное поле с периодической структурой может оказывать заметное влияние как на процесс формирования шнура, так и на его устойчивость по отношению к коротким длинам волн. При достаточно большой степени сжатия плазмы около оси показанные на рис.6 квазистационарные поля должны компенсироваться. Однако этот вопрос в достаточной мере еще не изучен.

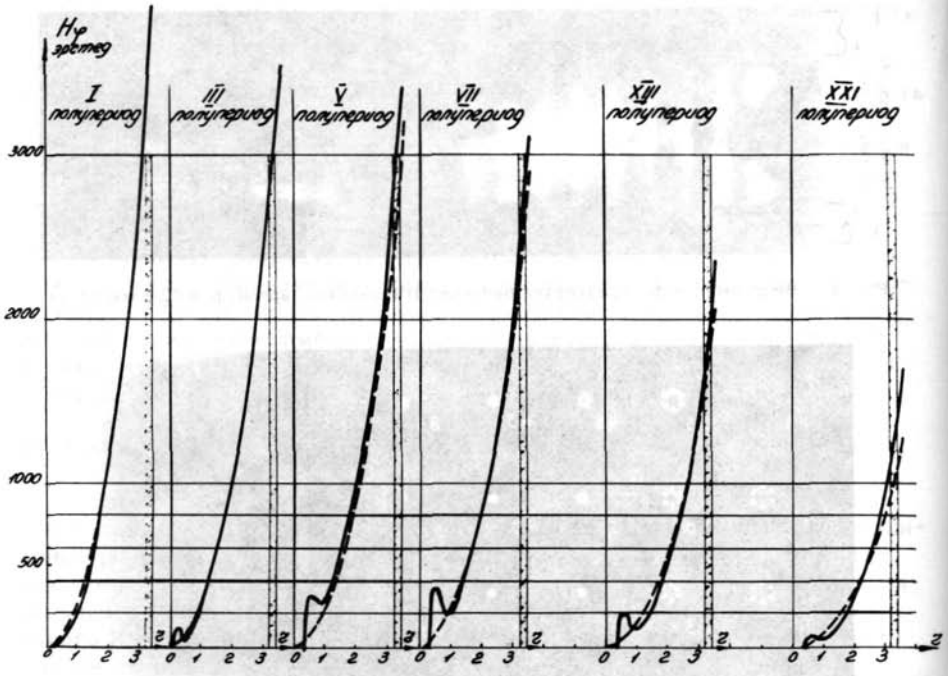


Рис.4. Распределение поля $\tilde{H}_\varphi$ по радиусу, аргон, $p_0 = 0{,}016$ мм рт.ст.

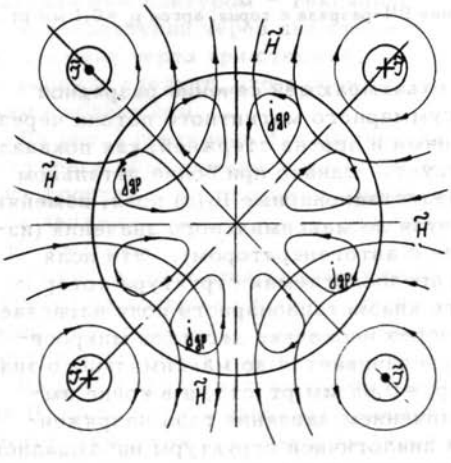


Рис.5. Структура дрейфовых токов.

Чтобы делать обоснованные заключения о влиянии такого продольного магнитного поля на устойчивость коротковолновых возмущений, необходимо исследовать распределение квазистационарного продольного поля при наложении на ВЧ-разряд z-пинча. К сожалению, вводимый в плазму зонд оказывает очень сильное возмущающее влияние на стабилизируемый z-пинч.

Если предположение о стабилизирующем действии продольных H_z - полей с периодической структурой на коротковолновые деформации

действительно справедливо, то более рациональной, по-видимому, окажется система с вращающимся ВЧ-магнитным мультиполем, для чего необходимо осуществить сдвиг фаз ВЧ-тока между соседними стержнями на 90°. В системе с вращающимся мультиполем продольное магнитное поле должно быть однородным по азимуту.

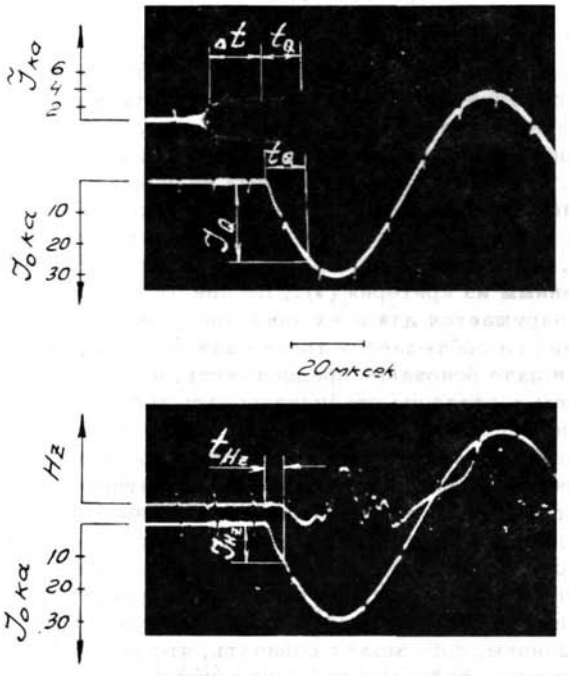


Рис.6. Осциллограммы тока разряда J_0, тока через стабилизирующий стержень $\tilde{J}$ и продольного магнитного поля H_z.

Исследование ВЧ-разряда при больших токах в стержнях может представлять самостоятельный интерес. Действительно, в этом случае поля, нарастающие к периферии, должны способствовать устойчивости, образуемой разрядом плазмы. Как показали спектральные измерения плотности, в таком ВЧ-разряде происходит не только локализация свечения плазмы около оси, но и концентрация частиц. При начальном давлении водорода $p_0 = 0{,}1$ мм рт.ст. максимальная плотность заряженных частиц в центральной части доходит до $n_e \approx 10^{17}$, в то время как максимальная плотность на периферии $\leqslant 10^{16}$. ВЧ-ток одного направления через три стержня составлял в этом случае 120 ка, что соответствовало начальной амплитуде магнитного поля на внутренней поверхности стенки 11 кэрстед при частоте 0,8 Мгц.

Влияние расстояния между электродами на устойчивость прямого пинча

Наблюдаемую устойчивость плазменного шнура в квадрупольном высокочастотном магнитном поле удается объяснить с точки зрения

теории динамической стабилизации лишь в предположении, что для обеспечения устойчивости шнура достаточно стабилизировать возмущения с длиной волны λ, равной удвоенному расстоянию между электродами, т.е. максимально возможной длины волны на данной установке. В предшествующих экспериментах шнур формировался при наложении на высокочастотный разряд достаточно быстро возрастающего прямого разрядного тока с начальной скоростью $\left(\frac{dJ}{dt}\right)_{t=0} \geq 2 \cdot 10^9$ а/сек. После образования шнура наблюдалось его удержание в течение нескольких микросекунд, а затем – разрушение. Поскольку ток через шнур возрастал, то разрушение шнура естественно было объяснить тем, что перестает выполняться критерий устойчивости (1). Из этого выражения следует, что увеличение J_0, при неизменных остальных величинах, должно привести к нарушению левой части неравенства, когда ток достигает критического значения $J_{0\,кр}$. Действительно, в пределах точности измерений значение $J_{0\,кр}$, найденное из опыта, хорошо согласуется со значением $J_{0\,кр}$, определенным из критерия (1). Но при этом правая часть критерия заведомо нарушается для всех значений λ, меньших расстояния между электродами $l_э$ и соблюдается только для $\lambda = (1{,}5\text{–}2)\,l_э$. Это обстоятельство и дало основание предположить, что при стабилизации шнура ВЧ-полем достаточно стабилизировать только длинноволновые возмущения, подобно тому как это имеет место при стабилизации шнура постоянным продольным полем. Но если в постоянном поле выполнение критерия устойчивости для $\lambda = 2l_э$ гарантирует устойчивость всех деформаций типа $m = 1$ с меньшей длиной волны, то в квадрупольном высокочастотном поле дело обстоит как раз наоборот: при выполнении условия устойчивости для $\lambda > 2l_э$ критерий соблюдается для возмущений с большими длинами волн. Поэтому согласие результатов наблюдений с теоретическими критериями для $\lambda > 2l_э$ либо может быть чисто случайным совпадением, либо может означать, что теория правильно описывает *длинноволновые деформации, но не учитывает какого-то дополнительного механизма*, обеспечивающего устойчивость по отношению к коротковолновым возмущениям. В связи с этим представляется интересным выяснить, зависит ли устойчивость плазменного шнура от максимальной возможной *длины волны деформации*, т.е. от расстояния между электродами.

Опыты были проведены на установке со стабилизирующим квадруполем, питаемым от автогенератора. Диаметр разрядной трубки составлял 8 см, длина – 80 см. Максимальное расстояние между электродами – 80 см, и оно могло изменяться с помощью медных стержней диаметром 1 см с вольфрамовыми наконечниками, вставлявшихся в плоские электроды. В описываемых опытах это расстояние составляло 80, 68, 50 и 32 см.

В качестве критической величины, которую можно сравнивать с теоретическим критерием, был выбран разрядный ток $J_{0\,кр}$, соответствующий моменту $t_{кр}$ развала шнура на фотографиях. Кроме того, в каждом опыте регистрировались: ток особенности J_{oc} в момент t_{oc} сжатия плазмы на оси трубки, ток J_{H_z} в момент t_{H_z} появления продольного поля при изгибе шнура и ток J_Q, при котором начинает падать добротность колебательного контура (при стягивании плазмы к оси добротность Q контура, а следовательно и ток через стержень $\tilde{J}$, возрастает почти в полтора раза, но в момент разрушения шнура $\tilde{J}$ опять начинает уменьшаться).

Осциллограммы разрядного тока J_0, продольного поля H_z и тока через стабилизирующий стержень приведены на рис.6.

Критерий (1) можно записать в виде

$$\frac{J_0 \nabla_{z=0} |\tilde{H}|}{4,5\omega^2} \leq MN \leq \frac{(\nabla_{z=0} |\tilde{H}|)^2}{2\omega^2 f^2} \qquad (2)$$

и определить из него максимально допустимый ток $J_{0\,max}$ в той точке, где область устойчивости сужается до нуля. Сравнивая левую и правую часть, получаем:

$$J_c \leq 2,25 \frac{\nabla_{z=0} |\tilde{H}|}{f^2}$$

или

$$J_{0\,max} = \frac{2,25 \lambda^2 \nabla_{z=0} |\tilde{H}|}{4\pi^2 \ln \frac{\lambda}{1,8\pi r_0}} \qquad (3)$$

Отсюда видно, что максимальный ток, при котором еще существует область устойчивости, сильно зависит от длины волны деформации λ. Если действительно наиболее опасными являются деформации с $\lambda \sim 2l_э$, то изменение $l_э$, даже в относительно широком диапазоне, должно сразу же сказаться на величине критического тока.

При изменении расстояния между электродами все опыты проводились в одинаковых условиях, причем был выбран режим, при котором наблюдалась наилучшая воспроизводимость результатов ($p_0 = 0,2$ мм рт.ст. ∇_z, $\dot{J}_{0\,max} = 3 \cdot 10^9$ а/сек, $\tilde{J} = 4$ ка). Формирование шнура и его дальнейшее поведение существенно зависят от Δt, т.е. от той стадии ВЧ-разряда, на которой включается разрядный ток. Эта зависимость, возможно, связана с развитием дрейфовых токов в ВЧ-разряде, которые обуславливают появление квазистационарного магнитного поля.

Как показали эксперименты, для всех диапазонов Δt ток особенности J_{oc} и критический ток $J_{0\,кр}$ в пределах точности измерений от $l_э$ не зависят. Независимость J_{oc} от $l_э$ как с ВЧ-полем, так и без него означает, что введение в разрядную трубку цилиндрических электродов не сказывается на условиях формирования шнура, по крайней мере, в средней его части. Отсутствие же зависимости $J_{0\,кр}$ и J_Q от $l_э$ указывает на то, что развал наблюдаемого на фотографиях шнура нельзя объяснить нарушением критерия устойчивости (2) для максимально возможной длины волны.

Таким образом, упрощенная теория динамической стабилизации, разработанная в [1, 5], дает лишь качественное указание на возможность стабилизации и не в состоянии объяснить всю совокупность явлений, происходящих при взаимодействии ВЧ-разряда и пинча. Напомним, в частности, что при выводе критериев (1) и (2) предполагалось, что существует заранее созданный токовый шнур и на него действует поперечное магнитное поле. Между пинчем и стенкой камеры при этом никакого разряда быть не должно. Однако в исследуемой системе эти условия выполнены не были. Во-первых, пинчующийся разряд накладывается на плазму, образованную ВЧ-разрядом, с весьма сложной структурой продольных магнитных полей. Во-вторых, в результате неполного сгребания частиц пинчем между ними и стенкой сохраняется некоторое коли-

чество нейтральных частиц, в результате чего происходит ВЧ-пробои остаточного газа около стенки. Это вызывает гажение камеры и обуславливает последующие пробои у стенок. ВЧ-токи между пинчем и стенкой могут привести, с одной стороны, к экранированию ВЧ-магнитного поля, а с другой стороны – к перебросу основного z-тока из центральной зоны на стенки трубки, что должно привести к разрушению шнура.

Использование вместо стекла алундовой камеры должно, по-видимому, если не устранить, то,во всяком случае, значительно ослабить влияние ВЧ-токов на удержание пинча в центральной зоне. Опыты с алундовой камерой и безмасляной откачкой предполагается выполнить в ближайшем будущем. Возможен также другой способ борьбы с пристеночными токами от стабилизирующего разряда. Он состоит в том, чтобы постоянные и ВЧ-магнитные поля поменять местами, а именно: стабилизируемый ток сделать высокочастотным, а стабилизирующее мультипольное поле – постоянным. Очевидно, что в этом случае разряд не будет возмущаться стабилизирующей системой. Такая установка уже разработана.

Подводя итоги проведенному исследованию, можно сказать следующее:

1. Несмотря на невыполнение критериев устойчивости (1), даже для самых длинных волн $\lambda = 2l_э$, наблюдается устойчивость шнура в течение 5 ÷ 10 мксек.

2. Разрушение шнура связано, по-видимому, с накоплением у стенок трубки плазмы примесных атомов, которая может экранировать стабилизирующее поле и, кроме того, вызвать перераспределение разрядного тока.

3. Как показали исследования нестабилизированного шнура, деформации с $m = 0$ не развиваются при малых dJ/dt скоростях нарастания тока ($<10^{10}$ а/сек).

4. Не развиваются также до опасных пределов деформации с длиной волны, меньшей диаметра камеры.

5. В одном ВЧ-разряде возникают квазистационарные продольные магнитные поля с периодической структурой по азимуту. Эти поля могут способствовать дополнительной устойчивости коротковолновых деформаций стабилизируемого пинча.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОЛЕМ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Результаты экспериментов по высокочастотному удержанию плазмы бегущим полем, проведенное на установке "Дельта-II" [4] показали, что возникающий в скин-слое продольный квазистационарный ток приводит к неустойчивости. Изменение конфигурации этого тока таково, что из скинового он превращается в объемный ток сложной конфигурации, возбуждая при этом сильные магнитогидродинамические колебания плазмы и генерируя одновременно внутри плазмы продольное квазистационарное магнитное поле, сравнимое по величине с основным высокочастотным удерживающим полем. Одной из основных задач экспериментов на установке "Волна" было подавление этой неустойчивости путем изменения конфигурации поля, а также полной компенсацией тока действием встречной бегущей волны.

По ряду параметров установка "Волна" повторяет установку "Дельта-II". Кварцевая тороидальная камера, D = 70 см и d = 8 см, помещается в спиральной обмотке LC линии, в которой возбуждаются бегущие волны. В отличие от установки "Дельта-II", установка "Волна" снабжена двумя мощными трехфазными генераторами (с номинальной мощностью по 30 мвт при длительности импульса 400 мксек), и в линии могут одновременно возбуждаться попарно бегущие волны с частотами 1,8, 2,8 и 3,8 Мгц. Эти частоты соответствуют пространственному распределению по окружности тора 8, 12 и 16 волн соответственно. Каждой волне соответствует свое распределение поля в сечении камеры (по радиусу) с различным "min B" или различной глубиной магнитной "ямы".

На рис.7 приведены скоростные фотографии разряда в бегущем поле для различных значений "min B", т.е. для трех различных частот при сохранении величины амплитуды высокочастотного поля на поверхности плазмы ~300 эрстед и начальном давлении ~0,001 мм рт.ст. (H_e). По этим фотографиям (а также по осциллограммам сигналов с магнитных зондов ВЧ-поля, ленгмюровского зонда, тока и т.д.) можно видеть, что "яма", хотя и оказывает стабилизирующее действие, не снимает колебания полностью. К тому же плазменный шнур (оторванный от внутренней стенки камеры) оказывается прижатым к внешней стенке камеры в результате действия электродинамического расталкивания витка с током и тороидальной неоднородности в распределении высокочастотного поля, величину которой можно видеть на рис.9, где приведены распределения по сечению камеры поля в холостом ходу (без плазмы) для всех используемых мод ВЧ-поля.

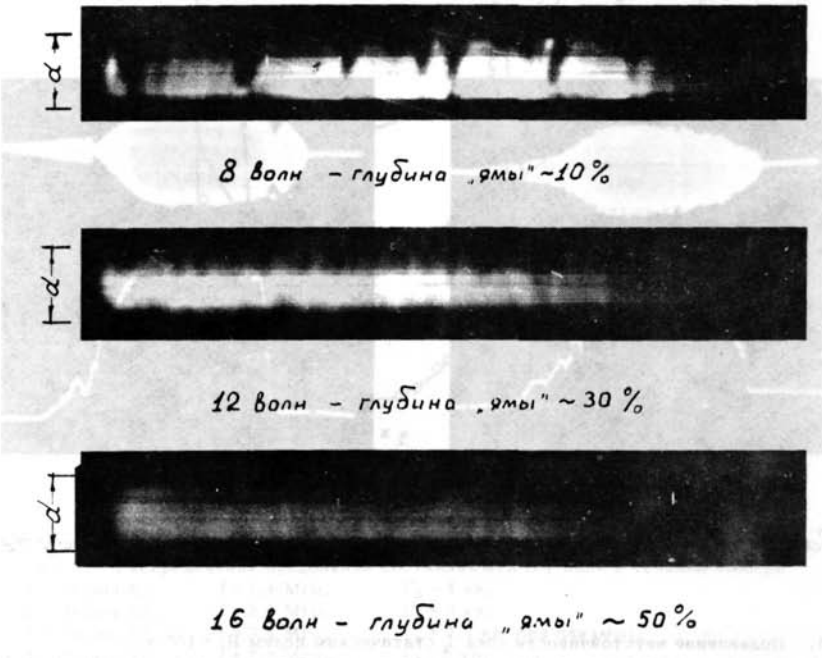


Рис.7. Фотографии разряда в бегущем поле с различным "min B".

В выбранных для сравнения режимах концентрация и температура плазмы, измеренные с помощью ленгмюровского зонда, а также по величине поля у поверхности плазмы (nT) и по величине квазистационарного тока, составляют $n_e \sim 10^{14}$ и $T_e \sim 10 \div 15$ эв. Следует отметить, однако, что значительное снижение уровня колебаний может быть вызвано в данном случае не только увеличением -"ямы", но также и уменьшением квазистационарного тока, который уменьшается примерно обратно пропорционально частоте (~3 ка, 2,5 ка и 2 ка для 8-й, 12-й и 16-й волн соответственно).

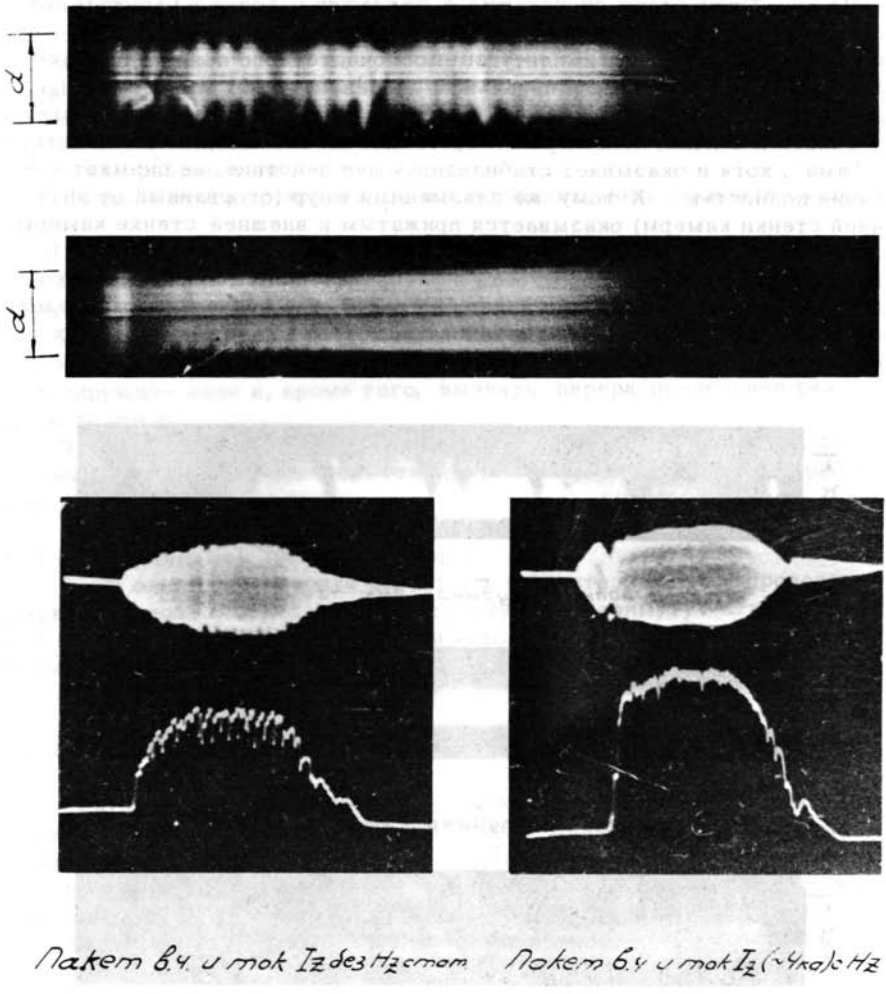


Рис. 8. Подавление неустойчивости тока J_z статическим полем $H_z = 100$ э:
а) фоторазвертка разряда без стабилизирующего поля; б) фоторазвертка разряда со стабилизирующим полем.

Прямым доказательством магнитогидродинамической токовой природы наблюдаемых неустойчивостей при взаимодействии бегущего поля с плазмой является стабилизация их продольным статическим магнитным полем. На рис. 8 приведены фотографии разверток разряда, снятые со стороны внешней стенки разрядной камеры (а не сверху, как на рис. 7) и осциллограммы тока и высокочастотного пакета для 8-й волны без продольного статического поля и с полем ~100 э. Обращает на себя внимание тот факт, что для стабилизации тока 4 ка оказывается достаточно всего 100 эрстед (поле самого тока на поверхности плазмы ~200 эрстед). При этом квазистационарный ток в стабилизированной статическим полем плазме сильно возрастает, отрыв от внутренней стенки камеры сохраняется, но шнур по-прежнему оказывается прижатым к внешней стенке камеры.

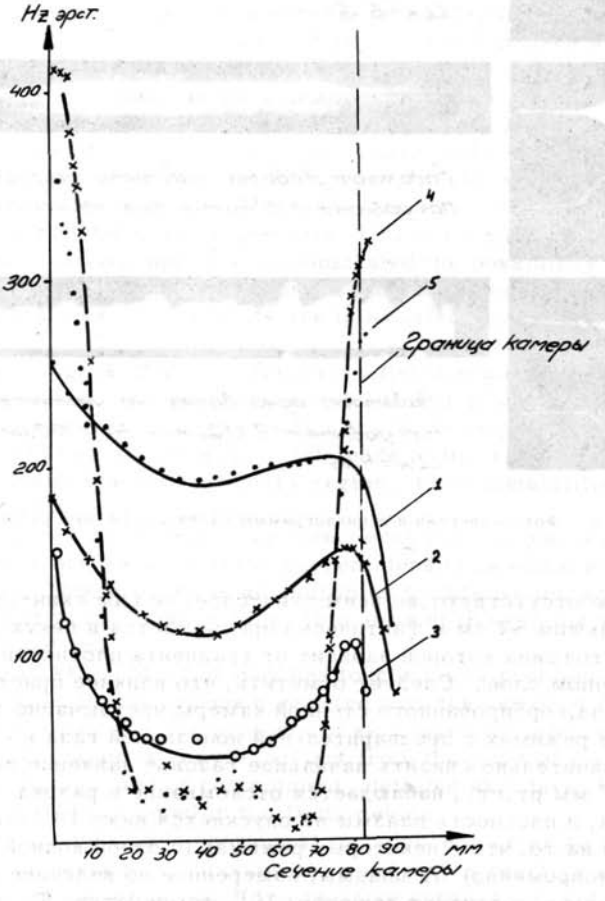


Рис. 9. Распределение продольной составляющей ВЧ-поля в сечении камеры:
1 – Волна 8, f = 1,4 Мгц, $U_к$ = 4 кв;
2 – Волна 12, f = 2,6 Мгц, $U_к$ = 3 кв;
3 – Волна 16, f = 3,4 Мгц, $U_к$ = 2,7 кв (без плазмы);
4 – Волна 12, f = 2,8 Мгц, $U_к \cong 6$ кв;
5 – Волна 8, f = 1,8 Мгц, $U_к$ = 4 кв (с поджигом плазмы).

Наиболее радикальным способом подавления наблюдаемой неустойчивости явилась полная компенсация тока действием встречной бегущей волны. На фотографиях разряда и осциллограммах тока (рис.10) можно видеть как степень компенсации тока, так и результат – отсутствие колебаний и формирование более плотного плазменного образования в центре разрядной камеры. Измерение распределения высокочастотного поля в плазме в режиме компенсации показывает (рис.9), что колебания

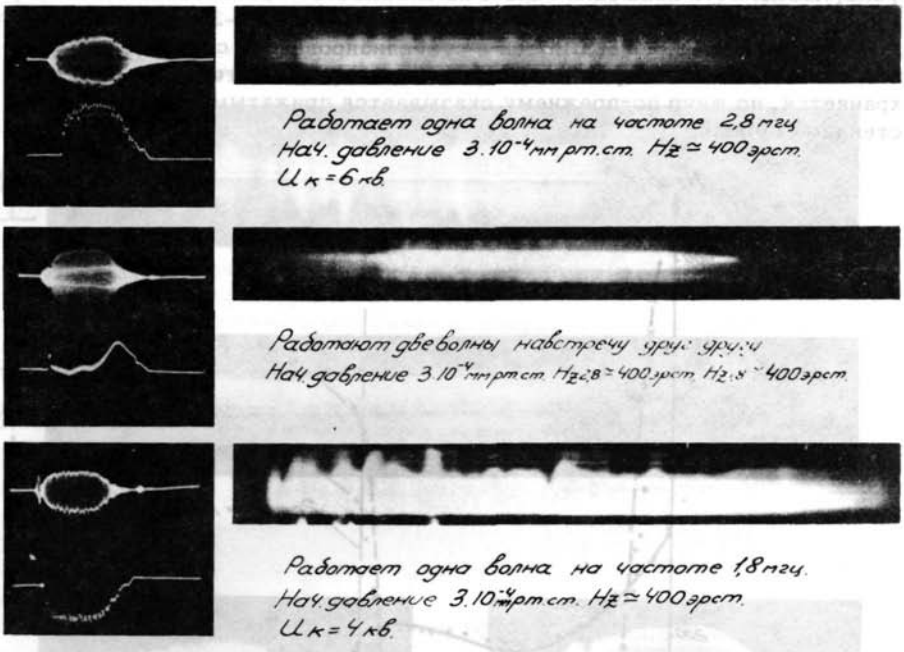


Рис.10. Фоторазвертки и осциллограммы разряда в режиме работы двух волн.

полностью отсутствуют во всем скин-слое, но сам скин-слой становится очень большим ~1 см и фактически превращается в некую переходную область, толщина которой зависит от градиента плотности плазмы в пристеночном слое. Следует отметить, что влияние пристеночного газа и газа, сорбированного стенкой камеры, чрезвычайно велико. Например, в режимах с предварительной ионизацией газа в камере, когда можно значительно снизить начальное газовое давление до величин $\sim 2 \div 3 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст., наблюдается отсасывание в разряд сорбированного газа, и плотность плазмы не опускается ниже 10^{14} см$^{-3}$. Поэтому, несмотря на то, что в некоторых режимах (с одной волной и с двумя волнами одновременно) nT плазмы, измеренное по величине поля у поверхности плазмы, достигает величины 10^{16}, температура T_e остается на уровне 30 ÷ 35 эв. Можно ожидать, что с переходом, который уже подготовлен, на алундовую камеру можно будет изучить вопросы энергетического баланса в системе с высокочастотным удержанием бегущим полем.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ОСОВЕЦ, С.М., ЖЭТФ 39 (1960) 311.
[2] ОРЛИНСКИЙ, Д.В., Атомная энергия 18 4 (1965) 323.
[3] ОРЛИНСКИЙ, Д.В., ОСОВЕЦ, С.М., СИНИЦЫН, В.И., Plasma physics and controlled nuclear fusion research, Vienna 2 1966, p. 313.
[4] БРЕУС, С.Н., и др., Plasma physics and controlled nuclear fusion research, Vienna 1 1966, p. 537.
[5] БОБЫРЕВ, Н.А., ФЕДЯКИН, О.И., ЖТФ 32 7 (1966).

DISCUSSION

I.K. KONKASHBAEV: What were the discharge parameters?

Yu.F. NASEDKIN: In the continuous regime with a current in the Z-pinch of the order of 20 kA, $n = 10^{16}$ cm^{-3} and $T \sim 10$ eV. In the single-pulse damping regime with a current in the Z-pinch of the order of 100 kA, $n \sim (1\text{-}2) \times 10^{17}$ cm^{-3} and $T \sim 10$ eV. Carbon lines were observed in the plasma column during containment.

R.M. SINCLAIR: What was the containment time in the Volna device?

Yu.F. NASEDKIN: Without stabilizing circuit the containment time was 1 - 3 μs; with stabilizing circuit it increased to 7 - 10 μs.

L.V. DUBOVOY: Over the past four years, workers at the D.M. Efremov Scientific Research Institute for Electro-physical Apparatus have been investigating the suppression of large-scale, long-wave plasma instabilities by high-frequency fields, and have demonstrated the possibility of suppressing the Kruskal-Shafranov, Kadomtsev-Nedospasov and drift-dissipative instabilities. The results are in satisfactory agreement with theory.

Calculations suggest that high-frequency fields reduce substantially the role of long-wave, low-frequency instabilities in plasma traps. It should be noted, however, that in practice the high-frequency currents are always subject to a skin effect, which leads to increased current density in the plasma-vacuum boundary region. Flow instabilities may then arise in the skin layer region.

In experiments with powerful high-frequency discharges, we have found that the skin layer breaks down if the current density is sufficient for ionic sound excitation. This process is accompanied by intense ion and electron heating - an effect which must be taken into account in systems with high-frequency stabilization.

K.V. KHODATAEV: Mr. Dubovoy has touched on a problem which is constantly arising in investigations connected with the use of rf fields of high amplitude - namely, the problem of skin layer turbulence. Since stability of the skin layer is very important from the point of view both of dynamic stabilization and of containment, detailed skin layer studies are at present being performed in the Delta device.

These investigations have shown that turbulence does arise in the skin layer. Under certain circumstances, however, a reactive skin layer develops; i.e. a skin layer in which the reactive conductivity component predominates. The important point is that the reactive skin layer is observed even when the current velocities of the electrons exceed the ionic sound velocity.

My purpose in making this comment is that investigators should not lose hope.

ПОДАВЛЕНИЕ ЖЕЛОБКОВОЙ НЕУСТОЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ

В.В.АРСЕНИН, В.А.ЖИЛЬЦОВ и В.А.ЧУЯНОВ
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

SUPPRESSION OF FLUTE INSTABILITY OF A PLASMA BY MEANS OF A FEEDBACK SYSTEM. A description is given of experiments to stabilize flute instability of a plasma in a field of simple mirror configuration by means of a feedback system consisting of sensing elements and amplifiers and establishing boundary conditions of a special type at the plasma surface. Experiments performed in Ogra II, a trap with external injection of fast hydrogen atoms, have shown that this method of stabilization makes it possible to suppress flute instability, at least in a dilute plasma ($n \sim 10^7$ cm^{-3}). When the stabilization system is switched on, the plasma losses are determined by the ion cyclotron oscillations. Fast engagement of the stabilization system makes it possible directly to observe the processes of development of flute instability.

ПОДАВЛЕНИЕ ЖЕЛОБКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ОБРАТНЫХ СВЯЗЕЙ. Дается описание экспериментов по стабилизации желобковой неустойчивости плазмы в поле простой пробочной конфигурации с помощью системы обратной связи, состоящей из датчиков и усилителей и осуществляющей на поверхности плазмы граничные условия специального вида. Эксперименты, проведенные на Огре II–ловушке с внешней инжекцией быстрых атомов водорода–показали, что рассмотренный метод стабилизации позволяет, по крайней мере в разреженной плазме ($n \sim 10^7$ см$^{-3}$), подавить желобковую неустойчивость. При включенной системе стабилизации потери плазмы определялись ионно-циклотронными колебаниями. Быстрое включение системы стабилизации позволило непосредственно наблюдать процессы развития желобковой неустойчивости.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что при достаточно высокой плотности плазмы все моды желобковой неустойчивости, кроме первого, должны подавляться эффектом конечного ларморовского радиуса ионов [1 – 3]. В свою очередь, первый мод и вообще крупномасштабные колебания существенно зависят от граничных условий. Это позволяет надеяться, управляя граничными условиями и, в частности, задавая их с помощью следящей системы, измеряющей поля низкочастотных возмущений в плазме, подавить желобковую неустойчивость, не используя стабилизирующие поля с минимумом B.

Подобные эксперименты представляют интерес с различных точек зрения.

Во-первых, несмотря на многочисленные теоретические предположения использовать следящие системы для стабилизации плазменных неустойчивостей [4 – 7] и успешное применение этого принципа в различных областях техники, в том числе для стабилизации пучков в ускорителях (см., например, [8, 9]) и гидродинамических неустойчивостей [10, 11], до сих пор не было экспериментов по стабилизации плазменных колебаний подобным способом.

Во-вторых, система стабилизации, которая может быть мгновенно включена или выключена без возмущения плазмы и изменения ее парамет-

ров, открыла бы новые возможности для изучения желобковой неустойчивости, в частности, позволила бы измерять инкременты колебаний и исследовать переход к нелинейной стадии.

В-третьих, увеличение плотности плазмы, вызванное подавлением желобковых колебаний, дало бы возможность расширить на новый диапазон плотностей исследования высокочастотных неустойчивостей в простом пробочном поле и, сравнивая результаты этих измерений с данными, полученными в полях с минимумом B, установить влияние геометрии магнитного поля на эти неустойчивости.

Возможности использования следящей системы для подавления желобковой неустойчивости были рассмотрены в работе [12]. Была исследована простая модельная задача – устойчивость бесконечного цилиндра разреженной ($\beta = 8\pi nT/B_0^2 \ll 1$) неоднородной плазмы радиуса a с осью, направленной вдоль внешнего однородного магнитного поля $\vec{B}_0$, относительно потенциальных желобковых возмущений вида:

$\Psi = \varphi(r)\exp(im\theta - i\omega t)$, где θ – азимутальный угол, m – азимутальное волновое число. Эффект кривизны силовых линий учитывался введением радиальной силы тяжести, под действием которой ионы испытывают азимутальный дрейф с частотой ω^*. Воздействие на плазму следящей системы включалось в рассмотрение с помощью граничного условия на окружающей плазму поверхности радиуса b:

$$\varphi(b) = \delta\ \varphi(a) \qquad (1)$$

Коэффициент δ определялся следящей системой. В общем случае он может быть комплексным и зависеть от частоты. Условие (1) означает, что по поверхности, окружающей плазму, бежит волна с той же фазовой скоростью, что и в плазме.

Случаю заземленной металлической стенки отвечает $\delta = 0$. Известно [13], что при этом плазма устойчива лишь до тех пор, пока $\omega_{0i}^2 \le \omega_{Bi}\omega^*$. Здесь $\omega_{0i} = (4\pi e^2 n / m_i)^{1/2}$ – ленгмюровская частота ионов, $\omega_{Bi} = eB_0/m_i c$ – циклотронная частота ионов, $\omega^* = \frac{cT_{\perp i}}{eB_0 r} \cdot \frac{\nabla B_0}{B_0}$ – частота *прецессии ионов* в неоднородном магнитном поле, n – плотность плазмы, e – заряд электрона, m_i – масса иона, $T_{\perp i}$ – поперечная температура ионов. Как показано в [12] на примере плазмы с резкой границей: $n(r) = \text{const}$ при $r < a$, $n(r) = 0$ при $r > a$, подходящим выбором δ можно поднять границу возникновения неустойчивости. В этом случае при условии $\delta = \text{const}$ частоты колебаний равны:

$$\omega^{\pm} = -\frac{m\omega^*}{2} \pm \left\{ \frac{m^2\omega^{*2}}{4} + \frac{|m|\,\omega_{0i}^2\omega^*}{2\omega_{Bi}\left[\dfrac{\delta - \left(\frac{b}{a}\right)^{|m|}}{\left(\frac{b}{a}\right)^{|m|} - \left(\frac{a}{b}\right)^{|m|}} - \dfrac{\omega_{0i}^2}{2\omega_{Bi}^2}\right]} \right\}^{1/2} \qquad (2)$$

Отсюда видно, что при заданной плотности колебания устойчивы, если

$$\delta > \delta_1 = \left(\frac{b}{a}\right)^{|m|} + \frac{\omega_{oi}^2}{2\,\omega_{Bi}^2}\left[\left(\frac{b}{a}\right)^{|m|} - \left(\frac{a}{b}\right)^{|m|}\right] \qquad (3)$$

или

$$\delta < \delta_2 = \left(\frac{b}{a}\right)^{|m|} - \frac{2\,\omega_{oi}^2}{|m|\,\omega_{Bi}\omega^*}\left[\left(\frac{b}{a}\right)^{|m|} - \left(\frac{a}{b}\right)^{|m|}\right] \qquad (4)$$

Более тщательный анализ показывает, однако, что появление области устойчивости при $\delta < 0$ является следствием нереального предположения о распределении плотности плазмы. Поэтому в дальнейшем будет рассматриваться стабилизация при $\delta > 0$.

Если следящая система работает с фазовым сдвигом, т.е. δ является комплексным, то возникает мнимая добавка к частоте. При $\delta > \delta_1$ и $\frac{Im\,\delta}{Re\,\delta} \ll 1$ условие затухания колебаний имеет вид [12]:

$$\omega\, Im\,\delta > 0 \qquad (5)$$

Приведенные выше условия устойчивости относятся к плазме с резкой границей, когда возмущения имеют вид поверхностных волн. При размытой границе существуют колебания, локализованные внутри плазмы и малочувствительные к граничным условиям. Однако самый низший порог по плотности имеет наиболее крупномасштабный мод $|m| = 1$ с $\varphi \approx r$ при $r > a$, для которого критерий стабилизации совпадает с (3) при любом распределении $n(r)$. Стабилизация именно этого мода и рассматривается в дальнейшем.

СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ

Для выполнения условий стабилизации (1) и (3) следящая система должна измерять возмущенный потенциал на поверхности плазмы и управлять потенциалами отдельных элементов внешней поверхности. Так как для желобковых колебаний волновое число $k_\parallel = 0$, эти элементы могут представлять собой узкие электроды, вытянутые вдоль направления магнитного поля. Азимутальный размер электродов должен быть достаточно мал по сравнению с длиной волны, т.е. число электродов N должно быть много больше 2m, где m – номер мода, подлежащего стабилизации. При выполнении этого условия можно надеяться, что работа системы будет качественно описываться теорией, развитой для $N = \infty$.

Экспериментальная проверка предложенного в [12] метода стабилизации проводились на Огре-II [14] – ловушке с внешней инжекцией пучка быстрых атомов водорода. В простом пробочном поле на этой установке развивается желобковая неустойчивость с $m = 1$, ограничивающая накопление плазмы на уровне около 10^7 см$^{-3}$. Частоты наблюдаемых колебаний лежат в диапазоне 6 – 20 кгц. Частота прецессии быстрых ионов $\nu^* = \omega^*/2\pi$ в Огре-II при поле 10 кгс и энергии инжектируемых атомов

70 кэв близка к 16 кгц, т.е. частота желобковых колебаний должна быть около 8 кгц, однако, наличие большого объемного заряда плазмы и связанного с ним вращения плазмы как целого приводит к увеличению частоты и ее нерегулярным изменениям. Это определяет частотный диапазон, в котором должна работать следящая система.

Схема следящей системы показана на рис. 1. Угловой размер электродов $\theta_0 = \pi/6$, а их число $N = 6$. Свободное пространство между электродами использовалось для расположения диагностической аппаратуры и инжекции пучка быстрых атомов. Длина электродов установлена много больше длины плазмы. В данных экспериментах плазма имела форму цилиндра с диаметром около 40 см и высотой порядка 10 см. Потенциал каждого электрода определялся напряжением на выходе соответствующего усилителя, вход которого подключался к электростатическому зонду. Каждый зонд устанавливался перед соответствующим электродом и представлял собой плоскую сетку из вольфрамовых нитей, натянутых на металлическую рамку. Со всех сторон, кроме обращенной к плазме, зонд закрывался заземленным экраном. Высокая прозрачность сетки гарантировала отсутствие тока частиц на зонд и регистрацию только тока смещения. Ток смещения сдвинут на 90° по фазе относительно возмущения потенциала. Однако благодаря большой постоянной времени входной цепи ($C_0 = 500$ пф, входное сопротивление $R = 4$ Мом, $RC_0 \gg 1/\omega$), напряжение на входе усилителя оказывается синфазным с возмущением потенциала, т.е. зонд работает как емкостной делитель.

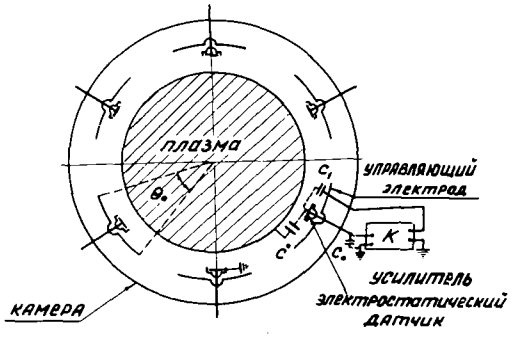


Рис. 1. Схема следящей системы:
C^* – фиктивная емкость между датчиком и плазмой; C_0 – емкость ввода (500 пф); C_1 – паразитная емкость положительной обратной связи.

При низкой плотности плазмы ($\omega_{0i}^2/\omega_{Bi}^2 \ll 1$) условие (3) сводится к $\delta > \left(\frac{b}{a}\right)^{|m|}$. В описываемых экспериментах радиус плазмы ничем специально не ограничивался, поэтому можно считать, что $a = b - \rho_i$, где ρ_i – ларморовский радиус иона. (При $T_{\perp i} = 75$ кэв и $B_0 = 10$ кгс $\rho_i \approx 4$ см, $b/a \approx 1{,}1$). Если ввести фиктивную емкость C^* между зондом и поверхностью плазмы, то коэффициент передачи следящей системы $\delta = KC/C_0$, где K – коэффициент усиления усилителя. Грубая оценка ($C^* = S/4\pi\rho_i$, S – площадь зонда) дает $C^* \approx 0{,}25$ пф, т.е. условие

(3) должно выполняться при $K \geq 2000$. Коэффициент усиления ограничивается сверху самовозбуждением усилителей. Если C_1 – паразитная емкость между управляющей пластиной и зондом, то система возбудится при $K > C_0/C_1$. Путем экранировки зондов отношение C_1/C_0 было сделано меньше $2 \cdot 10^{-4}$. Его можно сделать еще меньше, подключая зонд к пластине, смещенной по азимуту. Так, при подключении датчика к пластине, смещенной на 60°, эффективное значение $C_1/C_0 \approx 3 \cdot 10^{-5}$.

Для описываемых экспериментов использовались 6 идентичных усилителей с полосой 10 гц – 50 кгц, коэффициентами усиления K, одновременно регулируемыми от 0 до $3 \cdot 10^4$, и динамическим диапазоном ±60 вольт. Казалось бы, такой динамический диапазон является излишним, так как по самой идее колебания должны подавляться на уровне шумов, т.е. при $K = 3 \cdot 10^4$ и шумах усилителя $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ вольт достаточно динамического диапазона 1,5 – 2 вольта. Однако, ввиду трудности оценки шумов, связанных с флуктуациями потенциала плазмы, динамический диапазон был сделан достаточно большим.

Релейная схема позволяла разрывать обратную связь и отсоединять управляющие пластины от усилителей, оставляя их при этом соединенными с землей через небольшое сопротивление.

Отдельно следует остановиться на выборе частотной характеристики усилителя, так как нам необходимо выполнить условие (5) одновременно для обеих частот ω^+ и ω^-. Рассмотрим, какие это налагает требования на выбор параметров следящей системы.

Комплексность δ возникает по следующим причинам:

1) из-за временной задержки Δt в аппаратуре и кабелях. При этом $\mathrm{Im}\delta = \omega \Delta t \, \mathrm{Re}\delta$. Обычно этот фазовый сдвиг достаточно мал;

2) из-за сдвига по азимуту между датчиком и управляющим электродом. При этом $\mathrm{Im}\delta = (\theta_{дат.} - \theta_{эл.})\,|m|\,\mathrm{Re}\delta = \Delta\theta\,|m|\,\mathrm{Re}\delta$. Здесь $\Delta\theta = \theta_{дат} - \theta_{эл}$ – разность между азимутами датчика и управляющего электрода;

3) из-за фазового сдвига в усилителе. При этом, если сдвиг мал,

$$\mathrm{Im}\delta = \frac{\omega^2 - \omega_{кр}^2}{\omega\omega_в}\,\mathrm{Re}\delta$$

Здесь $\omega_{кр}^2 = \omega_в \omega_н$, $\omega_в$ и $\omega_н$ – соответственно верхняя и нижняя граничные частоты усилителя.

С учетом всех этих фазовых сдвигов условие затухания колебаний (5) принимает вид:

$$\omega^2 \Delta t + \omega\,|m|\,\Delta\theta + \frac{\omega^2 - \omega_{кр}^2}{\omega_в} > 0 \qquad (6)$$

Отсюда видно, что задержка Δt дает затухание; азимутальный сдвиг вреден, так как при любом знаке $\Delta\theta$ найдется раскачивающаяся волна (с соответствующим знаком ω); фазовый сдвиг в усилителе дает затухание, если $\omega_{кр} < |\omega|$ для минимальной частоты (т.е. $\omega_{кр} < \omega^+$).

Положение качественно меняется, если плазма обладает достаточно большим пространственным зарядом. В ловушках с внешней инжекцией быстрых атомов пространственный заряд обычно положителен, так что плазма как целое вращается с частотой $\Omega_E \approx e\varphi_0/a^2B_0$ (φ_0 – потенциал на оси ловушки) в направлении, совпадающем с направлением магнитного дрейфа ионов. С учетом этого вращения условие (5) нужно заменить на

$$(\omega + \Omega_E)\,\mathrm{Im}\,\delta > 0 \qquad (7)$$

(Ω_E считается положительной величиной, направление вращения учтено выбором знака). Подставляя $\mathrm{Im}\,\delta$, имеем:

$$\omega(\omega+\Omega_E)\Delta t + (\omega+\Omega_E)|m|\Delta\theta + \frac{(\omega^2-\omega_{кр}^2)(\omega+\Omega_E)}{\omega\omega_b} > 0 \qquad (8)$$

Здесь ω – частота колебаний в лабораторной системе координат:

$$\omega = \begin{cases} \omega^+ - \Omega_E \\ \omega^- - \Omega_E \end{cases}$$

Пока $\Omega_E < \omega^+$, учет электрического вращения не дает качественных изменений условий затухания колебаний. По сравнению с (6) усиливается лишь требование к $\omega_{кр}$, так как теперь минимальная частота становится равной $\omega^+ - \Omega_E$. Если же $\Omega_E > \omega^+$, то обе частоты ω отрицательны и для одной из частот оба первых члена в формуле (8) дают раскачку колебаний. Чтобы третий член давал затухание, необходимо выбирать

$$|\omega^- - \Omega_E| > \omega_{кр} > |\omega^+ - \Omega_E| \qquad (9)$$

Таким образом, в зависимости от величины Ω_E возникают различные требования к форме частотной характеристики усилителей. Большинство описанных далее экспериментов проведены с усилителями, для которых $\omega_{кр}/2\pi = 700$ герц. Отдельная серия была проведена при $\omega_{кр}/2\pi = 12$ кгц, для чего полоса пропускания усилителей обрезалась снизу. Кроме того, влияние фазового сдвига можно было изучать, подключая датчики к пластинам так, что $\Delta\theta = 0, +60°$ или $-60°$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Эксперименты с системой стабилизации желобковой неустойчивости проводились на Огре-II в простом пробочном поле при следующих условиях: напряженность магнитного поля в центре ловушки B_0 менялась от 4 до 15 кгс; пробочное отношение – 1,38; инжектируемый в ловушку ток быстрых атомов J – до 15 эквивалентных миллиампер (эма); энергия инжектируемых атомов E равнялась 70 или 30 кэв; давление остаточного

газа в камере – $(3-5)\cdot10^{-10}$ тор. Так как эксперименты с энергиями инжекции 70 и 30 кэв дали качественно сходные результаты, далее будут приведены лишь данные, полученные при E = 70 кэв.

Подробное описание установки и диагностической аппаратуры приведено в [14]. В данных экспериментах проводились следующие измерения. Плотность плазмы определялась по потоку быстрых атомов, возникающих при перезарядке энергичных протонов на атомах остаточного газа. Поток быстрых атомов на боковую стенку камеры измерялся фольговым детектором [14], установленным в средней плоскости камеры. Если негазовых потерь нет, то все захваченные в ловушку протоны должны перезарядиться и вылететь на стенку в виде нейтралов. Следовательно, в отсутствие негазовых потерь (т.е. в данном случае неустойчивостей), поток нейтралов при прочих равных условиях должен быть пропорционален инжектируемому току. Отклонение от линейной зависимости свидетельствует о потерях частиц или об увеличении объема плазмы.

Время жизни быстрых протонов до перезарядки определялось по времени спада потока на боковую стенку после выключения инжекции при малых плотностях плазмы, когда нет неустойчивостей. Контрольные эксперименты – измерения зависимости времени жизни от длительности импульса – показали, что вакуум существенно не изменяется в процессе импульса инжекции. В описываемых ниже экспериментах время жизни до перезарядки протонов с энергией 70 кэв составляло 0,1 – 0,2 сек.

Интенсивности колебаний регистрировались с помощью емкостных антенн, аналогичных датчикам следящей системы и установленных на боковой стенке камеры и на подвижной штанге. Штанга находилась на расстоянии 24 см от средней плоскости ловушки и позволяла перемещать антенну по радиусу камеры. Сигналы с антенн усиливались усилителями с полосой $10 - 3\cdot10^4$ гц (канал НЧ) и 0,1 – 200 Мгц (канал ВЧ), детектировались и записывались на ленте самописца. Спектры колебаний измерялись панорамными анализаторами с частотой сканирования до 100 гц. Метод регистрации спектров описан в [14]. Спектральные измерения показали, что в канале ВЧ регистрировались колебания на циклотронной частоте ω_{Bi} и ее гармониках.

При включении системы стабилизации с достаточно высоким коэффициентом усиления K амплитуда НЧ-колебаний падала примерно в 10 раз, а плотность плазмы возрастала вдвое. Эффект стабилизации не зависел от числа используемых элементов схемы: при одном используемом датчике, усилителе и управляющем электроде максимальная плотность была такой же, как и при 6 стабилизирующих электродах. Эффект не зависел от динамического диапазона усилителей, до тех пор пока он превышал примерно ±4 вольта. Не было качественной разницы между результатами экспериментов при $\Delta\theta = 0$ и $-60°$, а также при увеличении $\omega_{кр}/2\pi$ до 12 кгц. При больших K и фазовых сдвигах $+60°$ и $180°$ стабилизация отсутствовала. Контрольные эксперименты, в которых на стабилизирующий электрод подавалось напряжение с внешнего генератора на частоте в диапазоне 5-20 кгц, показали, что колебания напряжения на электродах, не связанные с волной в плазме, совершенно не влияют на поведение плазмы.

Осциллограммы типичного импульса показаны на рис. 2. В этом эксперименте система стабилизации отключалась в середине импульса инжекции примерно на 0,5 сек. При выключении стабилизации наблюда-

ется резкое увеличение интенсивности НЧ-колебаний и спад плотности плазмы. Одновременно с уменьшением плотности падает и интенсивность ВЧ-колебаний. Развитие НЧ-колебаний более подробно можно проследить на рис. 3, где приведена осциллограмма недетектированного сигнала с емкостной антенны в момент выключения системы стабилизации.

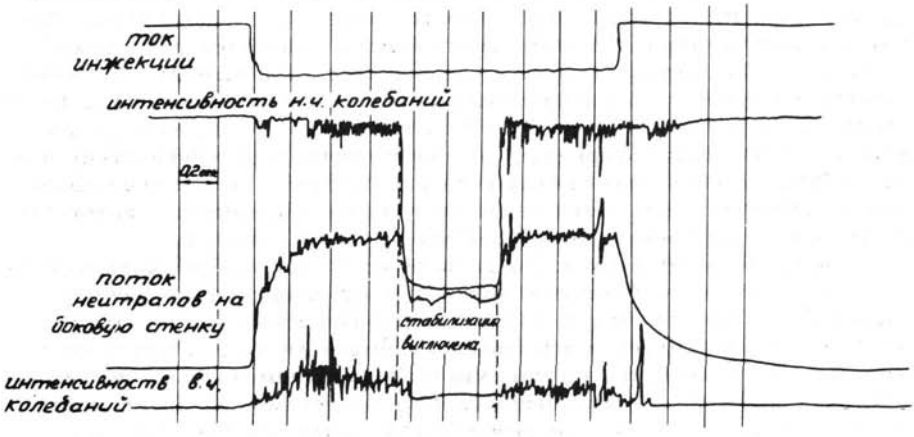


Рис.2. Типичные осциллограммы (B_0 = 14 кгс, J = 11 эмА, K = 2000, $\Delta\theta = -60°$, E = 70 кэв).

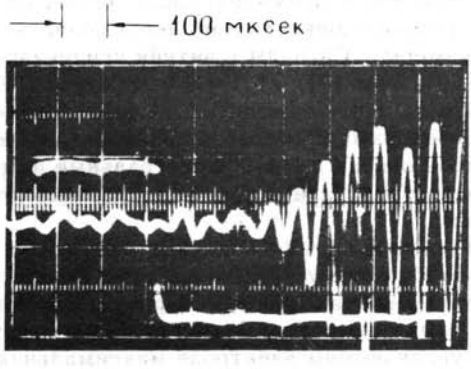


Рис.3. Осциллограмма сигнала с емкостной антенны в момент выключения системы стабилизации. Скорость развертки 100 мксек/см. На осциллограмме показан также импульс, запирающий систему стабилизации.

При включенной системе стабилизации наблюдаются нерегулярные колебания потока нейтралов. Отдельные всплески, свидетельствующие об увеличении плотности плазмы, скоррелированы с моментами исчезновения ВЧ-колебаний. На рис. 4 в растянутом временном масштабе приведены осциллограмма момента включения системы стабилизации. Она показывает, что рост плотности, который начинается в момент включения системы стабилизации, прекращается с появлением интенсивных ВЧ-колебаний. По-видимому, эти колебания приводят к большим потерям и плотность плазмы не растет выше порога их возникновения, так как распад плазмы

после выключения инжекции происходит, если не считать очень небольшого начального участка, экспоненциально.

Наличие негазовых потерь проявляется в зависимостях наблюдаемых параметров плазмы от инжектируемого тока, приведенных на рис. 5. При малых токах инжекции плотность плазмы нарастает линейно с током инжекции, причем наклон кривой пропорционален газовому времени жизни. При больших токах и выключенной системе стабилизации линейный рост продолжается лишь до плотностей порядка $(7-8)\cdot 10^6$ см$^{-3}$, выше которых рост плотности плазмы с увеличением тока инжекции резко замедляется. При этих же плотностях наблюдается быстрый рост интенсивности НЧ-колебаний в диапазоне 8 – 20 кгц. Как показали специальные измерения (им будет посвящена отдельная работа), пороговая плотность, при которой возникают эти колебания, не зависит от магнитного поля и пропорциональна энергии быстрых ионов. Все это позволяет утверждать, что в этом режиме развивается желобковая неустойчивость. Как показывают измерения фазовых сдвигов между сигналами с зондов, смещенных по азимуту, в плазме развиваются колебания с $|m| = 1$ (см. рис. 9б).

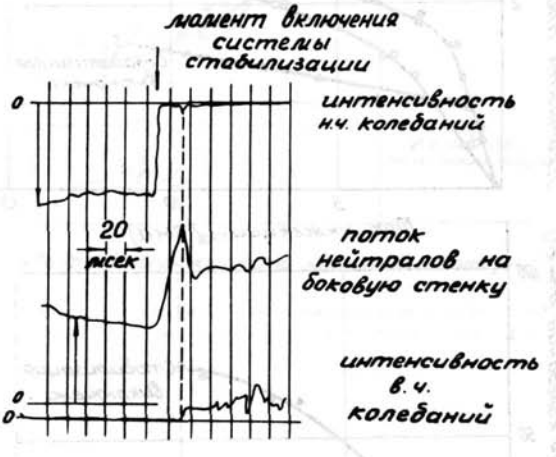


Рис. 4. Осциллограммы, снятые в момент включения системы стабилизации ($B_0 = 9$ кгс, $J = 10$ эмА, $\tau = 0{,}2$ сек, $K = 1500$, $\Delta\theta = -60°$, $E = 70$ кэв).

При включенной системе стабилизации излом зависимости плотности от инжектируемого тока происходит при бóльших значениях плотности, причем эта граничная плотность зависит от напряженности магнитного поля. Эта зависимость показана на рис. 6. Здесь приведены значения плотности плазмы в конце импульса инжекции, полученные при различных (но всегда достаточно больших) токах инжекции и временах жизни до перезарядки 0,1 – 0,2 сек. Так как при превышении граничной плотности зависимость плотности от тока существенно нелинейна, приведенные значения плотности близки к порогу появления интенсивных потерь. Квадратичная зависимость пороговой плотности от магнитного поля показывает, что потери не могут быть связаны с желобковой неустойчивостью (если таковая почему-либо остается при включенной системе стабилизации). Об этом свидетельствует и зависимость интенсивности НЧ-колебаний от тока инжекции при включенной стабилизации. В отличие от желобковой

неустойчивости, колебания, остающиеся в стабилизированном режиме, не имеют порога по плотности, а их амплитуда достигает насыщения при малых плотностях, после чего практически не зависит от инжектируемого тока. Существенно меняется при включении стабилизации и радиальное распределение амплитуды НЧ-колебаний, измеренное подвижной антенной и показанное на рис. 7. При включенной стабилизации оно соответствует предсказанному в [12] для устойчивых колебаний. Видно, что в пристеночной области вторая производная потенциала возмущения $\varphi(r)$, а следовательно и возмущенный заряд, изменяется в зависимости от того, включена или не включена система стабилизации.

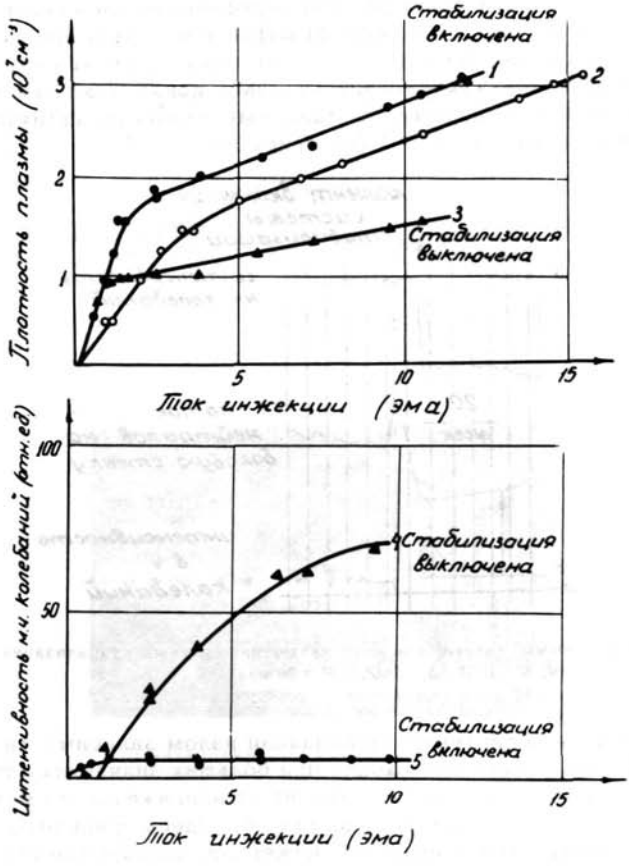


Рис. 5. Зависимости плотности плазмы и интенсивности НЧ-колебаний от тока инжекции. Кривые 1 и 5 получены при $B_0 = 13{,}5$ кгс, $\tau = 0{,}17$ сек, $K = 2000$, $\Delta\theta = -60°$; кривая 2 – при $B_0 = 13$ кгс, $\tau = 0{,}075$ сек, $K = 2000$, $\Delta\theta = -60°$; кривые 3 и 4 при $B_0 = 13{,}5$ кгс, $\tau = 0{,}17$ сек, $K = 0$. Все кривые относятся к $E = 70$ кэв.

Амплитуда НЧ-колебаний и установившаяся плотность плазмы зависят от коэффициента усиления следящей системы. Соответствующие графики приведены на рис. 8. Эта связь оказывается существенно различной в зависимости от фазового сдвига в системе стабилизации.

Наиболее просто вводить такой сдвиг, смещая датчик по азимуту относительно управляющего электрода. При $\Delta\theta = 0°$ и $\Delta\theta = -60°$ эти зависимости одинаковы. Плотность плазмы монотонно растет, а интенсивность НЧ-колебаний монотонно падает с ростом К. Обе зависимости выходят на плато при $K \geq 10^3$. Именно при таких К, когда зависимости выходят на плато, и получены все результаты, описанные ранее. С ростом К происходит снижение порога НЧ-колебаний, и при $K \geq 10^3$ порога обнаружить не удалось (см. рис. 6). При $K < 10^3$ частоты колебаний лежат в диапазоне от $\omega^*/2$ и выше, $|m| = 1$, а сами колебания носят регулярный синусоидальный характер. При $K > 10^3$ $|m| = 1 \div 6$, частоты колебаний лежат в

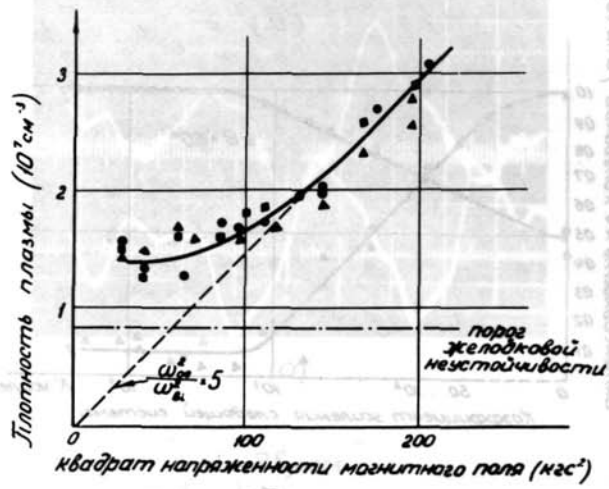


Рис. 6. Зависимость плотности плазмы в конце импульса инжекции от магнитного поля. К = 12 000, $\Delta\theta = -60°$, $\tau = 0{,}1 - 0{,}2$ сек, Е = 70 кэв. ● – J = 12,5 эмА, ■ – J = 10,5 эмА, ▲ – J = 9 эмА.

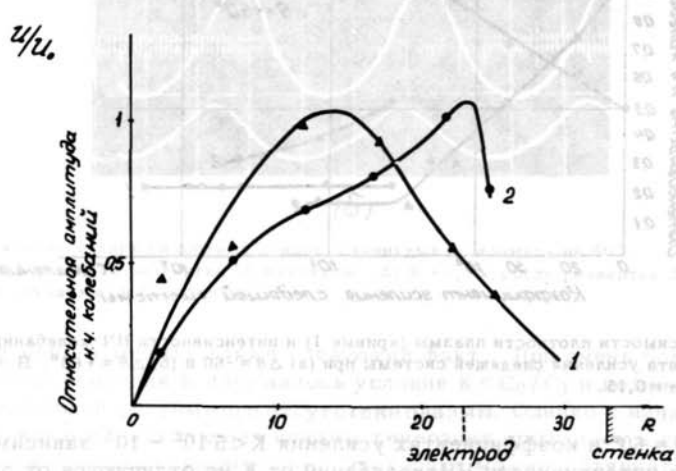


Рис. 7. Радиальное распределение амплитуды низкочастотных колебаний при К = 0 (кривая 1) и $K = 1{,}5 \cdot 10^4$ и $\Delta\theta = -60°$ (кривая 2). Масштабы по оси ординат для кривых (1) и (2) различны. $B_0 = 13$ кгс, $\tau = 0{,}075$ сек, J = 15 эмА.

диапазоне от 0 до 12 кгц, а сами они становятся крайне нерегулярными (см. рис. 9). Все это позволяет предположить, что в данных условиях наблюдаются колебания с $\omega = \omega^+$ (см. формулу 2), которые, согласно (8), и должны раскачиваться при $\Delta\theta = -60°$. Однако нерегулярный характер колебаний и отсутствие заметных потерь, связанных с ними, не позволяет с уверенностью утверждать, что мы действительно наблюдаем раскачку этих колебаний. Не исключено, что мы видим устойчивые колебания, возникающие под действием внешних возмущений.

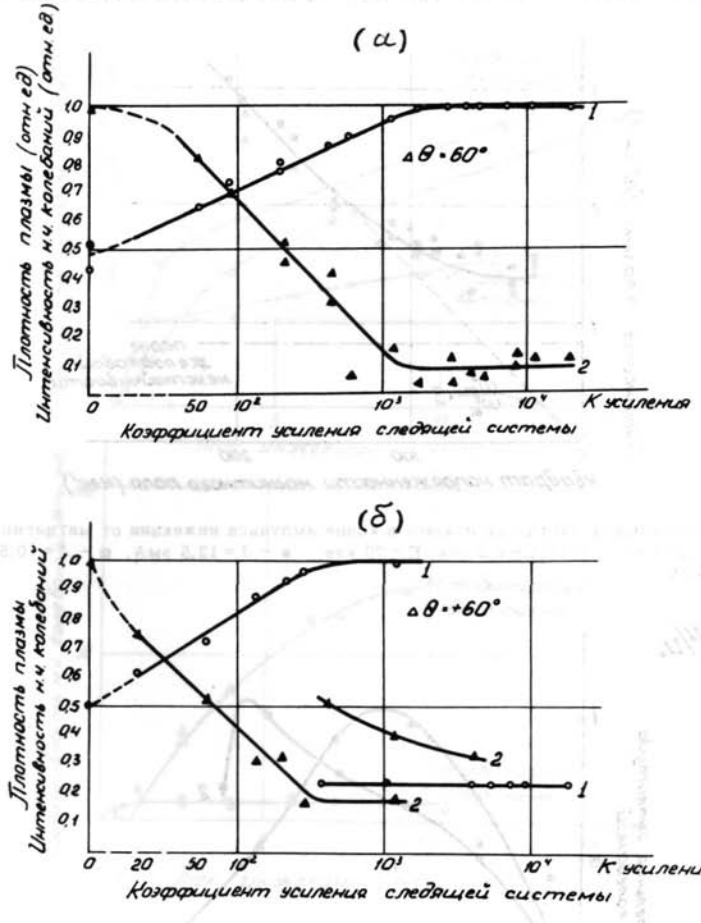


Рис. 8. Зависимости плотности плазмы (кривые 1) и интенсивности НЧ-колебаний (кривые 2) от коэффициента усиления следящей системы при (а) $\Delta\theta = -60$ и (б) $\Delta\theta = +60°$. $B \approx 13{,}6$ кгс, $J = 10$ эмА, $\tau = 0{,}15$.

При $\Delta\theta = 60°$ и коэффициентах усиления $K < 5 \cdot 10^2 - 10^3$ зависимости плотности и интенсивности НЧ-колебаний от К не отличаются от описанных выше, однако при $K \sim 5 \cdot 10^2 - 10^3$ зависимости терпят разрыв, возбуждаются интенсивные колебания на частотах от ω^* и выше, приводящие к очень большим потерям плазмы: плотность падает примерно в 2 раза ни-

же чем при развитии желобковой неустойчивости. В этом случае, по-видимому, наблюдается раскачка колебаний на частоте ω^-, вызванная фазовыми сдвигами в усилителях. Заметим, что при $\Delta\theta = 60°$ условие (8) для ω^- не выполняется, а экспериментально найденный порог возникновения колебаний по K близок к расчетным значениям, при которых δ становится больше 1.

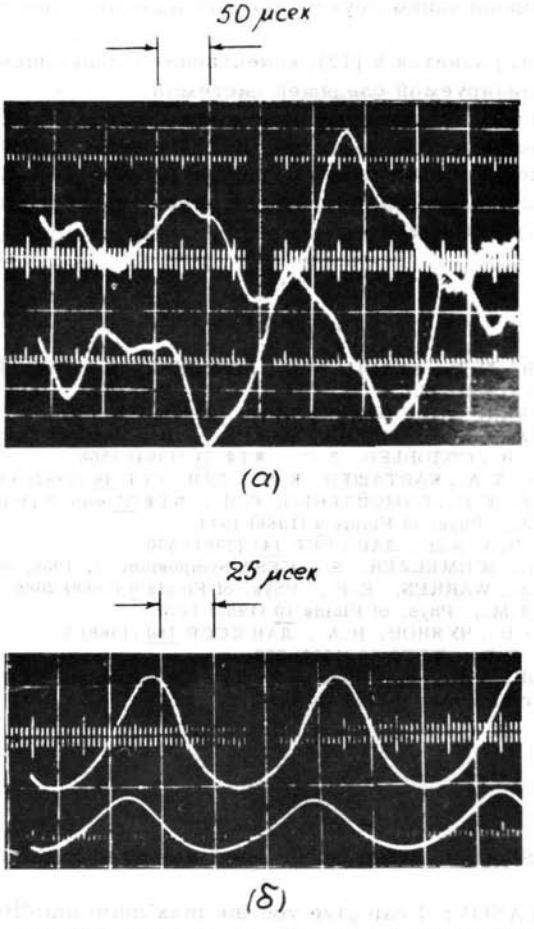


Рис. 9. Сигналы с двух емкостных зондов, сдвинутых по азимуту на 60°: а) $K = 1{,}5 \cdot 10^{-4}$, скорость развертки 50 мксек/см. б) $K = 0$, скорость развертки 25 мксек/см. Усиление в случаях а) и б) различно.

Интересно отметить также следующий факт. При очень больших коэффициентах усиления K нарушалось условие $K < C_0/C_1$ и возникала генерация в следящей системе при отсутствии плазмы. Однако с началом импульса инжекции и накопления плазмы генерация срывалась и система стабилизации работала нормально. Этот факт можно объяснить только уменьшением эффективной емкости C_1 в присутствии плазмы.

Таким образом, совокупность приведенных экспериментальных фактов позволяет сделать следующие выводы:

1. Использование следящей системы позволяет, по крайней мере в разреженной плазме, подавить первый мод желобковой неустойчивости.

2. Амплитуда НЧ-колебаний, остающихся при использовании следящей системы, более чем в десять раз меньше, чем амплитуды желобковых колебаний, причем эти колебания не дают заметных потерь плазмы.

3. Потери, остающиеся при включенной системе стабилизации, связаны с возникновением неустойчивости на ионной циклотронной частоте.

4. Теория, развитая в [12], качественно верно описывает поведение плазмы, стабилизируемой следящей системой.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И.Н.Головина за постоянное внимание к работе, Д.А.Панова и Л.И.Артеменкова за ценные обсуждения и постоянную помощь в работе, Е.К.Степаненко за монтаж и наладку следящей системы, а весь коллектив Огры-II за бесперебойную работу установки.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ROSENBLUTH, M.N., KRALL, N.A., ROSTOKER, N., Nucl. Fusion, Suppl., part 1 (1962) 143.
[2] МИХАЙЛОВСКИЙ, А.Б., Ядерный синтез 4 (1964) 108.
[3] МИХАЙЛОВСКАЯ, Л.В., МИХАЙЛОВСКИЙ, А.Б., Ядерный синтез 5 (1965) 249.
[4] МОРОЗОВ, А.И., СОЛОВЬЕВ, Л.С., ЖТФ 34 (1964) 1566.
[5] АРЦИМОВИЧ, Л.А., КАРТАШЕВ, К.Б., ДАН СССР 46 (1962) 1305.
[6] ПАСЛАВСКИЙ, Е.С., САМОЙЛЕНКО, Ю.Н., ЖТФ 37 вып. 5 (1967).
[7] MELCHER, J., Phys. of Fluids 9 (1966) 1973.
[8] БУРШТЕЙН, Э.А. и др., ДАН СССР 141 (1961) 590.
[9] JOHNSON, K., SCHMELZER, S., CERN Symposium, 1, 1956, p. 395.
[10] MELCHER, J., WARREN, E.P., Phys. of Fluids 9 (1966) 2085.
[11] CROWLEY, J.M., Phys. of Fluids 10 (1967) 1170.
[12] АРСЕНИН, В.В., ЧУЯНОВ, В.А., ДАН СССР 180 (1968) 5.
[13] КАДОМЦЕВ, Б.Б., ЖЭТФ 40 (1961) 328.
[14] АРТЕМЕНКОВ, Л.И.,и др., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vienna II 1966, p. 45.

DISCUSSION

S.J. BUCHSBAUM: What power level was used in the two stabilization systems?

V.A. CHUYANOV: I can give you the maximum amplitudes of the potential on the stabilizing electrodes. Special measurements showed that for the suppression of flute instability it was sufficient to have amplifiers with a dynamic range greater than 3 V. In the case of cyclotron oscillations, the amplitude of the electrode potential did not exceed 5-8 V.

S.S. MOISEEV: It follows from your results that it is possible to suppress large-scale modes with dimensions of the same order of magnitude as those of the system. Is it also possible to suppress modes with smaller dimensions, which are also dangerous?

V.A. CHUYANOV: The wave parameters in different directions are not equally important from the point of view of stabilization. The possibilities of suppressing each instability have to be considered separately.

With regard to flute instability, the high azimuthal modes do not present any difficulties from the point of view of stabilization, particularly if one takes into account rotation of the plasma as a whole in the field of the intrinsic space charge.

It is impossible to stabilize high radial modes by means of our system. However, there are a number of reasons why such oscillations should be stable - namely, the effects of the finite ion Larmor radius and of the non-linear dependence of the intrinsic electric field of the plasma on the radius.

As far as cyclotron oscillations are concerned, there are real possibilities of stabilizing the high radial modes.

D.R. SWEETMAN: Did you use more than one feed-back system to stabilize the ion-cyclotron instabilities?

V.A. CHUYANOV: No, we used only one feed-back channel, consisting of a probe, an amplifier and a control electrode.

OPEN-ENDED SYSTEMS II
(THETA PINCH)

(Session K)

Chairman: B. LEHNERT

Papers K-7 to K-12 were presented by
E. FÜNFER as Rapporteur

DIFFUSION AND STABILITY OF HIGH-β PLASMA IN AN 8-METRE THETA PINCH

H. A. B. BODIN, J. McCARTAN, A. A. NEWTON* AND G. H. WOLF**
UKAEA, CULHAM LABORATORY, ABINGDON, BERKS,
UNITED KINGDOM

Abstract

DIFFUSION AND STABILITY OF HIGH-β PLASMA IN AN 8-METRE THETA PINCH. Results on diffusion and stability of a plasma column 8 metres long, generated by a theta pinch, are presented and discussed. The magnetic field rises to its peak value of 25 kG in 5 μs and decays in 160 μs. The radial electron temperature and density distributions are obtained by laser and optical techniques. At filling pressures of 20 mtorr D_2 and below the electron temperature varies from 100 eV to more than 300 eV at densities of $4-2 \times 10^{16}$ /cm^3 ; beta is about 0.7. Measurements show that in the mid-plane the plasma is stable and free of energy losses and end effects for 10 μs at 240 eV and 25 μs at 120 eV. Anomalous diffusion found during the first two microseconds is interpreted in terms of an enhanced resistivity due to ion-acoustic oscillations excited by electron-ion streaming. The data are in agreement with theoretical results obtained from computations and from an analytical model, which also shows how the density distribution and beta depend on the line density. During the quasi-steady phase of the discharge the diffusion coefficient has been measured by comparing the time variation of the density distribution with the results of computations assuming classical and other diffusion rates, in conditions where the ratio Bohm/classical diffusion was varied from 20-200. In all cases good agreement with classical diffusion is found, and the experimental error is such that the diffusion rate is unlikely to exceed 1/20 of the Bohm value. Results on the growth rate and axial dependence of the induced m = 1 instability for axisymmetric MHD unstable bulges are described and compared with calculations using an MHD model. Good agreement is found, which suggests that for this most dangerous m = 1 mode the theta pinch is well described by MHD theory.

1. INTRODUCTION

The heating and confinement of high density plasmas by means of a rapidly rising axial magnetic field in the theta pinch has been extensively studied. When using initial pressures in the range 10-30 mtorr D_2 and without an applied bias field (the low pressure regime) electron temperatures of about 300 eV and ion temperatures exceeding 1 keV have been produced [1-4]; the corresponding electron density on the axis is about 10^{16}/cc with β in the range 0.5 to 0.9. Experimental work has been reported on the heating [5], energy loss [6] and particle flow from the ends [2-4,7]. There have been some investigations of the hydromagnetic stability [e.g.8,9] but almost nothing on the radial diffusion, a subject studied extensively in other geometries. In experiments using coils with lengths up to 2 metres, the time available before the plasma in the mid plane becomes influenced by end effects is seldom much more than 5 μsec. Thus an unambiguous interpretation of measurements on stability and diffusion has often not been possible, although these factors determine the potentialities of the theta pinch for long term confinement. The purpose of the experiment described in this paper is to study these problems using a coil 8 metres long [10] in which end effects are delayed for a sufficient time to make meaningful measurements in the mid plane.

---

* On leave of absence at Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico, U.S.A.

** On attachment from the Institut für Plasma Physik, Garching bei München, Germany.

The maximum field used so far in the experiment is 25 kG due to the length of the coil, compared with fields of 100 kG and above [5,11] obtainable with shorter coils. The parameters of the experiment are summarised in Section 2. When operating at initial deuterium pressures of 20 mtorr and below, the electron temperature, on which the perpendicular diffusion coefficient depends, is between 100-300 eV, values comparable to those obtained in higher power theta pinches. The ion mean free path in the present experiment lies in the range 0.5 - 5 cm; thus the ions tend to be collisional, whereas in shorter coils a collision-free regime is obtainable. Although the stability of higher modes ($m \geq 2$) may be different in these two regimes, theoretically the most dangerous $m = 1$ mode does not appear to be sensitive to the particular model used to analyse it. The results on the stability discussed here using MHD theory are therefore believed to have quite wide validity.

The general properties of the plasma are summarised in Section 3, and results are presented which confirm theoretical predictions that the plasma is free of energy loss for between 10 and 30 μsec (depending upon the initial conditions). It is also shown that the time available for relevant measurements in the mid plane is ultimately limited by a residual instability, which is associated with end effects, since its onset time varies as the length of the coil.

Preliminary measurements on the diffusion and stability of this plasma have already been described [10] and more detailed results are in course of publication [12,13]. During the first one or two microseconds anomalous diffusion was found. Thereafter, the diffusion coefficient was measured directly, for discharges at 120 and 160 eV, and agreed with classical theory assuming binary collisions. New results on diffusion are presented and discussed in Section 5. The rapid diffusion found during early stages is interpreted in terms of an anomalous resistance arising from ion-acoustic oscillations, excited by electron-ion streaming. A non-classical resistivity given by Sagdeev [14] for this process has been included in the MHD code, which then computes density distributions in agreement with the experiment. Other consequences following from this model, for example the dependence of the maximum obtainable beta on the line density, are described analytically. Diffusion measurements in the quasi-steady phase have been improved by delaying the onset of the residual instability for some microseconds. Additional results have been obtained at higher temperatures and lower densities, where the ratio of the Bohm and classical diffusion coefficients has been increased. This has yielded information on the scaling of the diffusion coefficient.

The $m = 1$ instability of an artificially generated MHD unstable region is discussed in Section 6. Qualitative agreement between the observed growth rates and the predictions of ideal hydromagnetic theory has been reported [10]. The results of a detailed quantitative comparison [13] between theory and experiment for unstable bulges with different amplitude will be discussed. Both the growth rate and axial dependence of the instability in the vicinity of the unstable bulge have been measured and agree with MHD theory.

2. PARAMETERS OF EXPERIMENT

The coil is 7.76 metres long and 11 cm in diameter; it is energised by the Culham Megajoule Capacitor Bank [15]. At the maximum working voltage of 40 kV, the peak magnetic field is 25 kG; it rises in 5 μsec and decays, when crowbarred, with a time constant of 160 μsec. The coil length is equal

to that of the cable termination strip at the back of the collector, so that parallel current flow is to be expected everywhere except close to the ends of the coil. The megajoule bank consists of thirty-two electrically independent units, and the coil is constructed in separate sections, the central eight of which are 25 cm long; this permits the length of the coil to be changed without varying any other parameter, and the current can be controlled independently in each section to produce shaped magnetic fields for stability studies.

The quartz tube, of bore 8.3 cm, was filled with deuterium gas at an initial pressure of between 5 and 20 mtorr. The gas was preionized to a level of more than 50% by means of a fast axial current pulse of 8 kiloamps.

3. DIAGNOSTICS

The electron temperature and its radial variations have been measured by Thomson scattering using a 12 channel spectrophotometer [16]. The radial density distribution has been obtained by three independent methods. Firstly, from laser light scattering; as the spectrophotometer has a spatial resolution of about 1 mm in the direction perpendicular to the plasma axis, the radial density and temperature distributions can be obtained together. In the other two methods the visible continuum emission was spatially resolved, using a calibrated image converter streak camera and a 10 channel fibre bundle assembly [17]. The absolute density was obtained from the mass oscillations [18]. Although the laser and continuum technique depend on different physical assumptions, the density distributions were in agreement [19]. The streak camera gives superior spatial resolution to the other two methods and the density distributions analysed in this paper were all obtained by this technique. The camera is calibrated with a 20-step-wedge and tungsten flashlight, using the same electron optics as used for viewing the discharge. The calibration is recorded on each piece of cut film, beside the area where the photograph will appear, immediately prior to the discharge. The streak and calibration are microdensitometered and the density distribution is computed by means of an Abel inversion. The background light was 2% of the peak of the intensity distribution.

4. PLASMA PROPERTIES

4.1 General

Fig.1 shows a streak photograph at 10 mtorr and 40 kV (T_e = 240 eV) and it is seen that the plasma remains near the axis of the coil for about 10 μsec. Between 10 and 15 μsec the plasma moves suddenly away from the axis due to the residual instability. For discharges at 20 mtorr and 34 and 40 kV (T_e = 120 and 160 eV) this instability appears at 30-20 microseconds respectively (see Fig.2, top photograph). This instability is a mixture of m = 2 and m = 1, the latter becoming predominant when the energy input per particle is increased. The onset time is directly proportional to the coil length, as seen in Fig.2, which shows stereoscopic streak photographs for coil lengths of 8, 4 and 2 metres; it is also of the order of the Alfven transit time over the coil half length.

It is concluded that the residual instability must be associated with end effects, believed to be mainly due to the short circuiting of the radial electric field [20]. In addition the onset time of this instability was

weakly dependent on the homogeneity of the axial field. Small inhomogeneities of this field were removed by electrically connecting the coil sections together; this delayed the onset of the residual instability by several microseconds and almost eliminated the low amplitude lateral motion which was observed [3] at earlier times in the discharge.

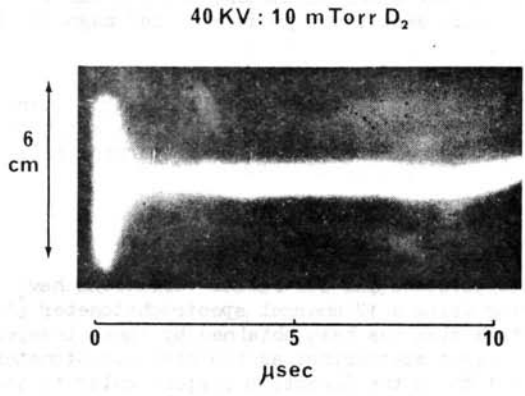


FIG.1. Streak photograph for a discharge at 240 eV (40 kV, 10 mtorr). This photograph shows the behaviour of the plasma in the highest temperature conditions in which the diffusion coefficient has so far been measured in this experiment.

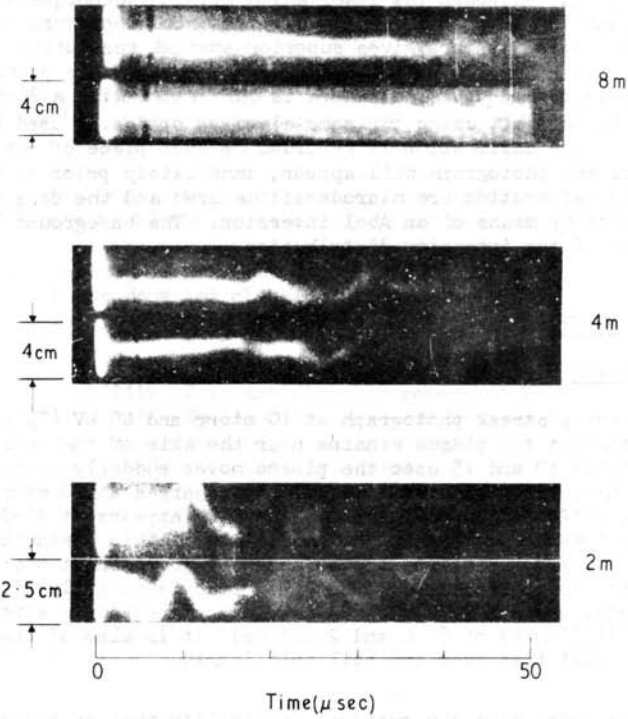


FIG.2. Streak photographs of discharges at 120 eV taken with coils of three different lengths; 40 kV, 20 mtorr.

Thus, the plasma in the mid plane is free of hydromagnetic effects originating at the ends for at least an Alfven transit time of 20 μsec at 20 mtorr and 34 kV and correspondingly shorter times at lower pressures. All the results on stability and diffusion reported in this paper were obtained before the onset of the residual instability.

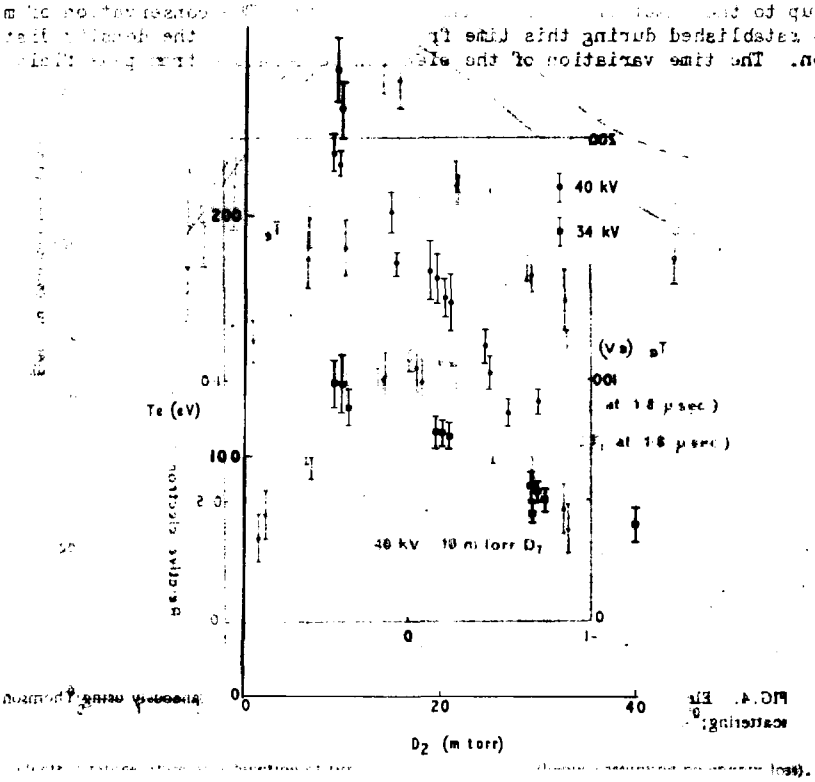


FIG.3. Electron temperature as a function of starting pressure for different bank voltages.

4.2 Temperature and Density

In Fig.3 the electron temperature as a function of the filling pressure is shown for bank voltages of 34 and 40 kV (the corresponding peak field is 22 and 25 kG). It is seen that at 40 kV and 10 mtorr the temperatures are about 240 eV; by further reducing the filling pressure the electron temperature has been increased to more than 300 eV. These results are in agreement with computations based on the Hain-Roberts MHD code, including the Sagdeev [14] term (see Section 5.1) in the resistivity; the increase in temperature from this term is small at peak fields, although the heating in the early stages is different. The radial distributions of electron temperature and density at peak field for 34 kV and 20 mtorr, both obtained from Thomson scattering, are shown in Fig.4; each point represents one discharge and it is seen that the temperature is approximately constant over most of the radius, as predicted.

4.3 Energy and Particle Containment

The interpretation of the measurements on diffusion depend upon the assumption that in the mid plane the line density remains constant and the plasma density distribution is uninfluenced by energy losses. At a filling pressure of 20 mtorr and a bank voltage of 34 kV the diamagnetic signal showed, within the experimental error, no energy loss for 20-25 μsec - that is up to the onset of the residual instability. The conservation of mass was established during this time from the integral of the density distribution. The time variation of the electron temperature from peak field onwards

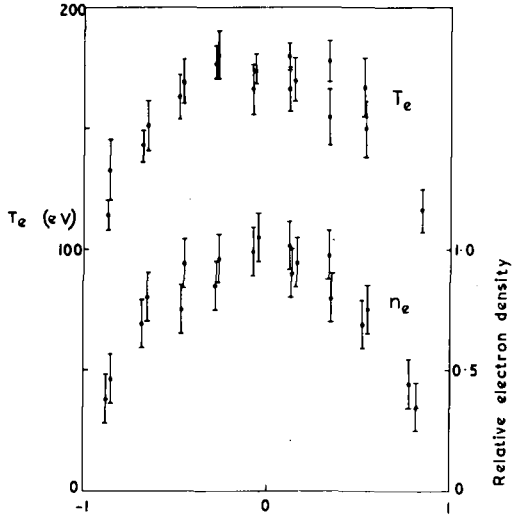


FIG.4. Electron temperature and density distributions obtained simultaneously using Thomson scattering; 40 kV, 20 mtorr.

was compared with adiabatic theory assuming no energy loss; good agreement was found. These results [19] confirmed theoretical predictions that the mid plane is uninfluenced by particle flow or thermal conductivity for some tens of microseconds. Fig.5 confirms that at 40 kV and 10 mtorr the discharge is also free of energy losses, for 10-15 microseconds, the time at which the residual instability appears in these conditions.

The impurity concentration was estimated by measuring the intensity of an Oxygen II line (4593 Å) as a function of the fraction of added oxygen impurity; this measurement indicated between a quarter and threequarters percent of residual high Z impurity. In Fig.6 the electron temperature at peak field is plotted as a function of the added oxygen and it is seen that 2% of oxygen reduces the temperature by about 40%; this impurity cooling which occurs during the compression is likely to peak when the population is predominantly lithium like ions of oxygen [21]. Calculations for a plasma at 100 eV give cooling times longer than 100 μsec unless the impurity concentration is increased to 5 or 10%. This shows the importance of burning through dangerous levels quickly, as done in high power experiments [6].

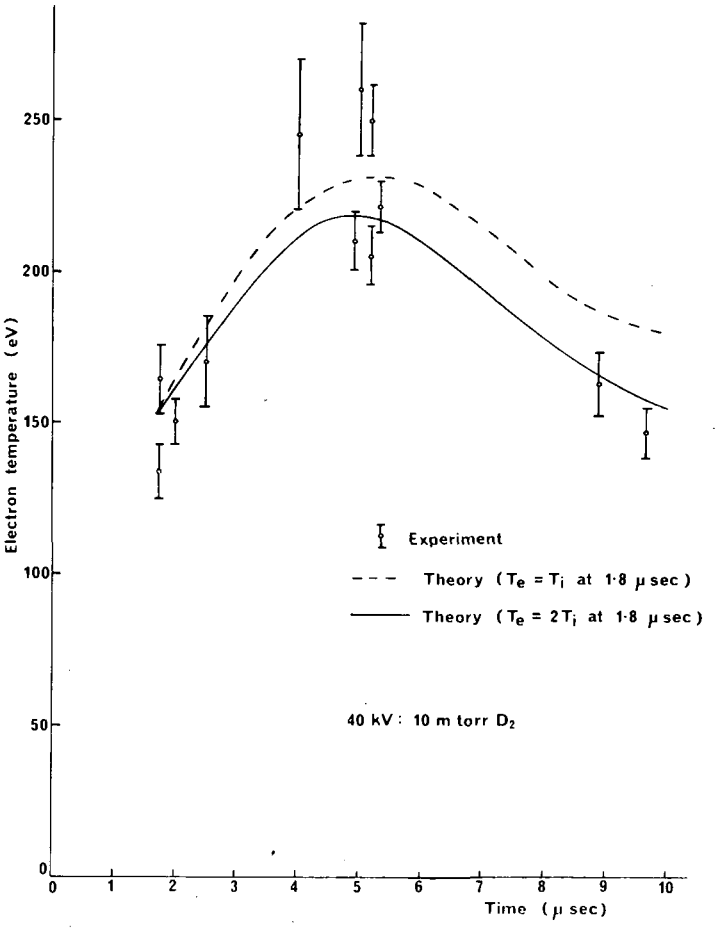


FIG.5. Electron temperature as a function of time – experiment and theory (assuming no energy loss). For a discharge at 240 eV (40 kV, 10 mtorr).

5. DIFFUSION

The diffusion studies are divided into two stages - the early stage, before 2 μsec, and the quasi-steady adiabatic phase.

5.1 The early stage

At times up to 2 μsec evidence for rapid diffusion was obtained by comparing the measured density profile with theoretical calculations based on the ideal MHD code [22]. This code predicts the value of β on the axis to be unity and the radial density distribution to have a sharp boundary; the measured value of β on the axis lies in the range 0.5-0.8 and a diffuse density distribution is observed [23,24]. Subsequent to this time no further anomalous broadening of the density profile was observed and the MHD code gave good agreement with the measurements, indicating classical behaviour (c.f. Section 2).

It has been shown previously [23]that the measured profile could not be explained by the effects of partial ionization or impurities. Morse [25] has shown that a broad sheath can result if the radial electric field is short-circuited by end effects, but such a short circuit takes an Alfvén transit time to reach the midplane and cannot explain the diffuse distribution found at early times in the present experiment using a long coil.

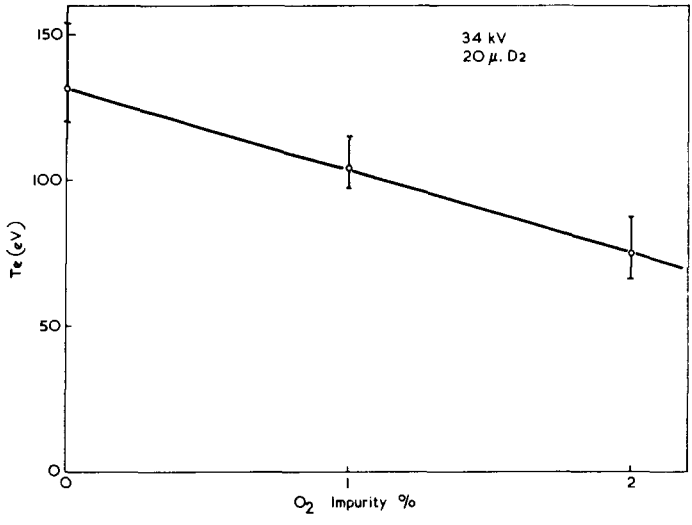


FIG.6. Electron temperature at peak field as a function of the percentage of added oxygen impurity; 34 kV, 20 mtorr.

The preferred explanation is that during the early stages when $T_e > T_i$ and $\omega_{ce} < \omega_{pe}$, there is an anomalous resistivity due to ion acoustic oscillations, which are excited when the electron-ion drift velocity, u, exceeds $\sqrt{kT_e/m_i}$. The scattering of the electrons by such waves leads to the enhanced resistivity. The major part of the anomalous heating is absorbed by the electrons, thus tending to maintain $T_e > T_i$. To test this hypothesis the anomalous resistivity has been included in the Hain-Roberts code by replacing the binary electron-ion collision time, t_{ei}, in the expression for the conductivity by an effective τ^* given by Sagdeev [14] as follows

$$\tau^* = \frac{1}{\omega_{pi}} \left(\frac{T_i}{T_e} \right) \frac{V_{the}}{u}$$

when $u > V_c$ and $\omega_{pe} > \omega_{ce}$ and where $V_c = f(\frac{T_e}{T_i})$ is a critical velocity for the onset of the ion sound instability [26]. In order to evaluate such a term it is necessary to determine the true random ion temperature. Normally an artificial viscosity [27] term is used to simulate the shock heating of the ions in the code which therefore predicts a high ion temperature. However, in the present low density experiments classical ion-ion collisions are too infrequent to establish a Maxwellian distribution and it is probable that the ion energy distribution at early times is more nearly monoenergetic [28]. Thus, rapid damping of the acoustic waves, which requires an

appreciable energy spread in the ion distribution [29], is unlikely to occur unless collective effects lead to thermalisation of the ion energy. Hence computations have been carried out assuming

(a) a fixed ratio $T_e/T_i = 10$ and

(b) a variable ratio, which is continuously evaluated in the computation, using the ion temperature arising from the artificial shock term.

It should be noted that at sufficiently low filling pressure the arising dissipation is sufficient to stop the shock oversteepening, and the artificial viscous term in the code is not required. A better fit with experiment is obtained this way. The electron temperature in the early stages, which is a factor 2 higher than predicted classically, is also explained by this streaming mechanism. In the conditions of the present experiment resistive heating of the electrons from the ion acoustic oscillations can be the main heating process at lower pressures.

The results of such computations do not differ from one another except in detail. Both show rapid field diffusion during the early phase of the discharge and predict the classical rate at later times, when the criterion for streaming instabilities is no longer satisfied. At about 1 μsec the instability is quenched, principally due to the decrease in the ratio $u/\sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$ and also, to a lesser extent, to the rapid rise in ion temperature when the plasma converges on the axis. In Fig.7 the experimental distribution at 5 μsec (peak field) is compared with the computations starting at $t = 0$ both for classical resistivity and including the Sagdeev term. The data are in reasonable agreement with theory when the anomalous resistivity is included.

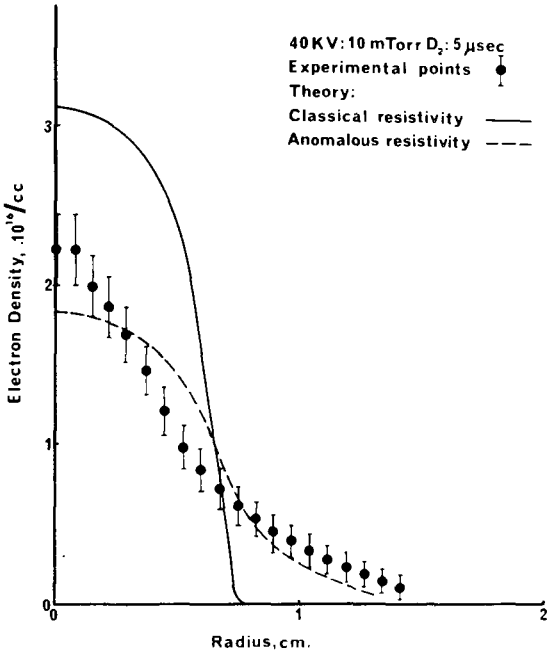


FIG.7. Density distribution at peak field, theory and experiment; (240 eV).

Further insight into such questions as the dependence of the density profile and the value of beta on the line density, can be obtained with the help of an analytical model, in which it is assumed that

(a) $T_e >> T_i$

(b) The ions are nearly monoenergetic with only radial velocities and the ion energy $k\varepsilon_\perp >> kT_i$

(c) T_e and $\varepsilon_\perp$ are constant in space

(d) The current sheath extends from $r = R_o$ to $r = \infty$ and is defined as follows

$$r < R_o \quad , \quad \frac{dB}{dr} = \frac{dn}{dr} = 0$$

$$r \geq R_o \quad , \quad \frac{dB}{dr} \, , \frac{dn}{dr} \neq 0$$

(e) The azimuthal electron drift velocity, u, is given by

$$u = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad \text{for} \quad r \geq R_o \tag{1}$$

(f) Classical collisions may be neglected.

With these assumptions pressure balance gives

$$\frac{B^2}{2\mu} + n\,k\,(T_e + \varepsilon_\perp) = \frac{B_e^2}{2\mu} \tag{2}$$

where B_e is the external magnetic field. In addition

$$N = \int_o^\infty 2\pi\, r\, n\, dr \tag{3}$$

and

$$\text{curl } B = \mu j \tag{4}$$

(M.K.S. units are used). The solutions of equations (1) - (4) for the case of zero bias field ($B = 0$, $r < R_o$) are given in the Appendix in terms of dimensionless variables, defined as follows

$$n' = \frac{n}{n_o} \quad , \quad N' = \frac{N}{N_c} \quad , \quad r' = \frac{r}{L_e} \, , R_o' = \frac{R_o}{L_e}$$

where the subscript o refers to the axis, N is the line density and N_c a critical line density, given by

$$N_c = \frac{5.3\,\pi\, m_i}{2\mu e^2} \left(\frac{T_e + \varepsilon_\perp}{T_e} \right) \tag{5}$$

The radius scaling factor, L_e, is

$$L_e = \lambda_i\, \beta_o^{\frac{1}{2}} \left[\frac{T_e + \varepsilon_\perp}{2T_e} \right]^{\frac{1}{2}} \tag{6}$$

where λ_i is the ion collisonless skin depth; i.e.

$$\lambda_i = \left[\frac{m_i}{\mu\, n_o\, e^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Also,

$$\beta_o = \frac{2\mu\, nk(T_e + \varepsilon_\perp)}{B_e^2}$$

The results are plotted in Fig.8. Fig.8(a) shows the normalised density distribution, n' as a function of r', for different values of N/N_c. The distribution has a diffuse sheath with a thickness characterised by an e-folding length, L_e, of a few ion collisionless skin depths (eq.(6)). For $N > N_c$ this surrounds a flat central region of radius R_o', where $\beta = 1$. As N/N_c is reduced, R_o becomes smaller (Fig.8(c)) and the sheath moves inwards, extending to the axis when $R_o = 0$ at $N = N_c$; β_o is still unity. Thereafter, as seen from Fig.8(b), β_o decreases with N.

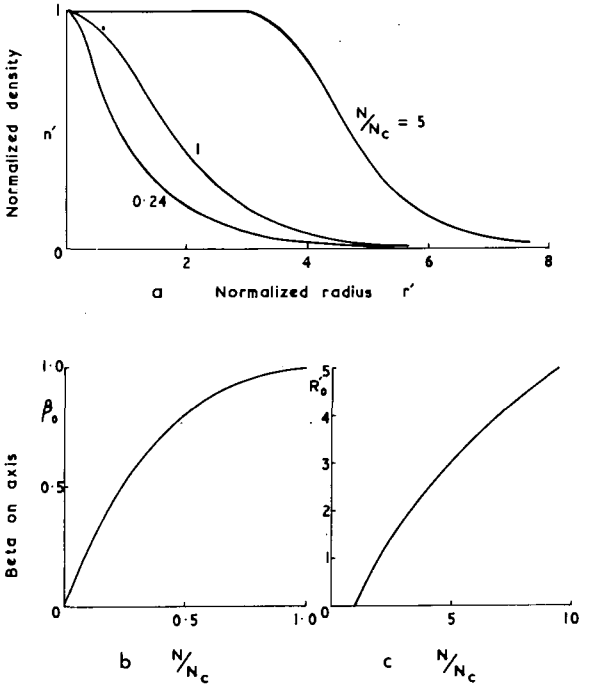


FIG.8. Results from analytical model: (a) (above) normalized density distribution for various values of N/N_c; (b) (below, left) beta on axis as a function of normalized line density; (c) (below, right) R_0' as a function of normalized line density.

The curves in Fig.8 may be used to make some general predictions. For example, when $N < N_c$ (and $\varepsilon_\perp/T_e$ is constant) there is an upper limit to the value of β_o obtainable, which depends only on the line density. This can account for the value of $\beta_o \gtrsim 0.9$ observed in tubes of 20 cm diameter [30,31], operating at filling pressures and voltages similar to those used in the present experiment. The critical line density (eq.(5)) varies from about 2×10^{16}/cm when $\varepsilon_\perp \sim T_e$ to 10^{17}/cm when $\varepsilon_\perp \sim 10T_e$, as expected in

higher power experiments [28]. In the present work $N \sim 3.5 \times 10$ at mTorr filling pressure. Thus theta pinches and compressional cusps operating with line densities in this range are expected to have a sheath thickness comparable to the plasma radius and a value of beta on the axis less than unity, as observed in many experiments [4,23,24]. In all these cases the sheath thickness will be a few ion collision-free skin depths.

5.2 Measurements of the perpendicular diffusion coefficient during the quasi-steady phase

This period extends from 2 μsec onwards during the adiabatic compression and in the crowbarred phase. The perpendicular diffusion coefficient was measured directly as already described [10]. Briefly, the time variation of the electron density distribution is compared with computations using the Hain-Roberts MHD code assuming classical and other resistivities (i.e. classical and other diffusion rates). The calculations start at 2-5 μsec and uses the measured temperature and density distributions at that time as the initial conditions, together with the measured time variation of the external field. Computations have been carried out assuming classical diffusion and diffusion at 0.1 of the Bohm rate obtained [12] by using a resistivity

$$\eta = \eta_s \left(1 + \frac{\omega_{ce}\, \tau_{ei}}{160} \right)$$

in the MHD code where η_s is the Spitzer value and ω_{ce}, τ_{ei} have their usual meanings. During the reversible phase of the discharge, when there are no shock or dynamic effects, the plasma is expected to be accurately described by the code.

The results reported here were obtained at a bank voltage of 40 kV and filling pressures of 10 and 20 mtorr, that is at electron temperatures of 240 and 160 eV respectively. Operation at higher temperatures and lower densities increases the ratio of the Bohm to the classical diffusion coefficients given approximately by $\omega_{ce}\, \tau_{ei}/16$. The diffusion coefficient can be measured up to the onset of the residual instability (Section 4). As this instability appears earlier at higher voltages and lower densities, the error in the measured diffusion coefficient becomes larger in these conditions; however, overall, a more accurate determination is possible at higher temperatures. The accuracy has been further improved by delaying the onset of the residual instability by some microseconds (Section 4.1).

The effect of diffusion on density distributions of the type observed is to reduce the density on the axis and to increase it at larger radii; the variation of the density on the axis is much more sensitive to the diffusion rate than changes in the distribution in the outer regions, where the gradients are small. In Fig.9 the measured time-variation of the density on the axis is compared with the theoretical variation, computed as described above; the lower curves are for a discharge at 160 eV (20 mtorr initial pressure), and the results at 240 eV (10 mtorr) are shown above. In both cases the data agreed with classical diffusion until the onset of the residual instability.

Preliminary results at lower densities and at a temperature of 350 - 400 eV where the ratio approaches 1000 also indicate classical behaviour. As the ratio of Bohm/classical is increased by raising the temperature the plasma lifetime decreases owing to end effects of the errors in the measured diffusion coefficient increase. However, a better determination can be made at higher temperatures.

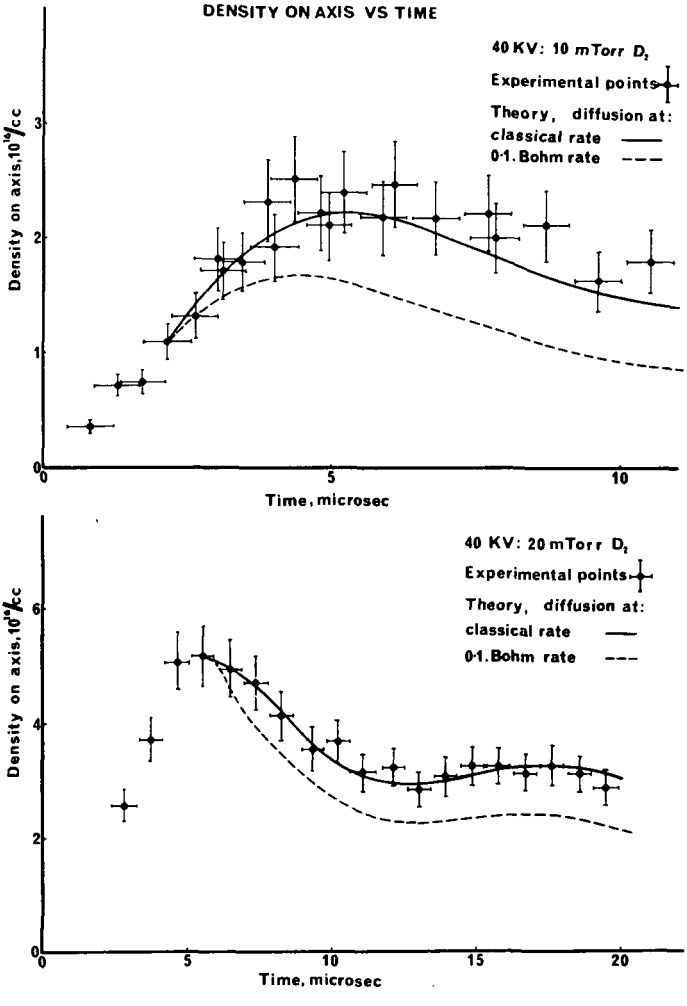


FIG.9. Electron density on the axis as a function of time – experiment and theory for discharge at 240 eV (above) and 160 eV (below).

In Fig.10 the measured density distributions are compared with the computed curves, for discharges at 160 eV (above) and 240 eV (below). At both temperatures the data lie on the classical curves. A comparison between the experimental points and the theoretical curves for diffusion at 1/10 of the Bohm rate, in both Figs.9 and 10, show that the measured diffusion coefficient is probably less than 1/20 of the Bohm value.

In Fig.11 the data over a range of temperatures between 100 and 240 eV, obtained by varying the magnetic field and filling pressure, are replotted. The ratio of the measured diffusion coefficient to the classical diffusion coefficient is shown as a function of the ratio 1/16 (cyclotron frequency/collision frequency), i.e. $\omega_{ce}\,\tau_{ei}\,/16$, which is approximately the ratio between the Bohm and classical coefficients. This ratio becomes larger as

the magnetic field or the temperature is increased or as the density is reduced. Theoretical lines corresponding to diffusion at the Bohm rate and at 1/10th of the Bohm rate are shown; plotted in this way classical diffusion gives a straight line of ordinate unity. The experimental points lie close to this line for values of $\omega_{ce}\,\tau_{ei}/16$ between 20 and 200.

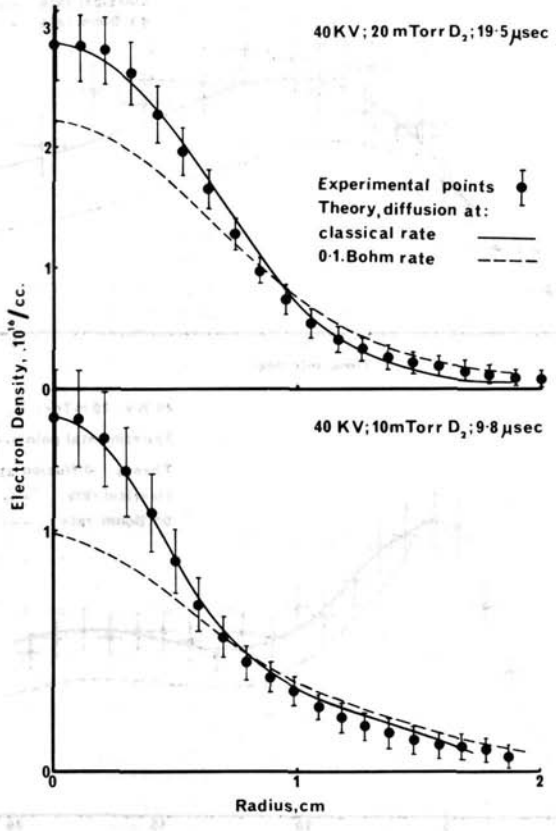


FIG. 10. Electron density distribution – experiment and theory for discharges at 160 eV (above) and 240 eV (below).

6. M.H.D. STABILITY

An axisymmetric MHD unstable bulge (Fig. 12) is formed in the mid plane of the plasma column, and the growth of the observed m = 1 instabilities is compared with calculations based on ideal MHD theory. The growth times are about an order of magnitude smaller than the propagation time of end effects to the mid plane.

The bulge is generated after the initial implosion by short-circuiting one electrically independent section (length 25 cm) of the coil, by means of its crowbar switch, some microseconds earlier than the rest of the coil. The magnetic field in this section is thus reduced with respect to its value elsewhere in the coil. The bulge strength is defined as $\delta = (r_2 - r_1)/2r_1$ where r_2 is the plasma radius in the bulged region and r_1 the plasma radius in the unshaped regions; δ can be varied up to 0.5.

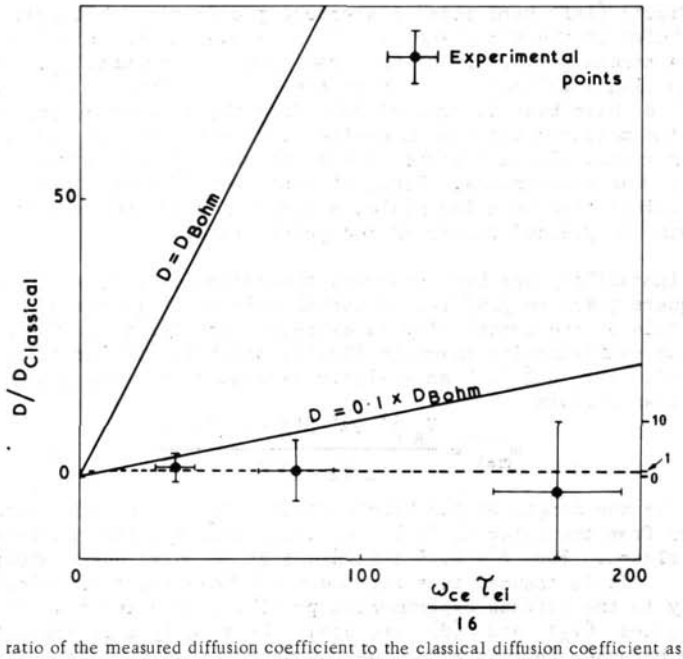


FIG. 11. The ratio of the measured diffusion coefficient to the classical diffusion coefficient as a function of the ratio of the cyclotron frequency to the collision frequency.

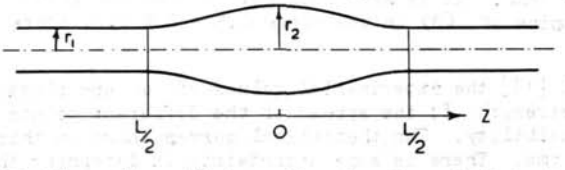


FIG. 12. The unstable equilibrium configuration. Theoretically the shape

$$r = r_1 [1 + \delta(1 + \cos(2\pi z/L))]_{-L/2}^{+L/2}$$

is assumed, where $\delta = (r_2 - r_1)/2r_1$.

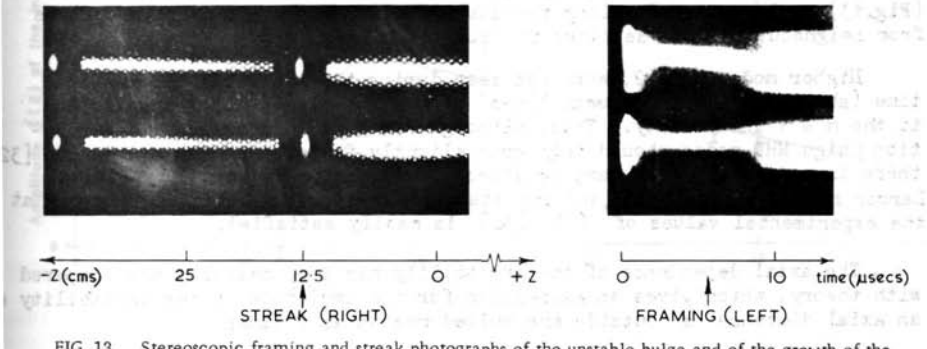


FIG. 13. Stereoscopic framing and streak photographs of the unstable bulge and of the growth of the m = 1 instability at Z = 12.5 cm.

In Fig.13 (left hand side) a stereoscopic framing photograph of an unstable bulge in the mid plane ($z = 0$) is shown; at the right hand side there is a streak photograph of the growing $m = 1$ instability. The cameras viewed the plasma 45° below and above the plane of the collector feed slot. Values of δ have been determined both from the framing camera photographs and from the measured external magnetic field strengths in the shaped and unshaped regions. The amplitude of the instability, $\xi(t)$, was determined from the streak photographs. Straight lines were obtained when $\xi(t)$ was plotted against time on a log scale, which confirmed the expected exponential growth and yielded values of the growth rate, ω.

The instability has been analysed theoretically [13] assuming the MHD model with a square pressure profile. A normal mode analysis was used in which the amplitude of the instability is expressed as $\xi(z)e^{\omega t}$. The mathematical equilibrium configuration shown in Fig.12, which is similar to that observed, was assumed. For $\delta \lesssim 0.15$ an analytic expression for the growth rate is obtainable as follows

$$\omega_{m=1} = \frac{V_A\, \delta^2\, 2\pi^2\, \beta(1-\beta)(3-2\beta)}{L\,(2-\beta)^{3/2}} \qquad (7)$$

where L is the length of the bulged region. V_A, an Alfven velocity calculated from the external field and axial density, and β, refer to the unshaped plasma. For $\delta > 0.15$ the values of ω have been computed numerically. It is assumed that for the $m = 1$ mode the theoretical results also apply to the diffuse experimental profiles, provided that the correct average values $\langle V_A \rangle$ and $\langle \beta \rangle$ are used. Physically this assumption is justified because, in this mode, the plasma moves as a whole. Since $V_A = C_S\sqrt{2/\gamma\beta}$, where C_S is the sound speed, and the temperature is approximately constant across the radius (Fig.2), it is sufficient to determine $\langle \beta \rangle$ only taken as 0.4. It is seen from eq.(7) that the growth rate is insenitive to the choice of $\langle \beta \rangle$ in the range $0.5 \geq \beta \geq 0.2$, where ω only varies by $\pm$ 3.5%.

In Fig.14 [13] the experimental values of ω are plotted as a function of the bulge strength δ; the spread of the different points gives a measure of the reproducibility. The theoretical curves shown in this figure are for $L = 20$ and 30 cms. There is some uncertainty in determing the precise value of L, but it was estimated, e.g. from framing camera photographs, to lie within the range $20 < L < 30$. The experimental points show unexpectedly good agreement with the theoretical curves except at low values of δ. There are several differences between the theoretical model and the experiment which could easily account for discrepencies in the results up to a factor of two; the most important difference is the $m = 0$ rarefaction wave (Fig.13) moving outwards along the coil from the mid plane as plasma flows from neighbouring coil sections to fill the bulge.

Higher modes, $m \geq 2$, were not seen during the available observation time (about three $m = 1$ growth times) before the plasma hit the walls due to the $m = 1$ instability. Thus, although for a diffuse pressure distribution high MHD modes should only grow slightly faster than the $m = 1$ mode [32], there is apparently some damping effect. This can be explained by finite Larmor radius effects [33], and the stability criterion believed to apply at the experimental values of $\langle \beta \rangle$ [34] is easily satisfied.

The axial dependence of the instability has been measured and compared with theory, which gives an expression for the amplitude of the instability at an axial distance z outside the bulged region as follows

$$\xi(z,t) = \xi_0\, e^{\omega t}\, \xi(z) \qquad (8)$$

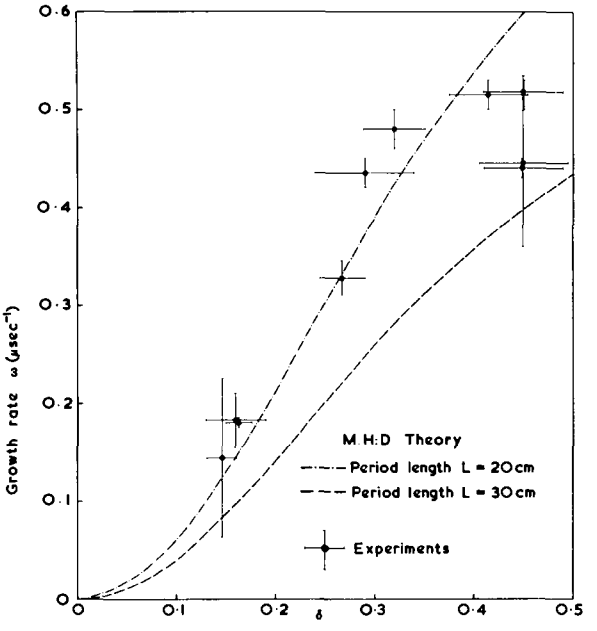


FIG. 14. *Experimental and theoretical values of the growth rate of the m = 1 instability as a function of* the bulge strength δ [13].

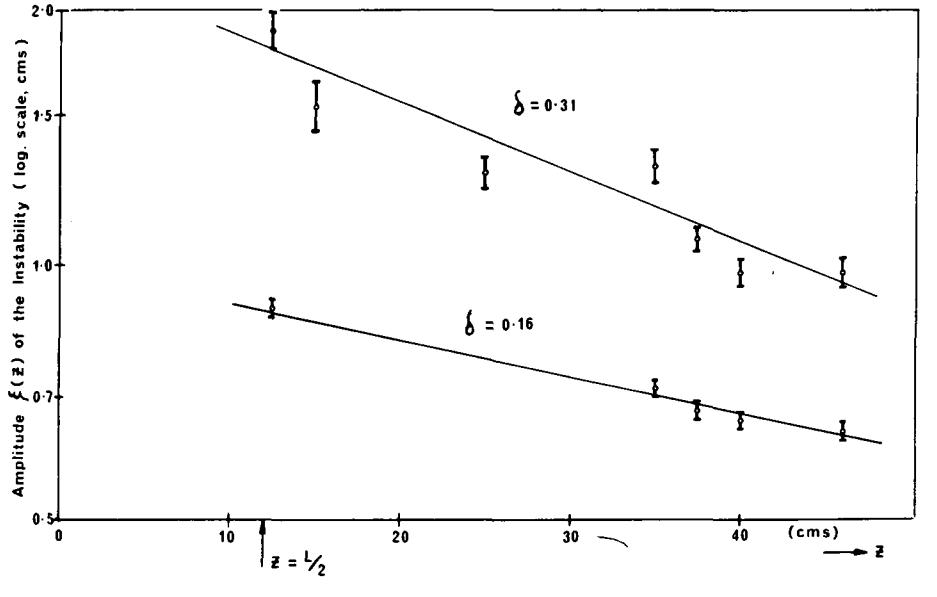


FIG. 15. Amplitude ξ(z) of the m = 1 instability as a function of the axial distance z at t = 10.5 μs for bulges with δ = 0.31 (growth rate $\omega = 0.46 \times 10^6$ s^{-1}) and δ = 0.16 (growth rate $\omega = 0.18 \times 10^6$ s^{-1}).

where, for $\xi(z) > \xi(0)$

$$\xi(z) = \exp-(\omega z/v_{m=1})$$

where $v_{m=1}$ is the propagation velocity for an m = 1 perturbation given by

$$v_{m=1} = V_A \sqrt{2-\beta} \qquad (9)$$

Eq.(8) can be readily derived if it is assumed that at all axial distances, z, from the bulge the instability grows with the same value of ω, but does not begin to grow until a time $z/v_{m=1}$. As before, average values of V_A and β must be used. It follows from eq.(8) that the exponential decay of $\xi(z)$ is steeper for high growth rates (large amplitude bulges) than for low growth rates.

The value of $\xi(z)$ was determined from framing camera photographs and the results are plotted on a log scale against distance in Fig.15. The values of $v_{m=1}$ deduced from the slopes of those lines are about 2×10^7 cm/sec, which, within 30% agrees with the value given by eq.q., where v_A is taken to be 2.4×10^7 cm/s. Figure 15 shows, in addition, that $\xi(z)$ decays more steeply for $\delta = 0.31$ than for $\delta = 0.16$, by approximately the ratio predicted from eq.(8).

7. CONCLUSIONS

A plasma column 8 metres long and 1-2 cm in radius, with temperatures of 100-300 eV at densities of $2\text{-}4 \times 10^{16}$/cc and beta of 0.7, has been produced. In the mid plane of the coil this plasma is stable, free of energy loss and uninfluenced by the ends for 10 μsec at 240 eV and 25 μsec at 120 eV.

During the first two microseconds enhanced diffusion is observed, which has been explained by an anomalous resistivity arising from ion-acoustic oscillations excited by electron-ion streaming. Computations using the MHD code including the appropriate non-classical resistivity (given by Sagdeev for this instability) predict the observed density distribution and beta. An analytical model was used to discuss the dependence of these quantities on the line density and it was shown that there is a critical line density, N_c, at which the diffuse current sheath (a few ion collision-free skin depths thick) extends to the axis. For $N < N_c$ there is an upper limit to the value of beta obtainable. The diffusion coefficient has been measured from the time variation of the electron density distribution, during the quasi-steady phase of the discharge, in conditions where the ratios of the Bohm/classical coefficients vary from 20-200, with preliminary data at a ration approaching 1000. In all cases the observations agreed with classical diffusion, and taking into account the experimental errors the measured diffusion rate is certainly less than 1/20 of the Bohm value.

The growth rates of the induced m = 1 instability and the axial dependence of its amplitude agree with the results of calculations based on an MHD model.

8. ACKNOWLEDGEMENTS

The author's wish to thank J.A. Wesson for valuable discussions on stability and their colleagues: A.D. Beach, C.A. Bunting, E.P. Butt, D.J. Dancy, G.C.J. Davies, W.R. Ellis, L. Firth, G.C.H. Heywood, R.J. Hucklesby, M.R. Kenward, I. Pasco, N.J. Peacock, R. Peacock, B.J. Ward and J. Watson for their help in running the experiment, carrying out the measurements and for useful discussions.

REFERENCES

[1] GOLDMAN, L.M. et al. Phys. Rev. Letts. 9 361 (1962).

[2] QUINN, W.E. et al. Proc. Conf. Culham 1965. IAEA Vienna 1 237 (1966).

[3] BODIN, H.A.B. et al. ibid. 1 193 (1966).

[4] ANDELFINGER, C. et al. ibid. 1 249 (1966).

[5] SCHUMACHER et al. L.A. 3770 paper D1 (1967).

[6] GREEN, T.S. Physics Fluids 10 1663 (1967).

[7] McCLEAN, E.A. et al. L.A. 3770 paper A5 (1967).

[8] ANDELFINGER, C. et al. IPP 1/55 1966.

[9] HEROLD, H. et al. L.A. 3770 paper D7 (1967).

[10] BODIN, H.A.B., NEWTON, A.A. Second European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (August 1967). Abstract, Plasma Physics. 10 437 (1968) and L.A. 3770 paper A2 (1967).

[11] FUNFER, E. L.A. 3770 paper A1 (1967).

[12] BODIN, H.A.B. et al. CLM - P (1968). To be submitted to Physics of Fluids.

[13] BODIN, H.A.B. et al. CLM - P (1968). To be submitted to Physics of Fluids.

[14] SAGDEEV, R.Z. Proc. Symp. in App. Maths. (April 1965). American Math. Soc. XVIII p.281 (1967) and
SAGDEEV, R.Z., GALEEV, A.A. I.A.E.A. Report IC/66/64 Trieste (1966).

[15] McCORMICK, N.R. CLM - P 130 (1966) I.E.E. Proceedings.

[16] BEACH, D. AWRE Report O-42/67 (1967).

[17] DANCY, D.J., KEILHACKER, M. CLM - M55 (1965).

[18] BODIN, H.A.B., McNAMARA, B. Plasma Physics 9 505 1967.

[19] BODIN, H.A.B. et al. CLM - P (1968).

[20] BODIN, H.A.B., NEWTON, A.A. Physics Fluids 6 1338 (1963).

[21] POST, R.F. Journal of Nuclear Energy Pt C 3 273 (1961).

[22] HAIN, G. et al. Z. Naturf. F 15a 1039 (1960).

[23] BODIN, H.A.B., DANCY, D.J. Nuclear Fusion 7 191 (1967).

[24] GRIBBLE, L.E. Los Alamos LA-3770 paper A3 (1967).

[25] MORSE, R.L. Phys. Fluids 10 1560 (1967)

[26] STRINGER, T.E. Plasma Physics (J. Nucl. Energy 'C') 6 267 (1964).

[27] RICKMYER, R.D. "Difference methods for initial value problems". Interscience, New York P208.

[28] ANDELFINGER, C. et al. LA-3770 paper G2.

[29] PENROSE, O. Phys. Fluids 3 258 (1960).

[30] NEWTON, A.A. CLM-P 152.

[31] ALLEN, T.K. et al. LA-3770 paper G4.

[32] WOBIG, H. Report IPP6/57 (1967).

[33] ROSENBLUTH, M.N. Nucl. Fusion Supp. I 143 (1962).

[34] TAYLOR, J.B. Journal of Nuclear Energy Part C 4 401 (1962).

DISCUSSION

S. J. BUCHSBAUM: Would you please explain how a bulge is produced and its amplitude controlled?

H. A. B. BODIN: The 8-m coil consists of 32 electrically independent sections each 25 cm long and each having its own crowbar switch. In the central or "field-shaping" section, the crowbar switch is fired a few microseconds Δt before the crowbar switches on the other coil sections, which are all fired together at peak field. Thus, the field in the "field-shaping" section is reduced with respect to the field elsewhere, plasma flows into this region from adjacent coils and a bulge forms. The amplitude r_2/r_1 can be varied in a controlled way by varying Δt from $r_2/r_1 = 2$ downwards. For weak bulges, the plasma in the MHD-unstable bulge region is in axial equilibrium within the $m = 1$ growth time, but not quite so for high bulge strengths.

F. WAELBROECK: In your paper, you mention the fact that the onset of the "wobble" effect in the mid-plance can be delayed by several microseconds by correcting end defects on the coil. How should this delay be interpreted if the perturbation moves in at about the Alfvén velocity?

H. A. B. BODIN: The onset of the end-induced instability (mixture of $m = 1$ and $m = 2$) was delayed 3 - 5 μs in 20 μs (at 160 eV) by correcting very small asymmetries in the axial alignment of the coils. The instability appears in a time proportional to the coil length. This effect is not fully understood, nor is the effect of coil alignment on it; the latter is probably associated with detailed stability condistions affecting its precise onset time, when the end-induced rotation reaches the mid-plane. Realignment of the coils almost removed the very low-amplitude ($<$ radius) lateral motion observed previously from early times. A small axial current had the same effect.

L. V. DUBOVOY: In experiments reported by you in 1965 at Culham, the maximum value of β at the moment of plasma compression in the Θ-pinch did not exceed 0.5. In a longer system with smaller β_{max} you have now reached $\beta \sim 0.8$. You attribute this improvement to additional turbulent heating of the plasma in the early stage of compression. In what way were the discharge parameters of the 1965 experiment changed in order to produce turbulent heating in the system described in your present paper?

H. A. B. BODIN: The value of $\beta \sim 0.5$ reported in 1965 was an average value; the peak (not measured accurately at that time) was probably $\sim 0.8 \pm 0.2$. In our experiment with the 8-m coil, β_{axis} (and also β_{av}) falls with the filling pressure in agreement with our theoretical predictions based on anomalous diffusion during the early stages due to an ion sound instability. This mechanism heats the electrons in the early stages considerably more than classical Joule heating, but overall the plasma beta falls.

LINEAR θ-PINCH EXPERIMENTS RELATED TO THE STABILITY OF A TOROIDAL θ-PINCH OF LARGE ASPECT RATIO*

E. M. LITTLE, A. A. NEWTON, W. E. QUINN AND F. L. RIBE
UNIVERSITY OF CALIFORNIA, LOS ALAMOS SCIENTIFIC LABORATORY, LOS ALAMOS, NEW MEXICO, UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

LINEAR θ-PINCH EXPERIMENTS RELATED TO THE STABILITY OF A TOROIDAL θ-PINCH OF LARGE ASPECT RATIO. In a high-β, toroidal θ-pinch (compression field B_e) the outward radial force ($= \beta B_e^2 a^2/4R$) due to the major curvature 1/R can be neutralized by introducing radial excursions $a\delta\ell \cos\ell\theta \cos kz$ about the minor radius a of the plasma surface. Owing to the periodic regions of unfavourable curvature and to the high β (≈0.8 on axis), the equilibrium is grossly unstable to Haas-Wesson modes of the form $\xi_m(z) \cos m\theta$. We report the results of experiments on one-meter θ-pinch plasmas with adiabatically-applied $\ell = 0$ bumps both for hot-iron ($kT_i \approx 2$ keV) and cold-ion plasmas with maximum densities n in the range from 5×10^{16} to 1×10^{17} cm^{-3}. Plasma properties β, $k(T_i + T_e)$, n, and the instability growth rates are established for known B_e by means of: (a) Faraday rotation measurements of the internal magnetic field; (b) Mach-Zehnder interferometer measurements of the density and plasma shape; and (c) Streak-camera measurements of radial plasma motion. For $0.11 \leq \Delta B_e/B_e \leq 0.22$ only the m = 1 mode is observed, and its magnitude is reduced in the hot-ion cases (where end loss is also larger). Small initial negative bias fields B_0 are shown to enhance the m = 1 instability. With quasistatic longitudinal currents $I_z \leq 50$ kA the Kruskal-Shafranov modes are identified and their growth rates measured. The resistance of the current-carrying channel is determined and interpreted when I_z is alternated at frequencies of 0.6 - 0.8 MHz. No effect of I_z on the plasma density distribution about its axis is seen.

I. INTRODUCTION

The 15-m Scyllac θ pinch [1,2,3] is a high-β plasma experiment to be operated initially with a straight coil and subsequently as a 5-m major-diameter torus. For the second stage we are exploring configurations which use, in addition to the zero-order longitudinal field B_ℓ, superimposed first-order transverse components to neutralize the toroidal drift. These may be either azimuthal (B_θ) as in the screw pinch [4] or periodic along the torus (B_δ) to produce a bumpy, or "M and S" [5,6] configuration. In both cases there are gross instabilities, and these must be suppressed by oscillating the transverse field (dynamic stabilization). Alternatives under consideration are: (a) an oscillating screw pinch [2,7,8,9] with B_θ varying, (b) time varying or moving bumps [10,11] with B_δ varying and (c) static bumps with B_δ fixed but B_θ oscillating [2,12]. Of the three (c) seems preferable, since the dynamic stabilization power and frequency are least. Also the longitudinal current, which may stimulate microinstabilities [13], is less than in (a).

The theory of this approach is outlined below, showing how the Haas-Wesson instability [14] inherent in a bumpy plasma column can be stabilized. We report experiments with a 1-m θ pinch on the instabilities induced by quasistatic B_δ and B_θ, the plasma density distribution with quasistatic and oscillating B_θ, and the plasma resistance in the oscillating case.

* Work performed under the auspices of the U.S. Atomic Energy Commission.

II. THEORETICAL CONSIDERATIONS

1. Forces Acting on a Bumpy Plasma Column, and the M and S Toroidal Equilibrium

Recently it has been shown [6] that the "M and S" [5] high-β plasma equilibrium in a toroidal θ pinch can be realized by adding periodic multipolar magnetic fields which produce excursions of the plasma radius r about its equilibrium value a given by

$$r - a = \sum_{\ell} a\delta_{\ell} \cos\ell\theta \sin kz \tag{1}$$

Here z is the coordinate along the plasma axis, θ is the azimuth about that axis, and $2\pi/k$ is the wavelength of the multipolar field. The basic principle involves only the $\ell = 0$ (bumpy) and $\ell = 1$ (wavy) excursions. The $\ell = 0$, 1 combination produces a uniform transverse force per unit length in the direction of maximum bumpiness given by

$$F_1 = \beta(3 - 2\beta)(B_e^2/8)k^2 a^3 \delta_o \delta_1 \tag{2}$$

where β is the ratio of plasma pressure to the external magnetic pressure. A toroidal plasma column of large aspect ratio ($R/a \gg 1$) has an outward (curvature) force per unit length given by $F_R = \beta B_e^2 a^2/4R$. Equilibrium is obtained when $F_1 = F_R$; i.e., when $\delta_o\delta_1 = 2/(3 - 2\beta)k^2 aR$. Typical values for the projected Scyllac toroidal θ pinch are: $a \approx 1$ cm, $R \approx 250$ cm, $ka \approx 0.3$, $\delta_o \approx \delta_1 \approx 0.25$, $B_e \approx 100$ kG and $\beta \approx 0.8$ (on axis).

2. Gross Instability of an Axisymmetric Bumpy High-β Plasma Column

The bumpy plasma column required for M and S equilibrium possesses net unfavorable curvature and is therefore unstable. Haas and Wesson [14,15] and Morse [16] studied the gross stability of straight bumpy, high-β plasma columns for displacements of the form $\xi(z) = \xi_m(z) \cos m\theta$. Since Bodin and Newton [17,18] and ourselves (see Section III.2, below) find experimentally that the m = 1 mode which involves little ballooning, or z dependence [15], is dominant, and modes with $m \geq 2$ are not seen, we confine ourselves to m = 1 for the present. The m = 1 growth rate can be derived from considerations [12] like those of Eq. (2). When an axisymmetric column with bumpiness δ_o is displaced from the axis of symmetry by an amount ξ_1, there results an $\ell = 1$ component of surface distortion given by $\delta_1 = 2\xi_1(\delta_o/a) \times (1 - \beta)/(2 - \beta)$, for $ka \ll 1$. Substituting into Eq. (2) gives for the destabilizing m = 1 force per unit length of plasma column:

$$F_\delta = \frac{\beta(1 - \beta)(3 - 2\beta)}{(2 - \beta)} (B_e^2/4)k^2 a^2 \delta_o^2 \xi_1 \equiv h_\delta^2 (B_e^2 a^2/4)\xi_1 \tag{3}$$

where we have introduced an "effective wavenumber" h_δ.

3. Effects of a Steady Longitudinal Current on the Plasma Column

3.1 The Kruskal-Shafranov (KS) Modes. When a longitudinal current I_z is applied, the magnetic lines at the plasma surface become helical with pitch wavenumber

$$\mu = 2I_z/a^2 B_e \tag{4}$$

at the plasma surface. It is then appropriate to consider helical displacements of the form $\xi_m \cos m(\theta - hz)$, and we again limit consideration to the m = 1 mode. In the presence of a conducting wall (inner surface of the θ-pinch compression coil) of radius b, and for μa, ha, μb, hb, $a/b \ll 1$ the transverse force per unit length of plasma column is

$$F_{KS} = \left[- (2 - \beta)h^2 + 2h\mu - 2\mu^2 (a^2/b^2) \right](B_e^2 a^2/4)\xi_1 \tag{5}$$

The threshold of instability for a mode of wavenumber h (the Kruskal limit [19]) is given by

$$\mu_K = (2 - \beta)h/2 \tag{6}$$

neglecting the last, wall effect, term of (5), which is small.

3.2 The m = 1 Helical Mode Driven by Bumpiness. Provided that μka^2 is of the same order as δ_o and $\mu \ll k$, the only effect of the longitudinal current [12] is to replace θ by $\theta_o + \mu z$ in (1), where θ_o is the azimuth of a field line at z = 0. The equation of motion for a helical displacement ξ_1 of pitch h is

$$\rho_\ell \ddot{\xi}_1 - F_\delta - F_{KS} = 0 \tag{7}$$

where ρ_ℓ is the plasma line density. Assuming that $\xi_1 = \xi_{1o} e^{\nu t}$, the growth rate ν is therefore given by

$$\nu^2 = \left[- (2 - \beta)h^2 + 2h\mu - 2\mu^2 (a^2/b^2) + h\xi_\delta^2 \right] v_A^2 \tag{8}$$

where $v_A^2 \equiv \left[B_e^2 a^2 / 4\rho_\ell \right]$.

4. Dynamic Stabilization by Means of an Oscillating Longitudinal Current

The destabilizing $F_\delta + F_{KS}$ force can be neutralized [12] when the current I_z is alternated; i.e., $I_z = I_o \cos \omega t$ (correspondingly $\mu = \mu_o \cos \omega t$). Setting $\zeta = \omega t/2$, Eq. (7) assumes the Mathieu form whose solutions are stable (first stability zone [20]) when

$$h\xi_\delta^2 < (2 - \beta)h^2 < h\xi_\delta^2 + \omega^2/4v_A^2 \text{ and } \omega^2 > 4 \left[(2 - \beta)h^2 + h\mu_o - h\xi_\delta^2 \right] v_A^2 \tag{9}$$

Here the wall-effect term has been neglected. Assuming that $h \approx \mu_o$, condition (9) requires I_o of the order of 10 kA ($\mu_o \approx 0.1$ k) and a minimum frequency $\omega/2\pi$ in the range of 1 to 2 MHz to stabilize the effects of δ_o for Scyllac parameters.

This method of using the rotational transform introduced by a longitudinal current to dynamically stabilize a bumpy, high-energy, high-β plasma column is similar to that studied [8,9] at lower energy and low β for the KS modes alone and is a variant of the method investigated by Weibel [7].

III. EXPERIMENTAL MEASUREMENTS

1. Apparatus and Measured Plasma Properties

The plasmas used in the present experiments were generated by the 560-kJ, 1-m Scylla IV θ pinch operated in the "low-pressure" regime [21,22,23]. The time history of B_e is that of one-half cycle of a sinusoid with an amplitude of 90 kG and a quarter period (rise time) of 3.7 μsec. The discharge conditions of most of the measurements were: D_2 filling pressure = 20 to 100 mtorr and zero bias field ($B_o = 0$). Near peak compression the plasma column has a length ℓ of ~ 80 cm, a radius of ~ 1 cm, density n on axis varying from ~ 5×10^{16} cm^{-3} to 1.2×10^{17} cm^{-3}, β on axis 0.8 [24], kT_e about 300 eV, and kT_i varying from ~ 2.0 keV to ~ 0.5 keV. The plasma corresponding to 20 mtorr filling pressure is essentially collisionless (ion-ion mean free path $\lambda_{ii} \approx 150$ cm), while that at 100 mtorr is much less so ($\lambda_{ii} \approx 3$ cm).

2. Observation of the m = 1 Instability with a Single Axisymmetric Bump

2.1 Apparatus. An effort was made to apply the bump "adiabatically," i.e., after the initial plasma implosion which forms the plasma column durint the first ~ 0.5 μsec of the discharge. Two methods were used, as shown in Fig. 1. In the first the series coil diverts magnetic field from the 7.6-cm central section of the main coil through the 1.2-cm gaps, causing a

fractional decrease $\Delta B_e/B_e$, for which values of 0.11 and 0.21 were obtained, corresponding to series coil diameters of 6.35 cm and 10.2 cm (diameter of compression coil = 10.3 cm). The generation of the bump was delayed by means of carbon cylinders of wall thickness 0.95 cm and outer diameters of 6.03 and 9.68 cm which were inserted into the series coils. The resistivity of the carbon cylinders, $\eta = 1.78 \times 10^{-2}$ Ω-cm, was such that their flux-penetration time provided the delay. The bump could be eliminated by inserting an aluminum cylinder in place of the carbon one.

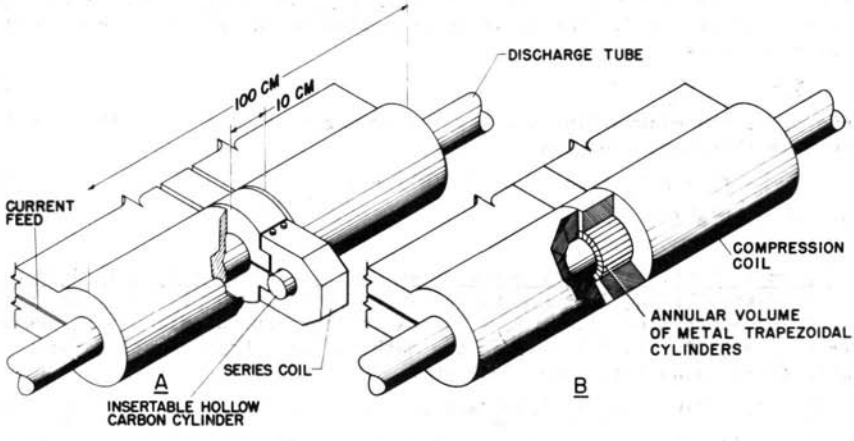


FIG. 1. Two methods used to produce a single $\ell = 0$ bump adiabatically at the centre of the Scylla IV θ pinch.

In the second method (Fig. 1B) magnetic lines are diverted into an annular volume of 6.52-cm length and 1.29-cm radial thickness in the compression-coil wall to give $\Delta B_e/B_e = - 0.25$. The delay is provided by flux diffusion into an array of trapezoidal Inconel X-750 steel tubes of 0.025-cm wall thickness, having $\eta = 1.22 \times 10^{-4}$ Ω-cm. Plasma motion was observed by two streak cameras viewing perpendicular to the plasma axis, one in the midplane and the other 20.3 cm away, and by a Mach-Zehnder interferometer aligned parallel to the plasma axis (Fig. 2).

2.2 Results Obtained with the Series Coils. Streak camera photographs are shown in Fig. 3A, B, and C for no bias field. With no bump (Al cylinder in series coil) the plasma remains on axis, except for some sideways motion, or "wobble" [25], seen at 20 mtorr filling pressure p_o. The end loss [21, 22] is also visible as a narrowing of the plasma diameter toward the end of the streak photograph. At this pressure application of the bump (C in series coil) is found to result only in an enhancement of the wobble. At the two higher pressures however, the plasma in the midplane is seen to move sideways and to hit the discharge-tube wall. The sideways motion begins later at the 20.3-cm axial position. (The barred structure in these photographs is a feature of the image converter, not the plasma). Reduction of the end loss is also seen as the filling pressure is raised.

The application of bias field caused a qualitative change in the occurrence of the sideways plasma motion. With $B_o = - 780$ G, $\Delta B_e/B_e = - 0.21$, and $p_o = 20$ mtorr the plasma moved to the wall at the midplane in the same time as at $p_o = 50$ mtorr, $B_o = 0$ (Fig. 3B).

With $\Delta B_e/B_e = - 0.11$ no appreciable sideways motion was observed at $p_o = 20$, 50 mtorr for $B_o = 0$; although the wobble at 20 mtorr seemed to be enhanced. In the case of $p_o = 125$ mtorr and $B_o = - 1.2$ kG a slow sideways motion was observed, as indicated in the interferograms of Fig. 3. The

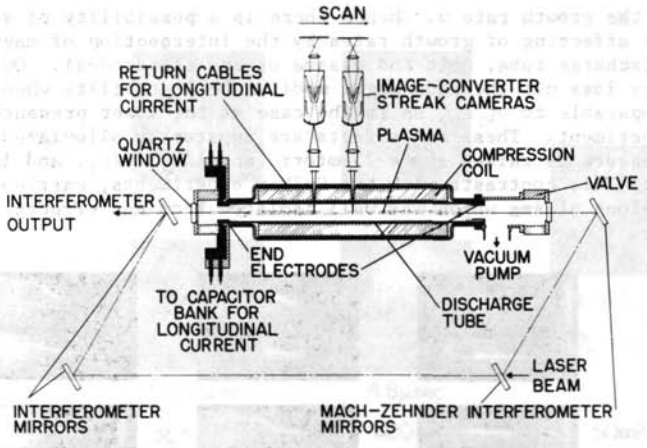


FIG.2. Diagram of the Scylla IV θ pinch with end electrodes, image-converter cameras, and Mach-Zehnder interferometer.

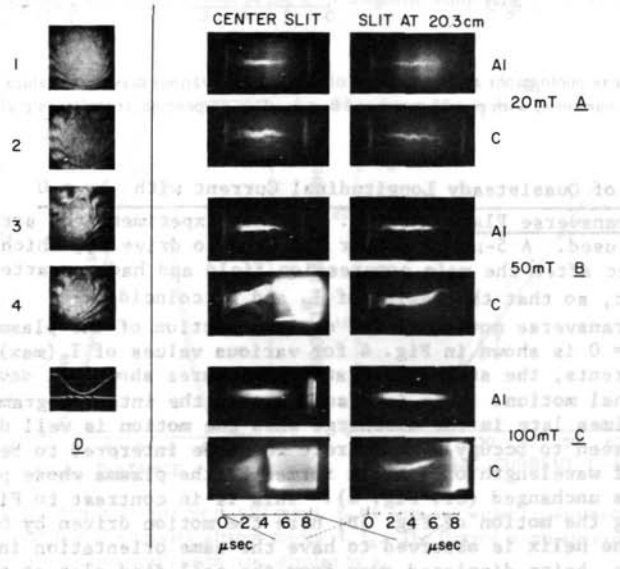


FIG.3. A. B. and C. Streak photographs of the Scylla IV plasma with and without the 21% $\ell = 0$ bump for $B_0 = 0$ and different filling pressures. D. Interferograms showing the growth of the m = 1 mode with 11% $\ell = 0$ bump, $p_0 = 125$ mtorr, and $B_0 = -1.2$ kG. The pulses on the trace below the oscillogram of B_e show the exposure times.

fact that sideways motion is localized to the region of the bump is shown by the relatively small number of fringes in the bulge and the fact that the main fringe pattern maintains a boundary in this azimuthal region.

We conclude that this is the m = 1 instability driven by F_δ as observed earlier [17]. At $p_0 = 50$, 100 mtorr the growth rate is properly accounted for according to the theory in Ref. [18]. The absence of the instability at low pressure is not accounted for. However, the plasma length ℓ is sufficiently small that v_A/ℓ and v_i/ℓ (v_i = ion thermal velocity) are com-

parable to the growth rate ν. Hence there is a possibility of some "line-tying" (the affecting of growth rates by the intersection of magnetic lines with the discharge tube, cold end plasma or end electrodes). Qualitatively, rapid energy loss out the ends might modify the instability when the loss rate is comparable to $\nu\xi_1 F_\delta$, as is the case at the lower pressures in the present experiment. These end effects are apparently alleviated as the filling pressure is raised above 20 mtorr (and ℓ/v_A, ℓ/v_i, and $1/\lambda_{ii}$ are increased). This contrasts with the Culham experiments, carried out with an 8-meter-long plasma which was well isolated from end effects.

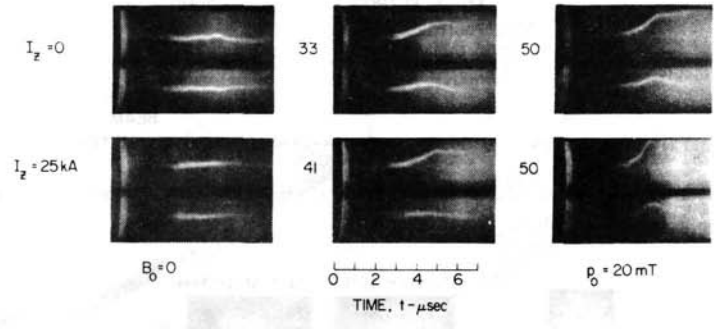


FIG. 4. Streak photographs at the midplane of Scylla IV for various maximum values of quasisteady longitudinal current I_Z with $p_0 = 20$ mtorr and $B_0 = 0$. Two perpendicular steroscopic views are shown in each case.

3. Effect of Quasisteady Longitudinal Current with $\delta_o = 0$

3.1 Transverse Plasma Motion. In this experiment the arrangement of Fig. 2 was used. A 5-μF capacitor was used to drive I_z, which was applied about 1 μsec after the main compression field and had a quarter period of 2.5 μsec, so that the maxima of I_z and B_e coincided.

The transverse motion of the central section of the plasma at p_o = 20 mtorr, $B_o = 0$ is shown in Fig. 4 for various values of I_z(max). At the higher currents, the steroscopic streak pictures show well developed radial and azimuthal motion. This is also shown in the interferograms of Fig. 5B, taken at times late in the discharge when the motion is well developed. The plasma is seen to occupy a semicircle which we interpret to be the end view of one-half wavelength of a helix formed by the plasma whose profile about its axis is unchanged (cf. Fig. 4). This is in contrast to Fig. 5C, taken late during the motion of Fig. 3B; here the motion driven by δ_o is purely radial. The helix is observed to have the same orientation in all but one of 10 cases, being displaced away from the coil feed slot at the midplane.

Growth rates were measured for a number of cases at each I_z value and are plotted in Fig. 6B as a function of I_z(max). For a higher filling pressure (p_o = 50 mtorr) no sideways motion was observed, except at I_z = 50 kA, where the motion was small and slow.

We conclude that this is the m = 1 Kruskal-Shafranov instability whose wavelength λ is twice the plasma length and identify the intercept of Fig. 6B at $I_z \approx 15$ kA as the Kruskal limit I_K. We use the relation $I_K = (2 - \beta)\pi a^2 B_e/2\lambda$ derived from (4) and (6) and take $\beta = 0.25$ [24] as an average value over all radii. With B_e(av) = 80 kG we calculate $\lambda/a^2 \approx 150$ cm^{-1}. With $\lambda = 2\ell = 160$ cm we thus find a = 1.0 cm, corresponding roughly to the toe of the density distributions of Fig. 6A.

The measured growth rates of Fig. 6B are a factor 9 less than those predicted by Eq. (8) with $h_\delta = 0$. From Fig. 6A we obtain, for ℓ = 80 cm,

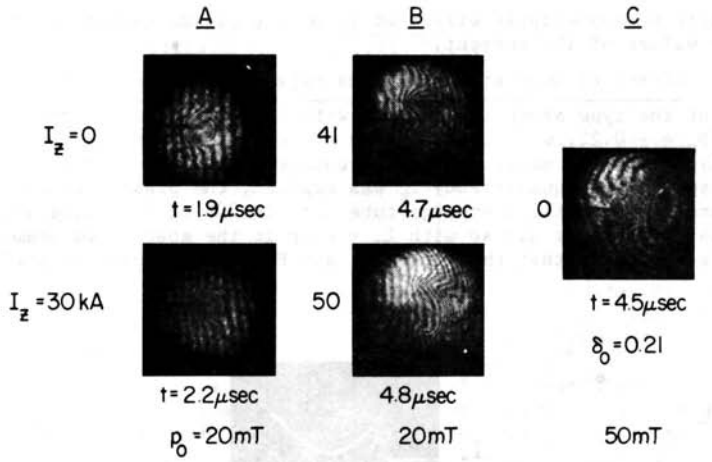


FIG. 5. A. Interferograms taken with and without I_z with $\delta_0 = 0$. B. Interferograms with fully developed transverse motion resulting from application of I_z with $\delta_0 = 0$. C. Interferograms with fully developed transverse motion resulting from application of the $\ell = 0$ magnetic bump with $I_z = 0$. In all cases there was no bias field.

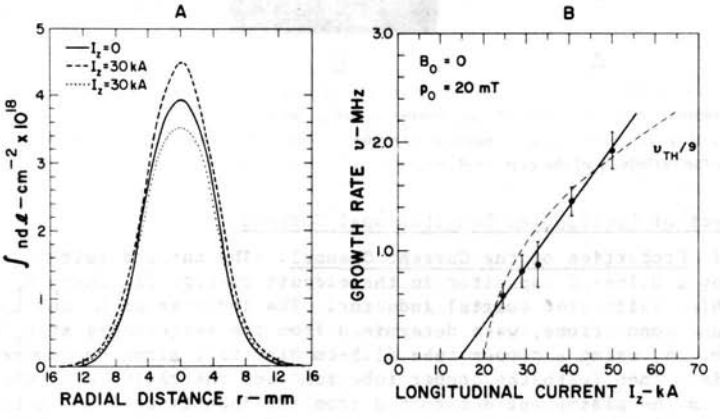


FIG. 6. A. Plasma density profiles for $p_0 = 20$ mtorr, $B_0 = 0$ with and without quasisteady longitudinal current. B. Growth rate of Kruskal-Shafranov modes vs. I_z. The flagged points are experimental, and the dashed curve is the theoretical growth rate, divided by 9.

$\rho_\ell = 3.4 \times 10^{-8}$ g-cm^{-1}. In Fig. 6B the dashed curve labelled $\nu_{TH}/9$ is a plot of $\nu/9$ computed from Eq. (8), using this value of ρ_ℓ. We conjecture that the observed slow growth rates are also an end effect. The lack of helical displacement at $p_o \geq 50$ mtorr is attributed to the large value of a, so that the Kruskal limit is barely exceeded.

3.2 Plasma Density Profile. The lower interferogram of Fig. 5A was taken just before the onset of the KS instability for I_z(max) = 50 kA, at a time when the current had reached a value of 30 kA. The upper interferogram was taken for $I_z = 0$. In Fig. 6A are plotted density profiles taken from these and other interferograms. We conclude from these and from the clear plasma outlines in the streak photographs of Fig. 4 during the KS

motion that no appreciable effect of I_z on the plasma density profile occurs at these values of the current.

3.3 Effect of Quasisteady I_z Plus Axisymmetric Bumps. Three annular grooves of the type shown in Fig. 1B, with 13.5-cm spacing between centers and $\Delta B_e/B_e = -0.22$, were installed in an attempt to produce the HW instability at $p_o = 20$ mtorr. Only an enhancement of the wobble, as in Fig. 3A, was seen. When quasisteady I_z was applied, the plasma became more unstable and moved to the discharge-tube wall in 30% of the cases with I_z = 30 kA, while it never did so with $I_z = 0$ or in the absence of bumps (Fig. 4). This indicates that the forces F_δ and F_{KS} superimpose, as implied in Eq. (7).

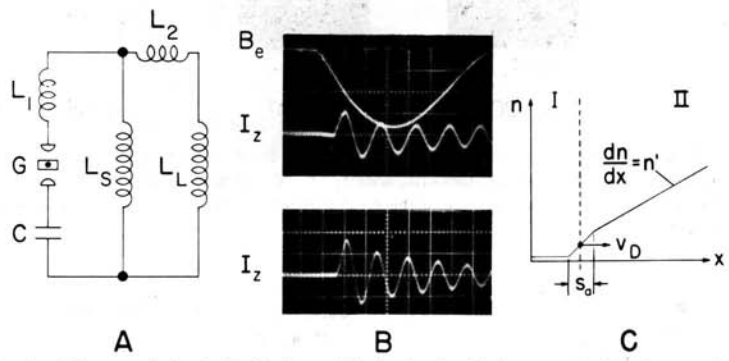


FIG. 7. A. Diagram of circuit for driving oscillating longitudinal current on the plasma. B. Upper oscillogram: compression field B_e and current I_z for compressed plasma at $p_0 = 20$ mtorr. Lower oscillogram: I_z for preionized plasma at 20 mtorr. Time scale: 1 μs/div. C. Diagram for interpreting the resistivity of the current channel.

4. Effect of Oscillating Longitudional Current

4.1 Properties of the Current Channel. The current (with $\delta_o = 0$) was driven by a 0.168-μF capacitor in the circuit of Fig. 7A, where L_s is an adjustable, calibrated coaxial inductor. The inductances L_1 and L_2, due to cables and connections, were determined from the frequencies at L_s = 620 nH and $L_s = \infty$ by using a copper tube (1.9-cm diameter) along the compression-coil axis. Then (with the copper tube removed) the radius a of the current channel in the plasma was determined from its inductance L_L. In the preplasma $a_1 = 3.4$ cm, and with full magnetic compression at $p_o = 20$ mtorr $a_2 = 1.4$ cm. These radii are significantly less than the discharge-tube internal radius of 4.3 cm, and a_2 corresponds both to the tail of the measured density distribution (Fig. 6A) and to the value obtained from the Kruskal limit (see Sec. 3.1). The agreement is good, considering the fact that a_2 is an overestimate which includes the effects of uncompressed plasma adjacent to the electrodes. An estimate of the correction for the ends gives the value $a_2 = 1.0$ cm for the compressed plasma. Figure 6A shows the current-carrying plasma to have a density n lying between 10^{14} and 10^{15} cm^{-3}.

The Q values of the circuit with L_L open-circuited, with the copper tube, with compressed plasma, and with preionized plasma (see oscillograms of Fig. 7B) were 29, 33, 17, and 11, corresponding to effective circuit resistances $(\omega CQ)^{-1}$ of 55, 50, 88 and 121 mΩ. Correcting for the measured external circuit resistances in Fig. 7A, one derives resistances of 148 and 141 mΩ for the plasmas between electrodes in the preionized and compressed cases.

4.2 Interpretation of the Current-Channel Resistivity. The 148 mΩ is accounted for by the collisional resistivity η_c, plasma radius a_1, and skin depth $s_c = (\eta_c/2\pi\omega)^{\frac{1}{2}}$ [26] of the preionized plasma over the 130-cm length between electrodes if one assumes kT_e = 1.6 eV (the spectroscopic value in the compression-coil region is 2.2 eV [27]). Assuming this same cold-plasma resistance outside a length $\ell_p \approx 90$ cm of the hot compressed plasma column, one finds the resistance R_p of its current channel to be 104 mΩ. Assuming $R_p = \ell_p\eta/2\pi a_2 s$, only ~ 7 mΩ can be accounted for by electron-ion collisions at the measured average value of kT_e = 300 eV [21]. One must adduce an anomalous resistivity $\eta_a = 120\ \eta_c$ to account for the measured value of R_p.

The quantities η_a(= 1.7×10^{-3} Ω-cm) and s_a(= 0.26 cm) are related in the same way as the collision-dominated coefficients η_c and s_c, and the corresponding diffusion coefficient (about 10^{-3} of the Bohm value) is $D_a = nkT_e\eta_a/B^2$. To interpret the consequences of such anomalous diffusion, consider Fig. 7C, which represents the current sheath s_a of I_z advancing with velocity v_D into the tail of the plasma density distribution (region II) whose density, in the absence of I_z, rises approximately linearly with a gradient $n' = 2 \times 10^{15}$ cm^{-4}. Assuming the anomalous region s_a to expel plasma into the outer region I with flux $D_a n/s_a = nv_D$, one easily deduces that the current channel s_a would advance into the tail with characteristic time $\tau_o = B^2/n'(2\pi\omega\eta_a)^{\frac{1}{2}}kT_e$. For Scyllac values $\omega \approx 2\pi \times 10^6$, and assuming kT_e = 300 eV, one finds $\tau_o = 1.0 \times 10^{-3}$ sec.

4.3 Plasma Density Profile. At a frequency of 630 kHz with I_z = 15 kA (in its second half cycle, cf. Fig. 7B, upper oscillogram) no change of the plasma density profile is seen from its form with I_z = 0.

IV. CONCLUSIONS

It appears that the predominant gross instability of the 5-m bumpy torus, the Haas-Wesson mode, and its possible means of stabilization, the Kruskal-Shafranov mode, have been identified in the present experiments. Both are subject to end effects in such a manner that it is difficult in the present θ pinch to excite both simultaneously and to satisfy the requirements for dynamically stabilizing the Haas-Wesson mode (cf. Sec. II.4). A longer apparatus is being constructed to test both the ℓ = 0,1, M-and-S force of Eq. (2) and the dynamic stabilization.

It was possible to excite oscillating longitudinal currents at approximately the condition which should occur in the 5-m toroidal θ pinch and thus to obtain an answer to the important question of the degree of turbulence which is the price one must pay for longitudinal-current dynamic stabilization. If I_z-induced turbulence were the sole limitation, and the plasma conditions remained the same as in the present experiment, the time τ_o for diffusion of the plasma tail would be in the 10^{-3}-sec range. However, heating effects could materially modify the diffusion problem in the current layer. Experiments on a longer time scale in the longer apparatus are necessary to investigate this problem.

The oscillating energy stored in the 15-m-long toroidal compression coil would be about 1 kJ, and, at the presently measured level of dissipation in the anomalous plasma resistance, about 300 MW would be required to sustain the dynamic stabilization. We estimate that the average electron drift velocity in the channel of thickness s_a lies between the ion and electron thermal velocities.

V. ACKNOWLEDGMENTS

Valuable discussions of these experiments were had with R. L. Morse, J. A. Palsedge, W. B. Riesenfeld, G. A. Sawyer, and K. S. Thomas. We are indebted to E. L. Zimmermann for modeling and constructing the coil modi-

fications to produce the $\ell = 0$ field variations and to G. N. Lowry and L. H. McDowell for technical assistance.

This work was performed under the auspices of the U. S. Atomic Energy Commission.

REFERENCES

1. Griem, H., Grad, H., Grove, H., Hartmann, C., Kilb, R., Lazar, N., Ribe, F., USAEC Report TID-23705 (1966).
2. Ribe, F. L., Quinn, W. E., Sawyer, G. A., Baker, D. A., Morse, R. L., Oliphant, T. A., Riesenfeld, W. B., Kemp, E. L., Dike, R. S., Rawcliffe, A. S., Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-3487-MS (1966).
3. Kemp, E. L., Quinn, W. E., Ribe, F. L., Sawyer, G. A., Bull. Am. Phys. Soc. II 12 (1967) 1161.
4. Bobeldijk, C., Rietjens, L. H. Th., van der Laan, P. C. T., de Bats, F. Th., Plasma Phys. 9 (1967) 13.
5. Meyer, F., Schmidt, H. V., Z. Naturf. 13a (1958) 1005.
6. Morse, R. L., Riesenfeld, W. B., Johnson, J. L., Bull. Am. Phys. Soc. II 12 (1967) 1155; Plasma Phys. 10 (1968) 543.
7. Weibel, E. S., Phys. Fluids 3 (1960) 946.
8. Andrezen, A. B., Gordienko, V. P., Dubovoi, L. V., Roife, I. M., Yakovlev, S. P., Sov. Phys. - Tech. Phys. 11 (1966) 316.
9. Roife, I. M., Vasilevsky, M. A., Paper CN-24/J-10, these proceedings.
10. Haas, F. A., Wesson, J. A., Phys. Rev. Letters 19 (1967) 833.
11. Troyen, F., Phys. Rev. Letters 19 (1967) 1463.
12. Ribe, F. L., Riesenfeld, W. B., Bull. Am. Phys. Soc. II 13 (1968) 599; Phys. Fluids 11 (1968) (to be published).
13. Gordienko, V. P., Dubovoi, L. M., Roife, I. M., Plasma Phys. 10 (1968) 449.
14. Haas, F. A., Wesson, J. A., Phys. Fluids 10 (1967) 2245.
15. Haas, F. A., Wesson, J. A., Phys. Fluids 9 (1966) 2472.
16. Morse, R. L., Phys. Fluids 10 (1967) 236.
17. Bodin, H. A. B., Newton, A. A., Bull. Am. Phys. Soc. II 12 (1967) 1153.
18. Bodin, H. A. B., McCartan, J., Newton, A. A., Wolf, G. H., Paper CN-24/K-1, these proceedings.
19. Kruskal, M., Tuck, J. L., Proc. Roy. Soc. (London) A245 (1958) 222.
20. McLachlan, N. W., "Theory and Applications of Mathieu Functions," Ch. 1, Clarendon Press (1947).
21. Little, E. M., Quinn, W. E., Sawyer, G. A., Phys. Fluids 8 (1965) 1168.
22. Quinn, W. E., Little, E. M., Ribe, F. L., Sawyer, G. A., "Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research," Vol. I, p. 237 IAEA, Vienna (1966).
23. Ribe, F. L., Nucl. Fusion 7 (1967) 81.
24. Gribble, R. F., Little, E. M., Quinn, W. E., Bull. Am. Phys. Soc. II 12 (1967) 1154. See Also Phys. Fluids 11 (1968), to be published.
25. Bodin, H. A. B., Green, T. S., Newton, A. A., Niblett, G. B. F., Reynolds, J. A., "Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research." Vol. I, p. 193 IAEA, Vienna (1966).
26. Spitzer, L., Jr., "Physics of Fully Ionized Gases," Second Revised Edition, Interscience Publishers (1962), Eqs. (3-13) and (5-37).
27. Jahoda, F. C., Little, E. M., Quinn, W. E., Ribe, F. L., Sawyer, G. A., J. Appl. Phys. 35 (1964) 2351.

DISCUSSION

H. A. B. BODIN: Have you any comments on the apparent presence of $m = 2$ modes during the growth of $m = 1$ modes?

F. L. RIBE: This occurs occasionally at the higher filling pressures. It does not depend on the presence of the bump, and hence it is not a higher-order Haas-Wesson mode.

H. A. B. BODIN: The growth rate of the K-S mode was much slower than the theoretical prediction at low pressures, where the H-W mode did not form. What happened to the K-S mode at higher pressures, where the H-W mode did agree with the theoretical growth ratios?

F. L. RIBE: At higher pressures (50 mTorr or 100 mTorr) the plasma radius a is much larger (by a factor of two to three). The Kruskal limit depends on a^2, and we had not enough current to exceed it and thus to excite K-S modes. At high frequency we could not generate sufficient current to perform the dynamic stabilization experiment at high pressure, where the Haas-Wesson mode does occur.

R. S. PEASE: What information have you on the distribution of B_θ and B_z in the DC case, and how did you calculate the growth rates of the Kruskal-Shafranov modes?

F. L. RIBE: Gribble, Little and Quinn (Ref. [24] of our paper) measured the B_z distribution (and hence β) by means of Faraday rotation of a linearly polarized laser beam. We have not measured the distribution of B_θ, but assume it to be the same as in the vacuum outside the plasma. The K-S growth rate is calculated from equation (8) of the paper for known line density and $h = 2\pi/160$ cm.

CONFINEMENT OF HIGH-β PLASMA WITH SHEAR IN A HARD-CORE THETA-PINCH*

A. C. KOLB, R. H. DIXON, D. DÜCHS**, R. C. ELTON AND M. P. YOUNG
NAVAL RESEARCH LABORATORY, WASHINGTON, D. C., UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

CONFINEMENT OF HIGH-β PLASMA WITH SHEAR IN A HARD-CORE THETA-PINCH. The confinement of high-β plasma in a theta-pinch with closed field lines (trapped reverse field) has so far been limited by hydromagnetic instabilities, e. g., rotating flutes appear in Pharos after ~ 20 μs in a large-bore (17 cm) tube and at earlier times in a small-bore (8. 4 cm) tube. To achieve toroidal equilibrium of a high-β plasma in a hydromagnetically stable configuration, it was suggested by Yoshikawa and Kolb that a θ-pinch with a hard, current-carrying core has attractive features. The magnetic topology is identical to Tokomak, and the Kruskal-Shafranov criteria in a hard-core θ-pinch with plasma length L greater than the radius R_0 of the plasma annulus becomes $B_z/B_\theta < L/2\pi R_p$. This relation appears to be satisfied in the present experiments so that long-wavelength kink instabilities associated with the toroidal geometry are not expected to be serious. From this historical Tokomak point of view, it is possible to achieve large values of B_z/B_θ in a hard-core θ-pinch which corresponds to a Tokomak with a minor radius larger than the major radius. Because of this feature, the ohmic-heating currents can be relatively large, with corresponding higher densities. The equilibrium for arbitrary β is calculated numerically and found to be in close agreement with experimental results from streak camera photographs and probe data. The instabilities observed so far do not seem to be associated with the toroidal features of the magnetic topology. While the ends (where the curvature is large) may be unstable, there is no evidence that the loss of radial confinement is due to instabilities that propagate from the ends toward the midplane. The connection times are rather long and stabilization due to toroidal effects is not sufficient to suppress rotating flutes in the outer sheath where the Suydam criterion is violated. These flutes are apparently associated with deviations from axial symmetry, perhaps due to slight misalignment of the hard core.

INTRODUCTION

Confinement times in Pharos, a large conventional theta-pinch device, have been limited to about 25 μsec [1,2] due to end losses and macroscopic instabilities, such as rotating flutes. The observed loss rate in a relatively large diameter tube is shown in Fig. 1‡. The loss rate during the first 15 μsec is much less than with smaller tubes as reported at Culham [3]. In an attempt to achieve improved stabilization and extend the initial 15 μsec period of low loss rate to later times, an insulated rod carrying a high current (which returns along an outer conductor) has been placed along the axis [2] (see Fig. 2). In this configuration, the effect of shear on high-β θ-pinch plasmas can be studied in a toroidal geometry, due to the presence of closed field lines in the case of a sustained reverse bias field.

In such a device, a plasma annulus is formed between the center rod (hard core) and the outer quartz wall. Also, in the presence of a trapped reverse initial bias field, the topology is analogous [5] to a toroidal

---

* The conclusions in the original manuscript were not borne out by calculations extended to longer times.

** Department of Physics and Astronomy, University of Maryland.

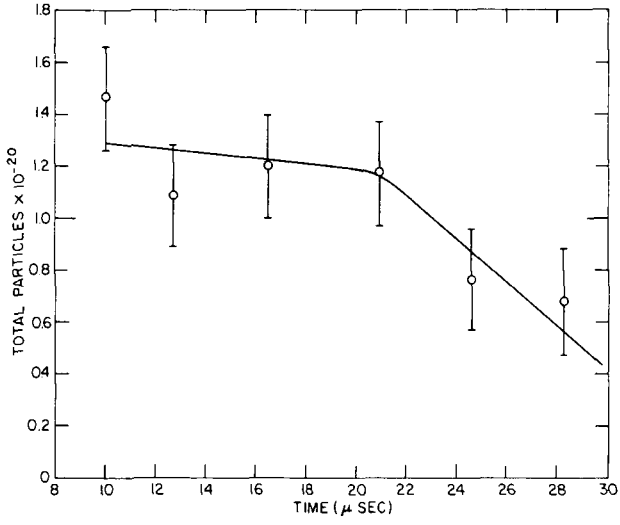


FIG. 1. Total particle number as function of time for the θ-pinch without hard core, showing an increasing particle loss at later times.

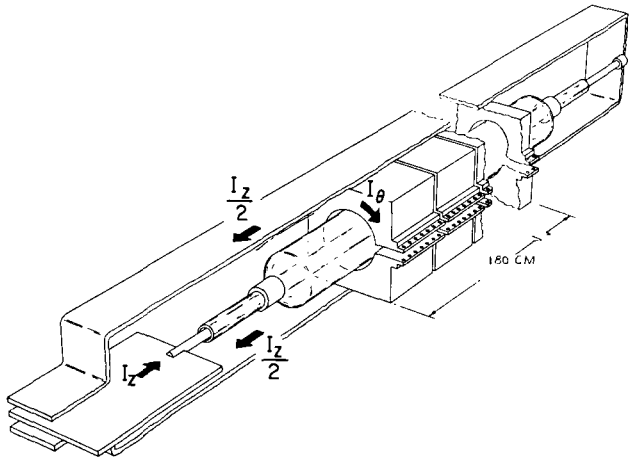


FIG. 2. Diagram of θ-pinch with hard core.

device such as Tokomak, where the θ-current in the θ-pinch corresponds to the major circumferential plasma current in Tokomak, and the circumference $2\pi a$ (a=minor radius) of the torus corresponds approximately to twice the axial plasma length L for the θ-pinch. Extending the analogy still further, the Kruskal-Shafranov criteria for stability against $m<2$ modes becomes

$$\frac{B_z}{B_\theta} < \frac{L}{2\pi R_p} \tag{1}$$

where R_p is the mean radius of the plasma measured from the hard core center of symmetry. With typical dimensions of R_p=3 cm and L=100 cm the ratio $B_z/B\theta$ is ~5 so that high θ-currents can be employed to Ohmic heat high density

plasmas. Because $L/R_p \gg 1$, the hard core θ-pinch is topologically a Tokomak device with a very large minor radius. Also for MHD infinite conductivity stability, the Suydam criteria should ideally be satisfied in the bulk of the plasma where curvature due to end effects is unimportant. This appears to be the case and the observed instabilities arise in the outer sheath where the pressure is relatively low and the Suydam criterion is violated.

ANALYSIS

Equilibrium

In the initial hard core experiments with Pharos [2], the θ-field was insufficient to sustain equilibrium against the rising external z-field and the plasma could only be isolated from the insulated core for 6 μsec. In an effort to optimize the relative magnitude of B_z and $B\theta$, and the relative timing of the B_z and $B\theta$ capacitor banks to achieve an equilibrium position midway between the core surface and outer wall, a simple pressure balance model was formulated which successfully predicts the equilibrium radius. The model assumes high β, which is consistent, at least at early times, with the more detailed numerical calculations. Assuming an initial axial reverse bias field of magnitude B_{z_o}, an external axial field B_z, and a θ-field $B\theta_1 \approx I_z/5R_1$ at the inner plasma radius R_1 and $B\theta_2 \approx I_z/5R_2$ at the outer plasma radius R_2, the equation for magnetic pressure balance at the plasma-field boundaries becomes

$$\frac{1}{R_1^2}\left[\frac{B_{z_o}^2 R_w^4}{1-(R_c/R_1)^2}\right] = \frac{I_z^2}{25}\left[\frac{1}{(1+\delta/R_1)^2} - 1\right] + B_z^2 R_1^2 \qquad (2)$$

Here R_w is the radius of the outer container wall, assumed to be much greater than the outer radius of the insulated core R_c, and $\delta = R_2 - R_1$ is the plasma thickness.

For the present experimental parameters the equilibrium is controlled by the terms on the right hand side of the equation. This follows because the trapped field, $B_{z_o}(R_w/R_1)^2$ is too weak to influence the internal pressure when the inner plasma surface is more than ~1 cm from the rod surface*. The equilibrium position of the annulus depends mainly on the existence of a diamagnetic dip in $B\theta$, with high average β. In Tokomak the major radius is controlled by $J\theta B_z$ forces (θ-pinch notation), which corresponds to the B_z and B_{z_o} terms of Eq. (2). Otherwise the two experiments are topologically equivalent.

To establish the timing and field amplitudes, Eq. (2) was plotted in a form shown in Fig. 3. Here the ordinate represents the z-field required to establish equilibrium at a particular inner radius R_1 in the presence of a time varying $B\theta$, for a particular value B_{z_o} of the initial trapped reverse bias field. Also shown is the time dependence of the main B_z field, for which the discharge time was made variable in order to select the equilibrium conditions. From this figure and for a value of $\delta \approx 1$ cm, an equilibrium

---

*It should be noted that the reverse trapped field is concentrated in the plasma annulus because of the high conductivity; nevertheless, the choice of models for the distribution of reverse B_z does not influence the equilibrium radius because it is a small correction.

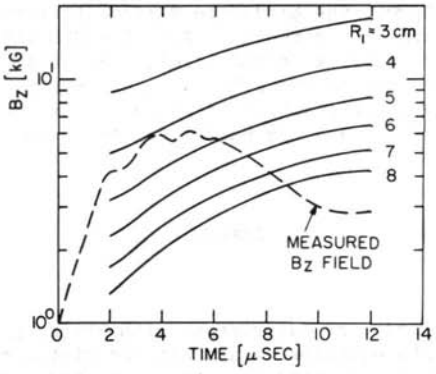


FIG. 3. B_Z field necessary to maintain equilibrium at a plasma inner radius R_1 versus time for a peak hard core current $I_Z = 360$ kA, sheath thickness $\delta = 1$ cm, core radius $R_c = 0.6$ cm, wall radius $R_w = 8.3$ cm, and reverse bias field $B_{Z0} = -1$ kG [see Eq.(2)]. The measured B_Z field at the synchronization time is also shown dashed.

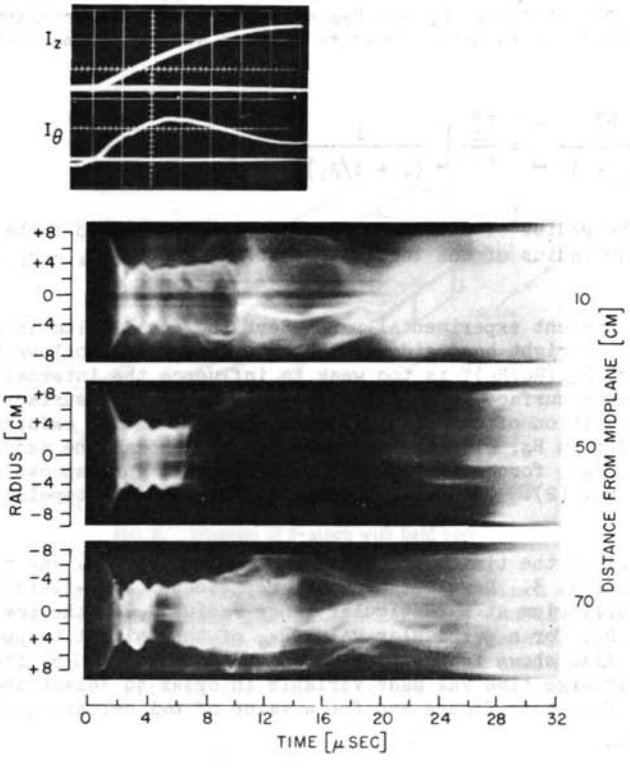


FIG. 4. Streak photographs taken through three slots with a decreasing B_Z field after 6 μs ($B_{Z0} = -1$ kG). The plasma expanding to the outer wall at the 50 cm position at about 8 μs may be associated with a rotational instability set up by deviations from axial symmetry. The flash near the centre insulator at 10 μs (10 cm photograph) is due to plasma bombardment of a parallel probe insulating tube.

radius of ~4 cm is obtained, which is in good agreement with experimental results shown in Fig. 4. These results were later confirmed by the computer calculations of the plasma dynamics discussed below; however, the utility of these simple calculations greatly simplifies the selection of experimental parameters.

Dynamics, Radial Distribution and Stability Criteria

In the past few years fluid models have been shown to be appropriate for describing the behavior of dense plasmas such as considered here. The plasma is initially highly ionized and, therefore, a two fluid model with electrons and singly ionized ions (deuterons) is used. In addition to the normal hydromagnetic terms, the system of equations is completed by taking into account the effects of viscosity, heat conduction (for electrons and ions), and relaxation between electron and ion temperatures. With regard to the shear in the magnetic field, a tensor conductivity (either classical or anomalous) is included to compute the diffusion and Ohmic heating.

Two computer programs are used. One program treats the hard core θ-pinch as a cylindrically symmetrical device, i.e., the plasma parameters, the fields, and the boundary conditions depend only on the radius r, and the time t. The numerical methods used for solving the system of equations allow this program to cover the whole experimentally interesting phase of the discharge in short computer runs. As discussed later, the applicability of the model has been verified by comparison with the present experimental results concerning the equilibrium position of the plasma annulus, the thickness of the annulus, compression times, and general macroscopic behavior. Subsequently, the program will be used to determine optimum experimental conditions, to investigate the effect of end losses and to aid in finding stable regimes, etc. For this purpose, the independent circuit parameters for the B_z- and $B\theta$-fields, the switch-on times, and the initial conditions (density distribution and bias fields) are varied.

A second two-dimensional program [6], where the calculated functions and the boundary conditions depend additionally on the angle θ, enables us to study the influence of possible asymmetric initial conditions, caused, for example, by nonuniform preionization or the hard core being slightly off center. Deviations from axial symmetry appear to influence the stability, as is discussed later.

The Kruskal-Shafranov and Suydam criteria and the shear length are also computed locally for the experimental cases studied.

PHAROS MODIFICATIONS

The Pharos 2-MJ θ-pinch experiment [7] has been modified to include an axial current conductor (hard core) (see Fig. 2). The thin-wall aluminum tubing (1.27 cm diameter) hard core and the return conductor (10 cm wide aluminum sheets, located symmetrically outside the θ-coils) present a load arrangement with approximately 1.5 μH self-inductance and 0.004 Ohms resistance. The resistivity and physical dimensions of the aluminum tube hard core are such that the z-field penetration time into the center of the core is >80 μsec. A 2.1 cm diameter quartz tube insulates the hard core from the plasma and forms the inside wall of the plasma containment vessel.

The design and typical experimental parameters are summarized in Table I. Energy is supplied to the hard core circuit by a 150-kJ section

TABLE I. DESIGN AND EXPERIMENTAL PARAMETERS
COIL LENGTH 180 cm

Quantity	Design parameters		Experimental parameters	
	Hard core	θ-pinch	Hard core	θ-pinch
Energy	700 kJ	2 MJ	150 kJ	100 kJ
Voltage	100 kV	20 kV	100 kV	18.7 kV
I_{max}	1 MA	11 MA	360 kA	1.1 MA
B_{max}	70 kG	70 kG	14 kG at r = 5 cm	7.5 kG
B_{z_0} Initial	-	-5.8 kG	-	0, -1 kG

of a 700-kJ capacitor bank [8] consisting of 20-kV capacitors and switches operating as a five-stage Marx-type circuit to generate the required 100-kV output pulse. A passive clamp system, initiated at the current maximum, can convert the normal 10-kHz oscillatory current waveform to one with an L/R decay time greater than 150 μsec.

The preheating was accomplished by a 300-kHz damped discharge with a maximum field of 1.2 kG. An initial fill pressure of 60 mtorr is used.

In order to generate a more constant z-field during the period of instability development, the passively-clamped θ-pinch bank [9] has been converted to a power-clamped circuit for a portion of this series of reduced energy experiments. A 100-kJ bank section is initially triggered, followed 1/4 cycle later, by a 200-kJ section to generate the current waveform shown in Figs. 5 and 6. It was not necessary to operate the θ-field clamp circuit for these early time experiments.

RESULTS AND DISCUSSION

Equilibria

The plasma dynamics, equilibrium radius, evidence of instabilities and loss of confinement are inferred from streak camera photographs and probe measurements of B_z. In Fig. 4 the radial motion vs. time at three axial positions is shown for a case in which the B_z field decreases after 6 μsec. For the case shown in Figs. 5 and 6, two capacitor banks are fired in close sequence (power clamping) so that the B_z field is sustained for >15 μsec. With decreasing B_z the plasma expands (Fig. 4), while with relatively constant B_z the expansion is suppressed, as is qualitatively expected from the equilibrium condition expressed by Eq. (2). The plasma radius when averaged over the radial oscillations also agrees quite well with the quantitative predictions of Fig. 3, which are based on Eq. (2). It was assumed that the annular thickness was about 1 cm and that the average β was high in applying Eq. (2). Also shown in Fig. 6 is a case without bias field in which a longer confinement time is indicated.

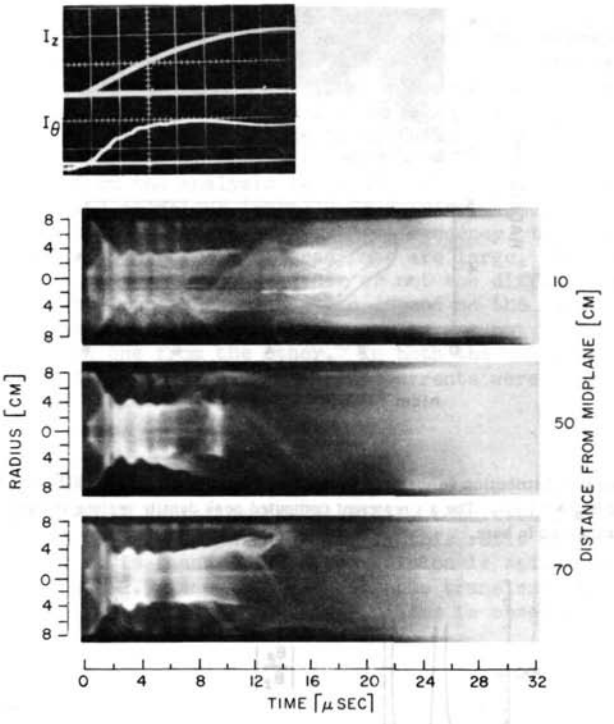


FIG. 5. Streak photographs taken through three slots with a sustained B_z field (B_{z0} = - 1 kG).

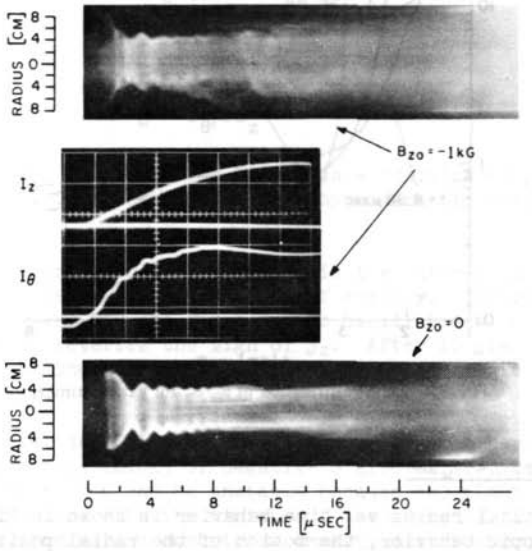


FIG. 6. Comparison of a streak photograph and current waveform for B_{z0} = - 1 kG with a photograph of a B_{z0} = 0 case. A power clamp circuit was used here on I_θ to maintain a steady B_z field.

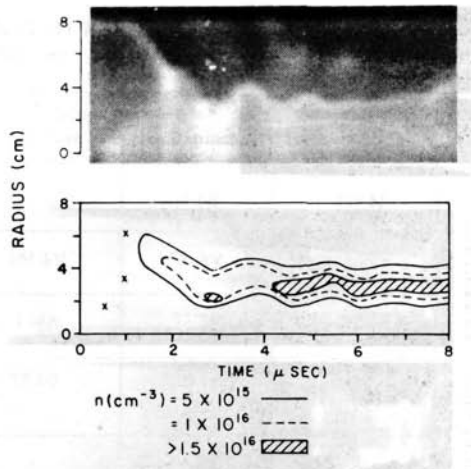


FIG.7. Radial density distribution versus time from experimental streak photographs and computed constant density zones, for $B_{Z0} = -1$ kG. The x's represent computed peak density regions at early times. A passive clamp circuit was used on I_θ here.

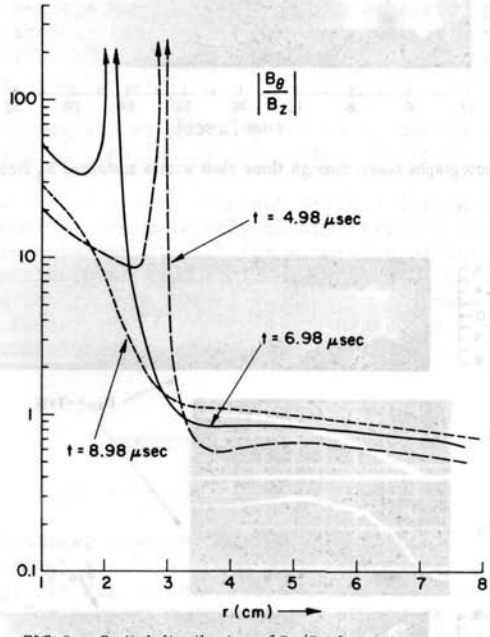


FIG.8. Radial distribution of B_θ/B_z for various times.

Dynamic Behavior, t<5 μsec

The theoretical radius vs. time behavior is shown in Fig. 7. The overall macroscopic behavior, the motion of the radial position of maximum plasma density as well as the annular thickness are in agreement with the observations. The numerical calculations show that the β should indeed be

high during the first ~5 μsec and this confirms the validity of the assumptions leading to the condition for static equilibria represented by Eq. (2). During the implosion phase (0-2 μsec), motion of the density maxima away from the outer wall and the inner rod are also indicated in Fig. 7. After ~2 μsec these density maxima merge. After 5 μsec the β falls and the well in B_θ becomes shallower due to diffusion.

In its present form the analysis (without end losses) was carried out with both classical and anomalous (Bohm) conductivity. Because since $\omega_{ce}\tau_{ei}/16 \approx 1$ (ω_{ce} is the electron angular gyrofrequency, τ_{ei} the momentum transfer time)where the fieldgradients are large, the overall dynamic behavior was insensitive to whether or not the diffusion was classical or Bohm. The annulus thickness did depend on the form of the conductivity, but the present experimental results are not sufficiently refined to distinguish one from the other. In both the classical and anomalous cases the decay times of the plasma currents were long compared to the implosion and bounce times.

Kruskal-Shafranov Criterion

The ratio $B_\theta/B_z \geq 0.2$ satisfies the stability condition for small mode numbers [see Eq. (1)]. From computed values of this ratio as a function of radius (see Fig. 8), it is found that this condition is satisfied everywhere for times greater than ~2.5 μsec. Only during the transient shock implosion phase is it violated; during this period the plasma is observed to be stable and well confined.

Suydam Criterion

The Suydam parameter

$$S = \frac{r}{4}\left(\frac{1}{\mu}\frac{\partial \mu}{\partial r}\right)^2 + \frac{8\pi}{B_z^2}\frac{\partial p}{\partial r} \qquad (3)$$

where

$$\mu = B_\theta / rB_z \qquad (4)$$

and p is the pressure, is plotted in Fig. 9 as a function of plasma radius. In regions where S<0, infinite conductivity hydromagnetic instabilities may arise.

The main region in which S is negative is the outer boundary as shown in Figs. 9 and 10 where the density falls off rapidly. The regions near the rod in Fig. 10 where S<0 are first due to oscillations in B_θ due to the radial bouncing which reverses the sign of j_z. After 10 μsec j_z is also reversed due to a falling current in the rod. In these regions the field falls slower than 1/r.

At higher initial densities calculations show that a narrow inner region (a few millimeters thick) of negative S also exists near the density maximum. This inner region can be unstable because the plasma pressure maximum does not coincide with the minimum of the magnetic field magnitude, due to the inertial forces and nonuniform density distribution associated with shocks generated at the wall and at the rod. In any case, this inner region where S<0 disappears in about one μsec due to a smoothing of the

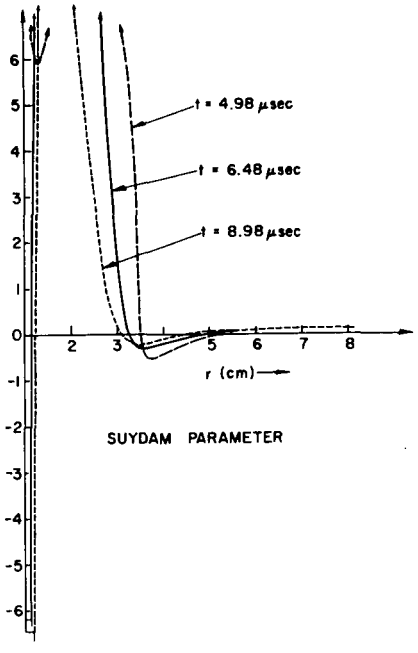


FIG. 9. Suydam criteria [see Eq.(3)] versus radius, computed for several times. Positive values indicate stable regions.

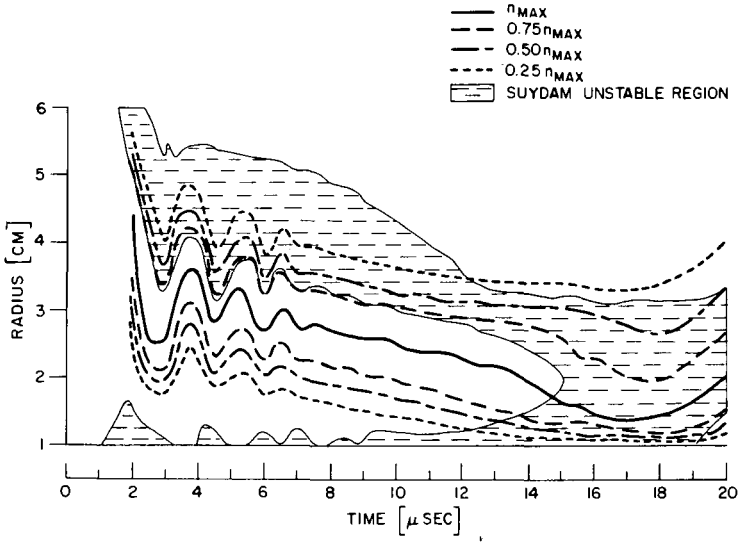


FIG. 10. History of radial extent of Suydam instability (negative S) and plasma density (computed) for $B_{z0} = -1$ kG. The density contours are plotted using the density maximum and constant fractions of the maximum.

spatial pressure distribution. Also this region has a width of the order of the ion Larmor radius which will have a stabilizing influence.

Because the Suydam criterion used here only applies to infinitely long systems and, therefore, does not include toroidal effects, one can only speculate on the stability properties at the ends of the plasma annulus where the curvature is large. In the present experiments there is no evidence from the streak camera photographs that the sudden loss of confinement starts preferentially at the ends. The experimental evidence is that the outer sheath is unstable and develops filamentary structure. Because the estimated connection times between regions of good and bad curvature is large (~15 μsec), the toroidal corrections to the Suydam criteria [10], when applied near the midplane far from the ends, are not expected to be significant. (For these considerations see Figs 11 and 12).

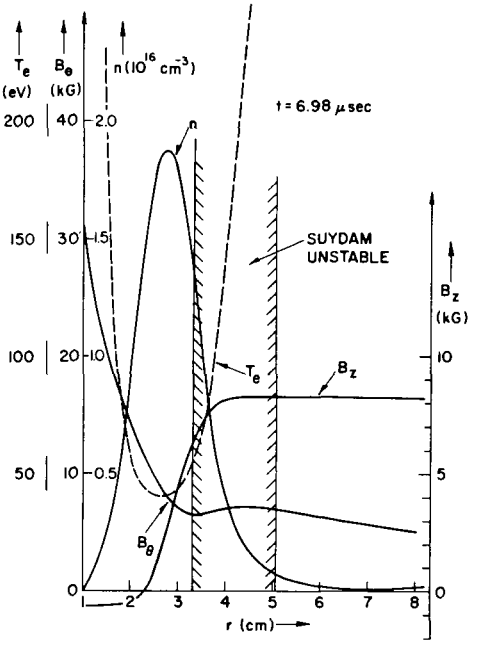


FIG.11. Calculated radial distribution of plasma parameters. A temperature of ~ 100 eV at 1.7 cm and 3.8 cm is consistent with observations of the C V line at 2271 Å [3]. However, the trend towards even higher electron temperature in the outer region is unphysical because the collision times become very long and also the gas rapidly escapes out the ends. In any event, the influence on the dynamics is negligible because the plasma energy density in these outer regions is negligible compared to that of the bulk of the plasma. The sustainment of a reverse bias B_{z_0} field for as long as 10 μs is confirmed by magnetic probe measurements.

Deviations from Axial Symmetry

The sheath instability may be associated with a rotating flute set up during the initial radial bouncing phase as the plasma approaches a slightly off-axis hard core. A displacement of a few millimeters would be sufficient to establish appreciable azimuthal gradients in magnetic pressure, since B_θ varies rapidly with radius close to the rod. There is evidence of this on

the streak photographs as, for example, in Fig. 5 where plasma flaking off the outer surface and rotating filaments appear during the early large amplitude oscillations and grow radially outwards. Also, in Fig. 4 the rod displacement at 50 cm from the midplane is relatively large and is correlated with an early catastrophic breakup of plasma (relative to the other two axial positions shown in the figure).

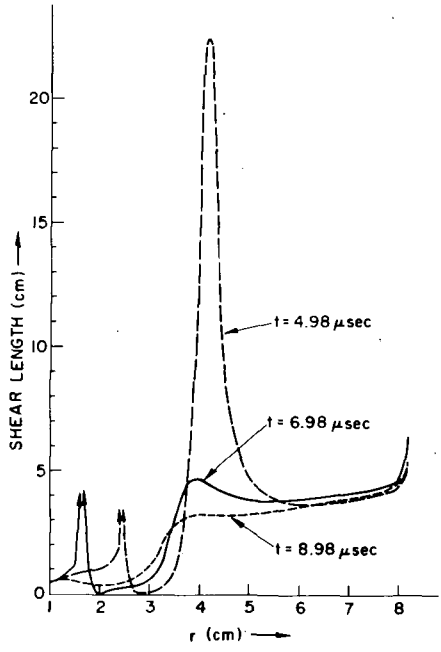


FIG. 12. Shear length $(\partial\mu/\mu\partial r)^{-1}$ in cm as a function of radius for several times.

SUMMARY

The loss of radial confinement after ~5 μsec and the gross behavior during this period, appears to be associated with the outer plasma boundary where the pressure is falling rapidly and the Suydam criterion is violated. Also the observed axial behavior does not suggest that the sudden onset of plasma loss is controlled by instabilities which propagate toward the midplane from unstable ends.

The photographic observations, and numerical two-dimensional time-dependent calculations, suggest that the rotating flutes may be generated early in the discharge due to asymmetries associated with a slight displacement of the rod from the axis of the coil.

ACKNOWLEDGMENTS

Discussions with S. Yoshikawa were essential in formulating the discussion of the experimental results. The technical support of M. Fink, S. Hauver, and E. Laikin is gratefully acknowledged.

REFERENCES

[1] McLean, E.A., Anderson, A.D., and Griem, H.R., Proc. of APS Topical Conf. on Pulsed High-Density Plasmas, September 19-22, 1967, LASL Report LA-3770, p. A5-1.

[2] Kolb, A.C., Young, M.P. and McLean, E.A., Proc. of APS Topical Conf. on Pulsed High-Density Plasmas, September 19-22, 1967, LASL Report LA-3770, p.G5-1.

[3] Kolb, A.C., Lupton, W.H., Elton, R.C., McLean, E.A., Swartz, M. and Young, M.P., "Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research", Vol. I, p. 261 (International Atomic Energy Agency Vienna, 1966).

[4] McLean, E.A., Appl, Opt. 6, 2120 (1967).

[5] Yoshikawa, S., Proc. of APS Topical Conf. on Pulsed High-Density Plasmas, September 19-22, 1967, LASL Report LA-3770, p.G6-1.

[6] Düchs, D., Phys. Fluids, September 1968.

[7] Kolb, A.C., Griem, H.R., Lupton, W.H., Phillips, D.T., Ramsden, S.A., McLean, E.A., Faust, W.R. and Swartz, M., Nuclear Fusion Supplement, Pt. II, p.553 (1962).

[8] Young, M.P., "The Pharos Hard Core Experiment and its 700 kJ Marx Circuit Capacitor Bank", presented at Fifth Symposium on Fusion Technology, Oxford, England, July 2-5, 1968.

[9] Young, M.P., Lupton, W.H. and Kolb, A.C., NRL Report 6422 (1967).

[10] Ware, A.A. and Haas, F.A., Phys. Fluids 9, 956 (1966). See also Robinson, D.C. and King, R.E., paper number CN-24/B-8 this conference.

DISCUSSION

P.C.T. van der LAAN: You assume the fields outside the pinch to have a vacuum configuration. However, currents parallel to the field can flow in the low-density plasma outside the pinch, especially along the field lines encircling the plasma. Owing to these currents the pitch (or rather the rotational transform) of the field lines is conserved during inward motion. This property, together with the time history of the applied field, determines the eventual field distribution. As in the screw pinch (paper CN-24/B-10), this influences both the equilibrium and the stability. Your equation for the equilibrium and the use of the Kruskal-Shafranov limit seem therefore to be invalid.

A.C. KOLB: We do not assume that the fields outside the pinch are vacuum fields. Plasma extends out to the walls, and the calculation is self-consistent over the entire volume. However, to treat the outer regions correctly it is necessary to take into account the escape of plasma along field lines which do not encircle the plasma, but intersect the walls outside the coil. Such calculations are in progress. In any case, the details of the field configuration and of the stability in the unconfined, low-density region outside the separatrix – where the plasma is not confined axially and is

rapidly lost – may prove to be irrelevant. The important feature will be the diffusion of plasma from closed field lines to lines which intersect the walls.

F. L. RIBE: In Fig. 6 the upper streak photograph has a negative bias field, while the lower one has not. What is the difference between these photographs and the relative stability of the plasma in the two cases.

A. C. KOLB: Since the radial equilibrium depends on the diamagnetic dip in B_Θ and the external B_z (not on the trapped reverse B_z in this particular experiment), one expects the radius of the plasma annulus to be nearly the same for $B_{z_0} = -1$ kG and $B_{z_0} = 0$. This is observed. Without trapped B_z, however, the plasma temperature is lower; this influences the distribution of fields and pressure gradients, so that the stability criteria are different for the two cases. We did not carry out a stability analysis for the $B_{z_0} = 0$ case because the loss rate at the ends is large and a one-dimensional analysis would be suspect at late times. This point will be investigated in future computations, which will include end losses.

R. L. HIRSCH: In your diagram of the apparatus (Fig. 2), you show two return straps for the hard-core current. Since these are close to the plasma chamber, it is not clear why the fields associated with these conductors do not distort the desired field configuration in the plasma chamber.

A. C. KOLB: The return conductors are symmetrically placed outside to Θ-pinch coils. Except for end effects, the fields due to these conductors cannot penetrate the thick metal walls of the coils because of the skin effect and the relatively short pulse time. Also, the end effects are probably not too important because the axial magnetic pressure drives the plasma away from the ends. The calculations presented ignored end effects.

R. W. KILB: In the MHD calculations describing the initial compression phase, is it necessary to use an anomalous resistivity, or is it sufficient to employ the Spitzer resistivity?

A. C. KOLB: It turns out that $\omega_{ce}\tau_{ei}/16 \sim 1$ for these experiments, so that we could not differentiate between Bohm diffusion and classical diffusion. More refined experiments would be required for this purpose. With classical resistivity the average equilibrium radius and thickness could be accounted for. Moreover, estimates of the time constant for loss of shear due to classical diffusion seem to be of the right order of magnitude, assuming that the instability is due to this process.

LIMITATION OF THE CONFINEMENT OF PLASMA IN A LINEAR THETA-PINCH WITH TRAPPED REVERSE MAGNETIC FIELD

A. KALECK, L. KÖNEN, P. NOLL, K. SUGITA, F. WAELBROECK, K. WATANABE AND H. WITULSKI
INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK DER KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH, FEDERAL REPUBLIC OF GERMANY

Abstract

LIMITATION OF THE CONFINEMENT OF PLASMA IN A LINEAR THETA-PINCH WITH TRAPPED REVERSE MAGNETIC FIELD. At the 128 cm long theta-pinch experiment (Julietta) the evolution of closed field configurations produced by compressing plasmas with reverse bias field has been studied using simultaneously continuum radiation profiles observed at 8 axial positions, the signals of 16 compensated loops and other diagnostic methods. In a 10.7 cm diameter coil, with full condenser bank (1.2 MJ at 20 kV) the magnetic field rises to B_{max} = 125 kG in 12 μs; the decay time after crowbar is 220 μs.

The plasma evolution depends strongly on the initial conditions. Using 50 mTorr of D_2, a 2 kG reverse bias field and part of the condenser bank (B_{max} = 48 kG), the electron temperature rises from 5 eV initially to 300 eV at peak compression, and the bulk of the plasma contracts to 1/3 of the coil length. Sharp axial plasma boundaries and a dip in the radial density distribution indicate the existence of closed magnetic field lines. The particle containment time (12 μs) is much shorter than is expected from resistive diffusion and hardly larger than that (8 μs) measured without bias field. Shortly after the implosion phase, instabilities develop at various axial positions. They constrict the plasma column radially and split it axially into fragments which often later join again. The resulting annihilation of reverse flux causes probably the fast decay of the plasma and of the average displaced flux. Increasing B_{max} enhances the unstable character of the discharge. The observed growth rates will be discussed in terms of possible tearing-mode instability mechanisms.

With 1 kG reverse bias field, the axial contraction is slower; no large-amplitude constriction is detected. At first (but only during 10 μs) the particle containment time is long (40-60 μs). Later, rotational flute instabilities set in; as suggested by Kolb, they cause probably the rapid plasma decay which occurs thereafter.

In view of these instabilities a new small-scale experiment is being built. A helically wound hard-core is inserted in a normal coil to produce a high-β compact toroidal plasma. The helical winding produces an inverse theta-pinch field and should allow starting from magnetic-field-free initial plasmas.

1. INTRODUCTION

Dense high-temperature plasmas, produced in linear thetapinch devices without magnetic bias field, appear to be grossly stable when proper initial conditions are used. The particle containment time τ_N is however limited by plasma losses which result mainly from the axial plasma expansion along the magnetic field. According to steady and unsteady flow models [1, 2], and also to a collisionless sheath model [3], τ_N could considerably exceed the sound transit time τ_s if, within the whole volume of the confined plasma, ß (the ratio of the plasma pressure p to the external magnetic field pressure) is practically equal to unity. In most thetapinch experiments, however, a relative diffusion of magnetic field and plasma occurs, even during the

initial heating phase, and the average ß value is not sufficiently close to one to reach the condition $\tau_N \gg \tau_s$. The use of external mirrors can also increase the τ_N/τ_s ratio [1, 4] by a factor which is of the order of the mirror ratio; the maximum increase of τ_N which can be achieved by this method is however limited. In order to reach long containment times, toroidal configurations with closed magnetic lines of force must be used.

A configuration of this type (Fig. 1) can be produced within a linear thetapinch coil, when a magnetic bias flux is first trapped within a pre-heated plasma, and when, during the later fast compression, the applied magnetic field has a polarity which is opposite to that of the trapped field. In many experiments [5, 6, 7, 8] and also in the present work, the properties of such plasmas have been studied. In all these cases, the plasma pressure can be assumed to be isotropic.

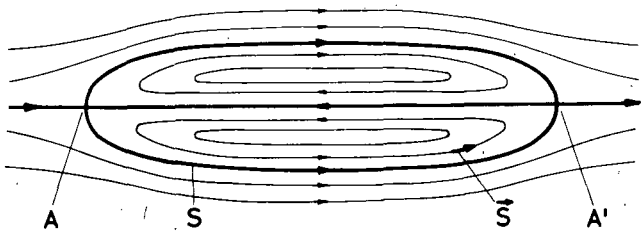


FIG. 1. Closed magnetic field configuration.

It results from the plasma production technique that the plasma distribution within the magnetic configuration at the end of the fast compression phase differs significantly from the ideal distribution which one would like to confine:

- At that time, the plasma is usually far from its equilibrium position: axial motions result from the tension of the curved field lines.

- It is not likely that $\partial p/\partial \vec{s} = 0$ along every closed magnetic field line ($\vec{s} = \vec{B}/|B|$). Local plasma flow is therefore expected.

- The observed plasma is not totally confined: its pressure is finite on the axis, and therefore on the separatrix S (limiting flux tube $\Phi = 0$ which bounds the closed configuration) and on the surrounding flux tubes since the axial line of force is connected to S and since plasma flows out of the configuration in the two regions A and A' where $B \approx 0$.

- At later time, a complicated radial temperature distribution is expected; the regions in the neighbourhood of the axis and of the separatrix are cooled preferentially by thermal conduction along field lines and in the regions A and A' where $B \approx 0$.

These effects complicate the quantitative analysis of the plasma behaviour, except for phenomena which occur in the early phase of the plasma formation near the mid-plane of a long plasma column.

In such configurations, at least three different macroscopic instabilities are expected and have in some cases been observed:

- In some thetapinches [8, 9], an axial splitting of the plasma column into fragments occurs; it has been ascribed to the resistive tearing mode instability [10, 11, 12].

- A radial splitting of the plasma into threads, which usually rotate around each other, is often observed. The plasma rotation probably drives this $m \geqslant 2$ flute mode.

- Flutes should also develop at the ends of the closed field configuration where the curvature of the magnetic field is strong and unfavourable.

In the present work, we have studied the behaviour of trapped reverse field plasmas produced in a long thetapinch coil, paying particular care to the plasma distribution as well in the radial as in the axial direction.

By varying the initial magnetic bias field, the deuterium pressure and the compression field the stability and the confinement have been investigated under different discharge conditions; results are given in § 4.1.

In § 4.2 the observations on the tearing mode instability are compared with theoretical predictions for the resistive tearing mode.

2. APPARATUS AND METHOD OF PLASMA PRODUCTION

Four condenser banks are normally discharged into the compression coil (10.7 cm diameter, 128 cm length) which surrounds a quartz tube of 9.2 cm inner diameter; at time t = 0 the preionization bank (discharge frequency f = 550 kc, peak magnetic field $\hat{B}$ = 1 kG), at t = 15 μsec the bias field bank (f = 6 kc, $\hat{B}_o \leqslant$ 3.1 kG), at t = 17 μsec the preheat bank (f = 400 kc, $\hat{B}$ = 2.4 kG), and at t = 35 μsec the main bank ($C \leqslant 5670$ μF). The parameters of the main compression at different bank energies are, for a charging voltage of 18 kV:

H.F. coil inductance (nH)	8.3			
H.F. collector inductance (nH)	0.5			
fraction of main bank used	1/1	1/2	1/4	1/8
bank inductance (nH)	1.1	2.2	4.4	8.8
peak magnetic field (kG)	109	73	48	29
half period (μsec)	24	17.8	13.8	11.2
$\tau_{1/e}$ after crowbar (μsec)	220	160	120	100

B_o values of - 0.23, - 0.64, - 1.24, - 2.22 and - 3.1 kG have been used.

The initial pressure of deuterium was varied between 12 and 80 mTorr. At 50 mTorr and shortly before the main discharge, the electron temperature of the preheated plasma derived from the H_β/continuum radiation ratio ranges from 1.5 to about 6 eV as $|B_o|$ is increased from 0 to 2.2 kG. With $|B_o| \gtrsim 1$ kG the bulk of the plasma is detached from the walls as seen from axial interferometric and side-on radiation measurements. It comes however in contact with the vessel during the field reversal time when it is radially unconfined. The resulting plasma contains typically 0.3, 0.5, and 1% of oxygen for $B_o = 0$, - 0.64 and - 2.2 kG, resp. .

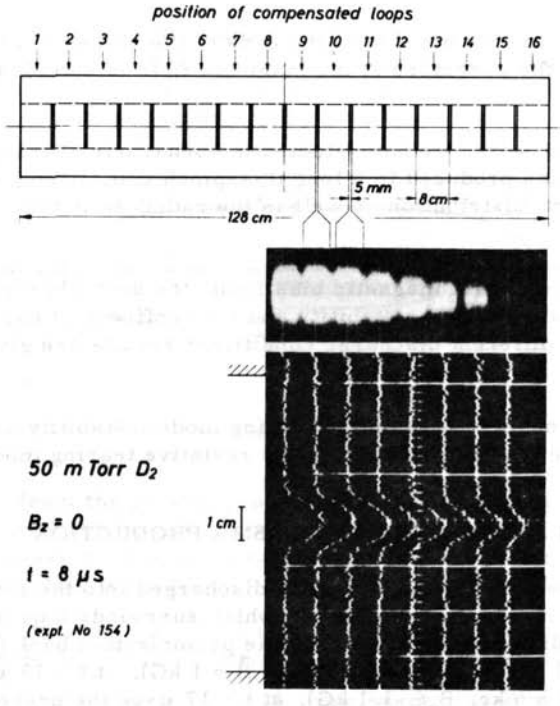


FIG.2. Compression coil showing position of compensated loops and windows. Below: a T.V.-camera picture and 8 selected video signals from a discharge without bias field.

3. DIAGNOSTIC METHODS

In order to detect incipient instabilities and to follow the disappearance of the closed field configuration, the plasma distribution is examined by a number of localized simultaneous measurements along the plasma column.

The magnetic flux $\Delta\Phi$ displaced by the plasma is measured by 16 compensated magnetic loops which are distributed along the discharge tube as shown in Fig. 2. The loop signals deliver average values of over a length of about one coil radius. A similar arrangement has been used in a shorter coil by Green [13].

Local side-on radiation profiles are obtained simultaneously through 8 windows by means of a modified T.V.-camera [14] (Fig. 2). This camera is opened typically for 0.1 μsec at one time during the discharge. The light distribution is first stored as an electrical charge distribution and later read by an electron beam. Selected "lines" are displayed directly on an oscilloscope. This video signal is, within experimental errors, proportional to the light intensity and can be directly used to compute relative local electron densities after Abel inversion.

Using a rotating mirror camera 8 simultaneous streak pictures are taken from the same axial positions as the T.V. pictures, but in an orthogonal direction. After a relative intensity calibration with a step filter and a pulsed light source (thus reducing reciprocity failures) local radiation and relative electron densities are obtained as before.

Assuming a uniform plasma temperature, the radial magnetic field distribution can be deduced from the relative density distribution if a reverse flux and correspondingly a density minimum on the axis exist.

Electron temperatures are measured with a 4-channel X-ray scintillation detector with different Be-absorbing foils.

4. EXPERIMENTAL AND THEORETICAL RESULTS

4.1 Plasma behaviour and confinement

A lower limit of the plasma life time can be obtained from the decay of the average displaced magnetic flux $\overline{\Delta\Phi} = \frac{1}{L}\int_0^L \Delta\Phi(z)dz$. $\overline{\Delta\Phi}$ decreases not only when particles or plasma energy are lost, but also when the trapped reverse flux decreases, and to a certain extent when the compression field increases or when the plasma contracts axially. For our experiment, the last two effects are practically neglegible after the discharge has been crowbarred, and $\overline{\Delta\Phi}$ decreases faster than the particle number within the coil region.

Fig. 3 shows the evolution of $\overline{\Delta\Phi}$ for different initial B_o values. Each curve is averaged over a series of discharges. The initial pressure of deuterium is 50 mTorr, and 1/4 of the main bank is used. Characteristic e-folding decay times $\overline{\tau_\phi}$ obtained from the $\overline{\Delta\Phi}$ evolution between the 3rd and 12th μsec, are plotted on Fig. 4 together with the maximum electron temperatures measured from the X-ray absorption.

The behaviour of $\overline{\Delta\Phi}$ is similar for other pressures or when 1/2 or 1/1 of the main bank is discharged:

i) Initial values of $\overline{\Delta\Phi}$ increase as B_o is increased, probably because more reverse magnetic flux is trapped.

ii) $\overline{\tau_\phi}$ presents a maximum for $0 < |B_o| < 2.2$ kG; an increase of $\overline{\tau_\phi}$ for $|B_o| > 2.2$ kG cannot be outruled.

iii) The absolute value of $\overline{\tau_\Phi}$ decreases as the energy of the main bank is increased.

iv) The largest $\overline{\tau_\Phi}$ values have been obtained at initial pressure of 50 mTorr.

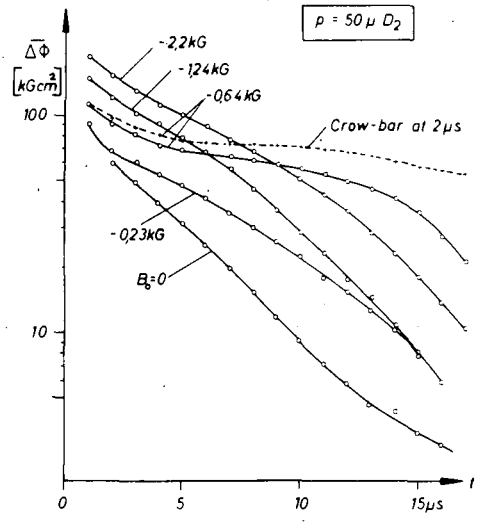


FIG.3. Average displaced magnetic flux $\overline{\Delta\Phi}$ vs. time for different initial bias fields B_0. 1/4 of the main bank was used.

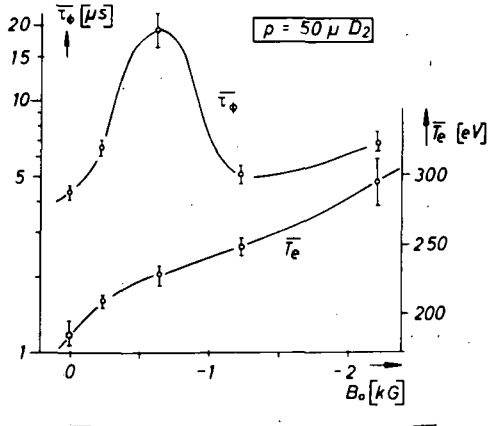


FIG.4. e-folding decay time $\overline{\tau_\Phi}$ of the average displaced magnetic flux $\overline{\Delta\Phi}$ between t = 3 μs and t = 12 μs, and maximum electron temperature vs. initial bias field B_0. 1/4 of the main bank was used.

For the typical conditions of Fig. 3 and 4 the plasma behaviour can be described as follows:

$B_0 = 0$: the plasma is spindle shaped (cf. Fig. 2) and $\overline{\beta} < 1$. $\overline{\Delta\Phi}$ decreases fast due to the axial expansion and to energy losses.

B_o = - 0.23 kG: radial constrictions of small amplitude are detected shortly after the implosion indicating the presence of a trapped reverse flux. They disappear fast, and the plasma is again spindle shaped after about 5 μsec. The particle loss time (light measurements) and $\overline{\tau_\phi}$ are longer than in the B_o = 0 case, probably because the average ß value is larger [1, 2].

B_o = - 0.64 kG: Fig. 5 and 6 show the axial $\Delta\Phi$ distribution at various times, and the corresponding streak pictures.

Immediately after the implosion (Fig. 5a and b) a somewhat irreproducible ejection of two plasma blobs occurs at the ends of the coil. Because of the tension of the strongly curved magnetic field lines, the rest of the plasma contracts thereafter axially with a speed of about 6 x 10^6 cm/s. Sharp axial gradients and bulges develop at the column ends. Plasma is swept in and the line density in the bulges increases by more than a factor 2 from an initial value of 2.2 x 10^7 cm^{-1}.

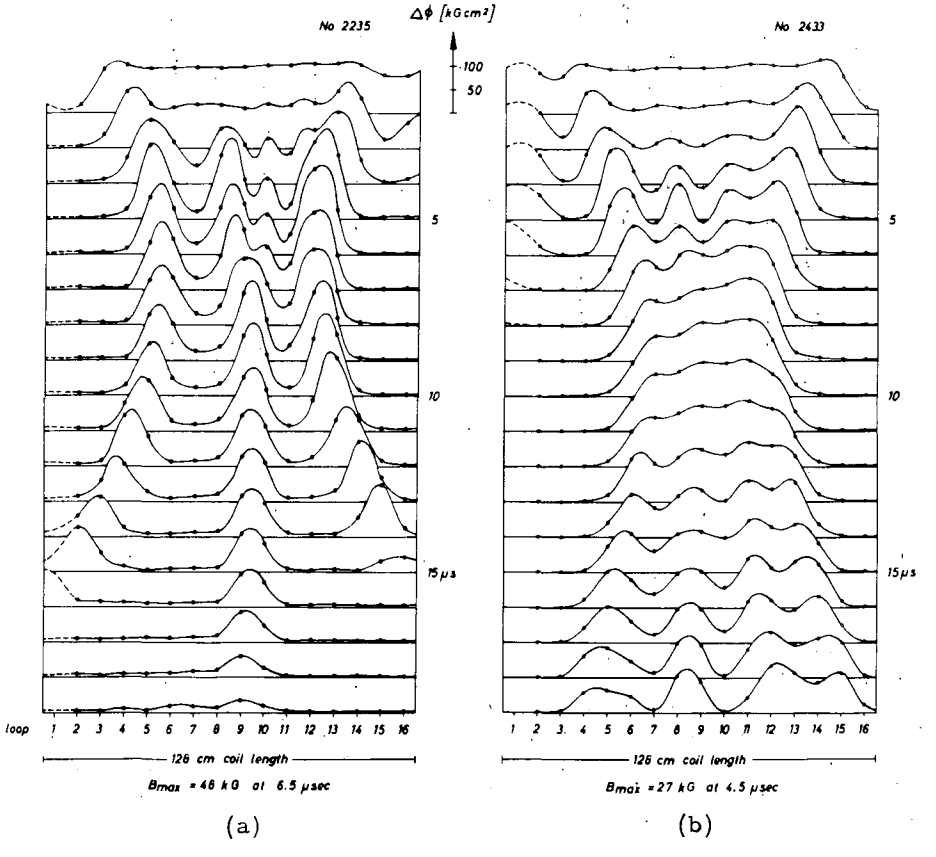


FIG. 5. Evolution of the axial distribution of the displaced magnetic flux for discharges with 50 mTorr D_2 and B_0 = - 0.64 kG. 1/4 of the main bank was used. (a) crowbarred at peak compression time t = 6.5 μs; (b) crowbarred at t = 2 μs.

Within the preheated plasma the initial magnetic flux is 35 kG cm^2. Its value drops rapidly during the field reversal and the radial implosion phase down to 10 to 15 kG cm^2 at the 2nd μsec. Later, the reverse flux stays nearly constant in the unconstricted regions of the plasma at least as long as rotational instabilities are negligible.

After t = 3 μsec, a fast growing instability constricts the plasma radially and splits it into several fragments, some of which later join again (Fig. 5a and 6a). Using simultaneous loop and light measurements, i.e. an axial resolution of 4 cm, one observes that the shortest axial wavelength corresponds to $\lambda \approx 12$ cm. The fastest growing constrictions develop with a growth time $\tau \lesssim 1$ μs and are spaced about 25 cm from one another.

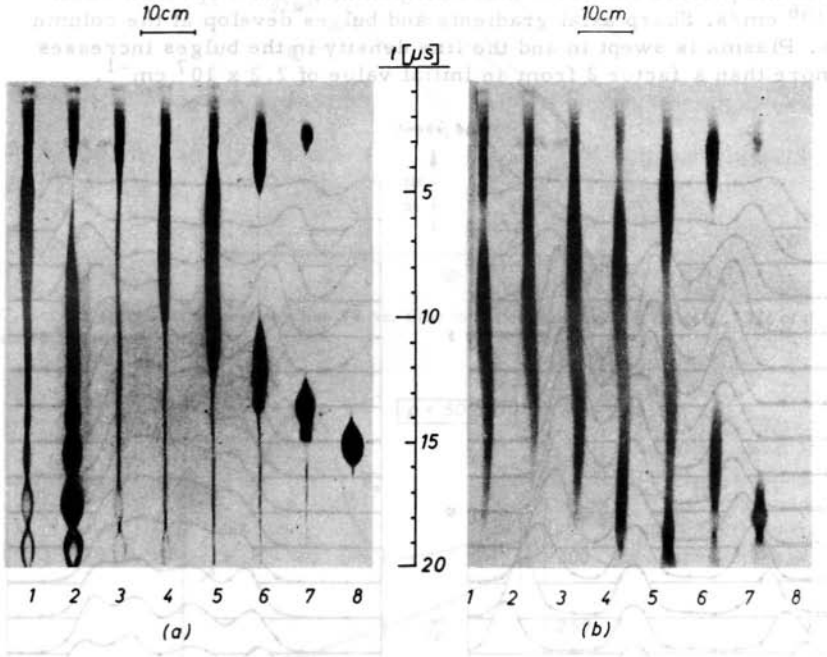


FIG. 6. Two sets of streak pictures from the same discharges as in Fig. 5. Midplane of coil: streak no 1. (a) crowbarred at t = 6.5 μs; (b) crowbarred at t = 2 μs.

When the compression is reduced by short-circuiting the coil at the 2nd μsec (Fig. 5b and 6b) the amplitudes reached by the perturbations are smaller and the shortest observed axial wavelengths are about 18 cm. The decrease of $\overline{\Delta\Phi}$ is slower (Fig. 3) and a value of $\overline{\tau_\phi}$ of approximately 40 μsec is obtained. At the time of maximum axial compression this plasma is fairly uniform. Later, as the plasma expands axially, 3 constrictions develop slowly.

In the non-crowbarred discharge (a) the length of each fragment, after it has been formed, remains essentially constant; $\overline{\Delta\Phi}$ decreases also rather slowly after about the 4th μsec. It thus appears, that each

plasmoid reaches some grossly stable equilibrium state. A lower limit of 50 μs has been estimated for the particle loss time τ_N between the 3rd and the 14th μsec. After this time, two large plasmoids escape out of the coil ends, leading to a fast particle loss rate, and to a break in the $\overline{\Delta\Phi}$ curve.

After about t = 13 μsec, m = 2 rotating flutes grow. The corresponding local $\Delta\Phi$ value remains at first practically constant, but decreases later rapidly as the plasma starts splitting into filaments. In the discharge crowbarred at the 2nd μsec (Fig. 5b) the appearance of the rotating flutes is delayed.

B_o = - 1.24 kG: radial constrictions occur almost immediately after the implosion and no net axial contraction is detected. The resulting bulges disappear fast, and at t = 8 μsec already, the plasma distribution is rather uniform along the axis as in the case $B_o = 0$. Particle losses and the decrease of $\overline{\Delta\Phi}$ are fast.

B_o = - 2.2 kG: a strong axial contraction occurs again; m = 0 tearing instabilities and later m = 2 rotating flutes are observed. The general behaviour is similar to that for B_o = - 0.64 kG with the following differences:

i) The cross-section of the plasma filament observed near the ends of the coil (beyond the axial boundary of the main plasma) is larger, suggesting faster axial particle losses.

ii) The azimuthal symmetry is strongly perturbed, especially at the ends of the plasma blobs. This might result from some macroscopic instability with a mixture of different $m \geq 1$ modes in these regions, where the magnetic field lines are strongly curved, and could explain the relatively fast decrease of $\overline{\Delta\Phi}$ which is observed.

4.2 The tearing mode instability

The radial constrictions described in § 4.1 have been observed in our discharges whenever a sufficiently high B_o value was used: when $|B_o| \geq 0.23$ kG for initial deuterium pressures $p_o \leq 50$ mTorr and when $|B_o| \geq 0.64$ kG for p_o = 80 mTorr. When the compression field is increased the instabilities develop earlier and faster.

The observations have been compared with theoretical predictions for the resistive tearing mode [10]. The numerical method described by Wesson[12] for the slab model has been used. It was modified for cylindrical geometry and numerical solutions were obtained when overstable modes were outruled by satisfying the condition $\eta\, dB/dr \propto r$ (η = resistivity and r = radial coordinate).

For the experiment shown on Fig. 5a, at the time of appearance of the tearing-mode instability (t = 3 μsec), the following plasma parameters have been evaluated:
Plasma radius r_o = 1.1 cm, electron temperature T_e = 150 eV, maximum density $n_o = 8.3 \times 10^{16}$ cm^{-3}, magnetic field on the axis

$B(0) = -18$ kG, external magnetic field $B_{ext} = 31.5$ kG, reverse trapped magnetic flux $\Phi_- = 12$ kG cm^2. A uniform temperature distribution and $T_e = T_i$ were assumed. The mean free paths of ion-ion and electron-electron collisions are then about 5 mm. The radial distribution of the magnetic field was approximated by a parabola for the computations.

From these parameters, the calculated maximum growth rate γ_m and the corresponding axial wavelength are:

$$1/\gamma_m = \tau_m = 2.2 \ \mu\text{sec and} \ \lambda_m = 19 \text{ cm},$$

whereas we had observed:

$$\tau_m \lesssim 1 \ \mu\text{sec and} \quad \lambda \approx 12 \text{ cm for the shortest observed wavelength}$$
$$\lambda \approx 25 \text{ cm for the fastest growing instability.}$$

For our parameter range, it has been verified that in the cylindrical case, the scaling laws obtained in the slab model:

$$\tau_m \propto r_o^{3/2} T_e^{1/2} \quad \text{and} \quad \lambda_m \propto r_o^{5/4} T_e^{1/2}$$

are approximately valid. The numerical factors of proportionality are essentially constant or decrease during an adiabatic compression, depending on whether $\gamma = 2$ or $= 5/3$. Thus τ_m and λ_m decrease with increasing external magnetic field. This tendency is in accordance with the experimental observations (cf. for example Fig. 5a and b). When the plasma is split into fragments soon after the implosion these fragments are usually stable with respect to the tearing mode as the compression proceeds because the length of the fragments is shorter than or equal to the wavelength of marginal stability. If the above mentioned scaling laws apply in actual thetapinch experiments, the resistive tearing mode could be suppressed by increasing the ratio of plasma radius r_o to coil length.

5. SCREWED HARDCORE EXPERIMENT

In our TESI experiment [15, 16] (Toroidal Experiment with Screw-Shaped Inner Conductor), a compact toroidal plasma with a helical confining field is produced by means of fast magnetic compression techniques. The theta-pinch coil's length is 30 cm, its diameter 20 cm. The helically wound inner conductor produces an inverse axial magnetic flux between the plasma and the hard-core and an azimuthal field as in other experiments [17, 18]. The compression is thus started on a preheated plasma without bias field.

Preliminary results obtained from end-on streak pictures show that the plasma is well detatched from both inner and outer walls and settles down to an equilibrium position at a diameter of about 10 cm. Experiments where both inner and outer conductor are crow-barred are under way.

6. CONCLUSION

In our long thetapinch experiment a parametric investigation shows that in plasmas with trapped reverse fields, under all examined conditions, tearing mode instabilities appear early.

A comparison with theoretical calculations based on the resistive tearing-mode theory shows a reasonable agreement between predicted and observed phenomena.

This instability is probably not a fundamental limitation of the containment in devices with linear coils: the resulting fragments are stable against further splitting by the tearing mode, decay usually slowly, and could eventually be prevented from escaping out of the coil (e.g. by small mirrors). The use of coils with larger diameter/length ratio would probably suppress this instability.

In high-ß toroidal experiments with small aspect ratio the tearing-mode instability can however be dangerous if reverse trapped magnetic fields are used to increase the shear of the helical magnetic field.

ACKNOWLEDGEMENTS

Numerous discussions with H. Kever were essential for the progress of our work. The assistance of Mrs. Pfeiffer, Mr. Göring, Mr. Hermanrud and Mr. Schwarz in preparing and performing the experiments is gratefully acknowledged. We wish to express our gratitude to the engineering and the technical staff of our Institute, to the "Hochspannungsinstitut" of the "Technische Hochschule Braunschweig" and to the firm BBC, Mannheim, for many important contributions concerning the design, the construction and the operation of the apparatus. We are furthermore deeply indebted to J. Wesson who has kindly sent us his numerical program for the resistive slab model.

REFERENCES

[1] TAYLOR, J.B., WESSON, J.A., Nucl. Fusion, 5 2 (1965) 159.

[2] WESSON, J.A., IAEA Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Culham, Proceedings 1 (1965) 223.

[3] TAYLOR, J.B., Culham rep. CLM-R 58 (1966)

[4] HEISS, A. et al., Proceedings of the APS Topical Conference on Pulsed High Density Plasmas, Los Alamos, LA-3770 (1967) paper D 7-1.

[5] BODIN, H.A.B. et al., Nucl. Fusion,Supplement 2 (1962) 521.

[6] KOLB, A.C. et al., Nucl. Fusion, Supplement 2 (1962) 553.

[7] HINTZ, E., Nucl. Fusion, Supplement 2 (1962) 601.

[8] EBERHAGEN, A., GLASER, H., Nucl. Fusion 4 (1964) 296.

[9] BODIN, H.A.B., Nucl. Fusion 3 (1963) 215.

[10] FURTH, H.P. et al., Phys. Fluids 6 (1963) 459.

[11] COPPI, B. et al., Nucl. Fusion 6 (1966) 101.

[12] WESSON, J.A., Nucl. Fusion 6 (1966) 130.

[13] GREEN, T.S., Nucl. Fusion 3 (1963) 57.

[14] HOPMANN, W., KFA-Bericht Jül-290-PP (1966).

[15] FRIEDRICH, F.J. et al., paper presented at Fifth Symposium on Fusion Technology, Oxford, England, July 2-5 (1968); Report Jul - 538 - PP (June 1968) of KFA Julich.

[16] SCHLUTER, J. (to be published).

[17] a) YOSHIKAWA, S., Proc. of APS Topical Conf. on Pulsed High-Density Plasmas, Sept. 19-22, 1967, LASL Report LA-3770, paper G6;
b) YOSHIKAWA, S., Phys. Fluids 11 4 (1968) 893.

[18] KOLB, A.C., et al., paper K-3 of this conference.

DISCUSSION

H.A.B. BODIN: In other experiments (see, for example, paper CN-24/K-3) the plasma is destroyed by rotational flutes and not by the tearing mode. Could you comment on this?

P. NOLL: For our experimental conditions and with reverse bias fields of up to 2.2 kG (in some cases 3 kG), the tearing-mode instability observations are in rough agreement with theoretical predictions based on a simple incompressible-fluid model with isotropic resistivity. This is not, of course, a final prcof of the validity of this simplified theory. It is possible that the tearing mode will disappear when the reverse bias field is increased to, say, 5 kG as in the experiments reported in paper CN-24/K-3. When the bias field is increased, both the plasma diameter and the electron temperature become larger; according to the simplified theory, the growth time of the mode $\lambda = L/2$ (λ = axial wavelength, L = plasma length) and of higher modes could thus increase to such values that for a limited time (i.e. before rotational flutes appeared) the

tearing mode would not be observed. In addition, viscosity and finite Larmor radius effect (which are not considered in the simple model) could be of importance for the stabilization of the tearing mode.

H.A.B. BODIN: The plasmoids formed, which should be MHD-unstable, are found to be stable. Why is that?

P. NOLL: The effects which I have just mentioned might also account for the apparent stability of the plasmoids for the first 10 μs before rotational flutes set in, whereas fast-growing flutes are expected to start in the regions of strongly curved magnetic field lines (i.e. near the singular points B = 0 of the separatrix).

R.S. PEASE: Could you summarize the ideal ($\sigma = \infty$) MHD instabilities to which your initial configuration is theoretically subject?

P. NOLL: The configuration is topologically a toroidal z-pinch in which the cross-sectional area of the plasma is squeezed along the direction of the axis of symmetry by the theta-pinch coil. Sausage and kink instabilities are therefore likely to occur. They should start in the regions of strong magnetic field curvature (the ends of the plasmoids), while the regions of weak curvature (the central part of the plasmoids) should be less unstable or marginally stable for a non-rotating plasma.

Experimentally, there is only a weak indication of the presence of such macroscopic instabilities for particular discharge conditions, when the initial reverse bias field is considerably stronger than that value which leads to a minimum decay rate of the average displaced magnetic flux.

H. OHNISHI: We have observed in our experiment that splitting of the plasma column often results from slight external perturbations, such as those caused by the welding joint of the discharge tube, or from a small local stray field. Did you investigate such possibilities when you identified the splitting as the resistive tearing mode?

P. NOLL: In earlier experiments, small external perturbations were caused by observation windows and by small gaps between the different coil sections. In the present experiments, the width of the windows was reduced and the gaps were removed, thus reducing the field perturbation to a negligible value. There is no experimental evidence that the axial splitting of the plasma is caused by imperfections in the coil.

W.H. BOSTICK: I feel that the term "tearing mode" is inappropriate in the explanation of the axial breakup of the θ-pinch column into the three apparently stable plasmoids which Mr. Noll has described. These three plasmoids can readily be recognized as the ortho-type of plasma vortex which has been extensively studied by Wells and Small. These ortho-vortices, which have been produced and studied in the conical θ-pinch, contain both toroidal and poloidal magnetic fields and mass circulation patterns. They are essentially the same type of vortex as the radial striations occurring in the co-axial plasma accelerator.

D.R. WELLS: I disagree with Mr. Noll's interpretation of his observation of highly stable plasma structures moving away from the centre of the θ-pinch. These structures are not "instabilities" but rather "stabilities". They have been studied by me since 1961 with a view to utilizing them to produce stable, long-time, high-density, high-temperature confinement. An analysis of their stability and a report on the experimental work will appear in a paper to be published in the "Journal of Plasma Physics". In this paper a variational procedure suggested by Woltjer has been used to find the global, dynamically stable states of plasma con-

fined by a magnetic field. The original method has been considerably modified in order to make it applicable to the problems of injecting a high-temperature dense plasma into a magnetic mirror. The results obtained indicate that a plasmoid structure with Alfvén flow and with the Ampere body forces everywhere identically zero is the lowest-energy stable configuration which such a plasma can attain.

It is further shown that, if the results obtained are modified by including more constraint integrals on the flow, the so-called guidefield-aligned flow structure results. These are the H-centred vortices observed by Bostick and others. We see that the application of the proper variational procedures and constraint integrals makes possible the complete determination of magnetohydrodynamic stability in dynamic plasma systems. These plasma structures should be stable when subjected to relatively large perturbations since the theory that describes them is global and not based on a linearized analysis.

MONTE CARLO AND COMPUTER PLASMA SIMULATION STUDIES OF THE INHIBITION OF END LOSS FROM A θ-PINCH BY NON-ADIABATIC 'ROUGH' MAGNETIC WALLS*

L. TUCK
UNIVERSITY OF CALIFORNIA, LOS ALAMOS SCIENTIFIC LABORATORY, LOS ALAMOS, NEW MEXICO, UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

MONTE CARLO AND COMPUTER PLASMA SIMULATION STUDIES OF THE INHIBITION OF END LOSS FROM A θ-PINCH BY NON-ADIABATIC 'ROUGH' MAGNETIC WALLS. The results are presented of a Monte Carlo computation of 500 particles released at points randomly distributed over the radius into a cylindrical tube with sinusoidally corrugated specularly reflecting walls. Furthermore, a computer-simulated θ-pinch plasma is studied; the motion of 13 000 particles in a rectangular net of 2000 cells is observed and the particle losses under various conditions are reported.

GENERAL SURVEY OF THE PROBLEM

A combination of uniform magnetic field, with its manifest advantages for stable plasma confinement in the direction transverse to the field, with some effective check of the free flow of plasma in the direction along the field could be of appreciable help in the achievement of net power from a thermonuclear reaction. Monte Carlo studies[1] of particles escaping from a $\beta = 1$ θ-pinch, having a sharp plasma-field boundary equipped with multiple small perturbations have indicated that cumulative nonadiabatic effects can be promoted. The plasma model studied was probably too simple to be altogether valid for a real plasma; plasma loss reductions which resulted were surprisingly large. Static perturbations which would be simple to apply, reached a factor of ten - reduction of loss, while moving perturbations reached a factor of 100. The latter would be complicated to apply but imaginably could be used additionally to heat plasma and force it up to the density gradient.

A far more sophisticated (but still approximate) study is now beginning to yield results. Using a previously developed computer simulated θ-pinch plasma model of R. L. Morse[2] with appropriately modified magnetic field, 13,000 particles are followed at high β, the magnetic field being computed self-consistently. Electrons are assumed to maintain space charge neutrality at all points. The systems studied so far, with their losses at two-thirds characteristic time are:

(1) Open-ended θ-pinch (smooth walls)	4000
(2) Open-ended θ-pinch (smooth walls) plus mirror	3400
(3) Open-ended θ-pinch (rough walls) (stationary)	2800
(4) Open-ended θ-pinch (rough walls) (moving)	2400

1 characteristic time = 2 × pinch length/mean thermal speed = 2.8 μsec (Scylla IV) = 100 time steps ≡ 3 hrs computing time on CDC 6600. The loss rates per time step at t = 67 are 59, 22, 24 and 28 respectively.

* Work performed under the auspices of the US Atomic Energy Commission.

Adequate description of the plasma distribution in the radial direction required - 20 steps: the longitudinal steps numbered 100. Although this corresponds to a shorter system than had been found necessary for a 10-fold loss reduction in the previous calculation, it was needed to keep the computation cycle time down to feasible values. Consequently the loss rate reductions to be expected are not large. The table shows the number of particles lost after 67 time steps (~ 2.3 characteristic time). The results are in the expected order. The computed loss rate for (1) at early times is in excellent agreement with theory for a rigid pipe with reflecting walls and interestingly thereafter falls below theory, presumably on account of the development of self-mirrors.

Case 3, if its performance continues, should give the required 10-fold reduction of loss rate, for a 6-fold length extension or a total length of 160 radii. This would be quite practical. Motion pictures of the printouts (shown) exhibit waves and bunching phenomena which may repay further study.

Mathematical plasma physics is notoriously difficult; the problems it has attacked in many cases have had to be taken far from reality in order to yield solutions. Few expect a mathematical description of all the behaviour of a real confined plasma with its wave interactions, plasma boundary resonances, wall resonances, radiative interactions etc., to become available in the near future. The art of computer plasma simulation is still in its infancy. In this paper, it is applied in a simplified way to a complicated system which would probably not easily be treated by mathematical analysis. It would be idle to pretend that the predictions made here are exact - and they may turn out no closer to reality than those made by more familiar approximations. However, they are likely to improve - and the approximations are different.

INTRODUCTION

The θ-pinches characterized by high starting electric fields (E_θ ~ 1 keV/cm) of which Scylla I was the prototype, are producing plasmas with ion temperatures of ~ 5 keV and densities of 2 - 5 × 10^{16} ion cm^{-3}. Such plasmas are within a factor of two or so of the plasmas that would be chosen for a pulsed thermonuclear reactor having a pulse duration in the vicinity of 1 millisecond. It has been conjectured [3] that this is an optimum point for a pulsed thermonuclear reactor in the sense of being the shortest duration (and therefore least likely to encounter an irreducible instability) for which the plasma pressure is within the bursting strength of the confining field coils. (The interesting class of pulsed reactors based on the z-pinch is largely exempt from this pressure restriction). For this same time, it has been shown [4] that problems of thermal transport in the coils and blanket, and radiative heating of the inner wall - which become more difficult as the pulse duration is reduced - are still soluble.

No marked diffusion or fluting of plasma is observed in the radial direction during the ~ 5 μsec characteristically available for a 1 m long high temperature θ-pinch before the plasma has escaped from the ends. This statement is not true for lower temperature θ-pinches. At the same pressure but lower temperatures 100 - 500 eV, strong flutes and wall plasmas appear. The argument that flutes are not seen in high temperature θ-pinches because 5 μsec is insufficient time for them to develop, is thus invalid.

Furthermore, a long standing mystery in high temperature θ-pinches, which has some bearing on the end loss problem and its mitigation has been: how can the plasma escape axially with thermal velocity, in a time after the radial heating compression, less than the ion-ion 90° deflection time? Some

light has been thrown on this from two sources - the observation of a non-thermal ion distribution from the laser scattering experiments[5] and the detection of a brief but violent instability, driven by the inequality of $v_{\parallel}$ and $v_{\perp}$ which isotropizes the plasma in a computer simulated plasma θ-pinch study.[6] This instability seems not noticeably to enhance the radial diffusion.

Returning to the high E_θ-θ pinch plasmas: the present $n\tau$ falls short of the reactor breakeven point (Lawson criterion) by a factor of about 500, the plasma pressure is 400 atmospheres and the ion mfp. for cumulative 90^o deflection is about 10 m so plasma motion is not collision dominated. Such a plasma, if one chose to use DT, would generate a thermonuclear (gross) output power of about 100 kW/litre. The next step toward a reactor, clearly, is to reduce the τ-determining end loss.

The most direct way is to remove the ends altogether. This, the Scyllac toroidal θ-pinch[7] is being pursued as rapidly as events will allow. Curved systems at high β constitute a distinct departure from the theory and experiment of the last decade. It may be that dynamic stabilization will be needed; already, preliminary experiments in this direction [8] (this conference) are encouraging.

An interesting alternative or feasibly parallel procedure might be to attempt to mitigate the end losses while retaining the simple symmetry and straight magnetic field lines. One way to do this is to increase the length. The length required of a straight system to reach an $n\tau$ of 10^{14} ion cm^3 sec is about 1000 m. To anyone who has frequented a high power installation for a θ-pinch of only 1 metre length, such a length seems unnerving. This may be due to mere lack of imagination but the reactor would seem considerably more reasonable if the 1000 m could be reduced to $\sim$ 100 m by a times ten reduction in end loss. With the main magnetic field already at 100 kG, there seems little possibility of achieving a strong magnetic mirror to reduce the end loss. The possibility of blocking the end flow by radiation pressure (400 atmospheres) seems equally remote. The concept we shall discuss below arose from the observation that in another long mean free path situation - a high vacuum - the Gaede molecular pump readily maintains a great ($> 10^5$) density ratio between two directly connecting points in a tube. It does this by moving the molecularly rough walls with near thermal speed. The application of this to a thermonuclear plasma in a θ-pinch hinges on what constitutes roughness at a plasma-magnetic field boundary. The exceedingly high thermal velocity $\sim 10^8$ cm/sec - for a thermonuclear plasma need not be a decisive disadvantage, since magnetic fields can be moved faster than material surfaces. Furthermore it turns out that less than thermal speeds will suffice.

Much more importantly, as the study continued, it came to be realized that another property of long mean free path molecular flow could be exploited, namely the high resistance of molecular (Knudsen) flow in a tube with stationary walls. For a collisionless gas, the flow through an aperture is:

$$F_o = \pi a^2 v_{th}/4 \qquad (a = \text{radius}) \qquad (1)$$

the flow through a rough tube is:

$$F_1 = 2\pi a^3/3\ell \qquad (a = \text{radius}, \ \ell = \text{length}) \qquad (2)$$

Thus the ratio of flows is:

$$F_t/F_o = 8a/3\ell \qquad (3)$$

Now the flow through a smooth specularly reflecting tube is the same as that through an aperture of the same radius. Hence the ratio of the flows for two similar tubes having, respectively, smooth and ideally rough walls, is $8a/3\ell$. Numerically, making a length of ~ 27 radii from the open end of a θ-pinch ideally rough, would reduce the loss rate by a factor of ten.

Consider a plasma confined in θ-pinch geometry (Fig. 1) with a magnetic field B_z extending to the left of $z = 0$ and extending to the right for a distance ℓ with a modulation plasma field boundary of the form $R = a\{1 - b \cos [2\pi/\lambda)(z + vt)]\}$. The perturbation has the form of a series of bulges of radius $a(1 + b)$ and necks of radius $a(1 - b)$. There is a maximum slope - which we shall call the roughness parameter - to the perturbation given by $dr/dz = 2\pi ab/\lambda$ and the system contains ℓ/λ wavelengths. With a sharp boundary and $\beta = 1$, every particle experiences the full modulation and takes a straight path to the next wall encounter. At low β, the system consists of a series of magnetic mirrors.

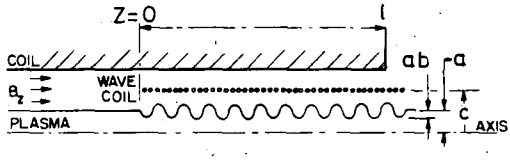


FIG. 1. Schematic diagram of plasma and magnetic field.

ADIABATIC INVARIANCE

1. Low β Case

For particles entering in random directions, the albedo at the first mirror is $[1 - (1 - b)^2/(1 + b)^2]^{\frac{1}{2}}$, and particles passing the first mirror are transmitted by all. No cumulative effect of successive mirrors occur, and motion of the mirrors toward the source diminishes the albedo by throwing more particles into the loss cone. To promote a cumulative effect, the adiabatic invariant must be destroyed by changing the magnetic field rapidly in terms of the gyro period, i.e. by high roughness parameter. The system bears some relation to the familiar 'corrugated trap' of Fedorchenko. [9, 10] Some particles will be resonantly accelerated out of the system and some retarded. The resultant distribution will be bumpy, which promotes some classes of instability and thereby helps confinement by further breakdown of the adiabatic invariant.

The confinement of such a system is not readily calculated theoretically but may yield to computer plasma simulation methods.

2. High β Sharp Boundary (Morse's Bounce Model)

The adiabatic invariant in this case is the action $\int P_r\, dr$ for the radial motion between slowly expanding or contracting walls. The albedo for randomly admitted particles is once again $[1 - (1 - b)^2/(1 + b)^2]^{\frac{1}{2}}$. This pleasing identity of the albedos for the physically dissimilar low β and sharp boundary high β 'mirrors' seems not to have reached the textbooks. To break down the adiabatic invariant, we must make the wall expansion or contraction rapid, measured in particle crossing times $2a/v_\perp$. Once again, the quantity to be maximized is the roughness parameter $2\pi ab/\lambda$.

In order to test this process, a Monte Carlo computation has been made in which 500 particles with a Maxwell distribution-most probable velocity v, were released at points randomly distributed over the radius a with ran-

dom directions. The wall is modulated as in the figure and reflection is specular. In the table, the row labeled adiabatic is $(1 - (1 + b)^2/(1+b)^2)^{\frac{1}{2}}$, to provide a reference level for any cumulative effect. The row labeled ideal is the maximum possible albedo of an ideally rough stationary wall given by $1 - 8a/3\ell$.

Table I. Reflection of 500 particles released with a maxwell distribution of velocity-most probable value $\bar{v}$, into a cylindrical tube of mean radius a, length ℓ, having a sinusoidally corrugated specularly reflecting wall of corrugation amplitude ab, roughness $2\pi ab/\lambda$.

		I	II	III	IV	V
Wavelength λ		8a	2a	2a	2a/3	2a/3
Amplitude b		0.1	0.1	0.1	0.033	0.1
Length ℓ		20a	20a	100a	20a	100a
Number of waves ℓ/λ		2.5	10	50	30	150
Roughness $2\pi ab/\lambda$		0.25π	0.1π	0.1π	0.1π	0.3π
Albedo	Adiabatic	0.42	0.42	0.42	0.26	0.42
	Static	0.42	0.54	0.78	0.60	0.92
	Moving $v/\bar{v} = 1$	0.09				
	Moving $v/\bar{v} = 0.2$		0.65	0.88	0.71	> 0.99
	Ideal	0.87	0.87	0.97	0.87	0.97

The table shows that the system functions as expected, and that strong cumulative effects can occur. Set I exhibits the completely adiabatic behavior of a low roughness wall. The overall albedo of the static series of necks is no more than that of the first neck, and it decreases when the wall is moved toward the source. Sets II and III are slightly adiabatic, the albedo increasing when the length is increased from 10 to 50 wavelengths. Sets IV and II show that a large number of weak necks is more effective than a small number of stronger necks, the roughness being constant. Set V is an extreme case. The static albedo of 0.92 could be of considerable utility if realizable in practice.

So far, the model used is simple. It is unresponsive to plasma collective effects, waves, shocks and instabilities. The infinitely sharp boundary is unphysical and for a gradual boundary, there must be a lower limit to the effective λ, since if $\lambda <$ sheath thickness, the perturbation will fall off rapidly inside the plasma.

The effect of such a fall off may be complicated however, for if the outer layers of the plasma are affected more than the interior, the plasma can be pared away as it passes down the system, exposing the inner layers to the modulation. If this occurs, the modulation coil can be tapered to take advantage of it.

COMPUTER SIMULATED θ-PINCH PLASMA

We now pass to a computer simulated plasma. Here, we observe the motion of 13,000 particles in a rectangular net of 2000 cells. The particles have a B_r, B_z and a B_θ. The B_θ is used to calculate B_z. Cylindrical symmetry is inherent, instabilities exhibiting or dependent on θ anisotropy will be

absent. For a fuller description of the computer plasma simulation model which is due to R. L. Morse, (See Ref. [6]).

The ideal starting condition for this study would have been an empty wave system, having a θ-pinch full of plasma at the left hand entry plane, and a sink plane on the right end. This was not adaptable to the already existing plasma simulation code; the starting condition actually used, is a wave system full of plasma from end to end. The left hand boundary reflects all particles; at t = 0, the right hand becomes a sink. Thus by symmetry, the system studied represents a two-ended θ-pinch of modulated length 2ℓ. Particles near the ends traverse less of the wave system and are appropriately less retarded. The effectiveness of the loss reducing process is masked for a time by these particles; it is better observed by comparing the loss rates at late times.

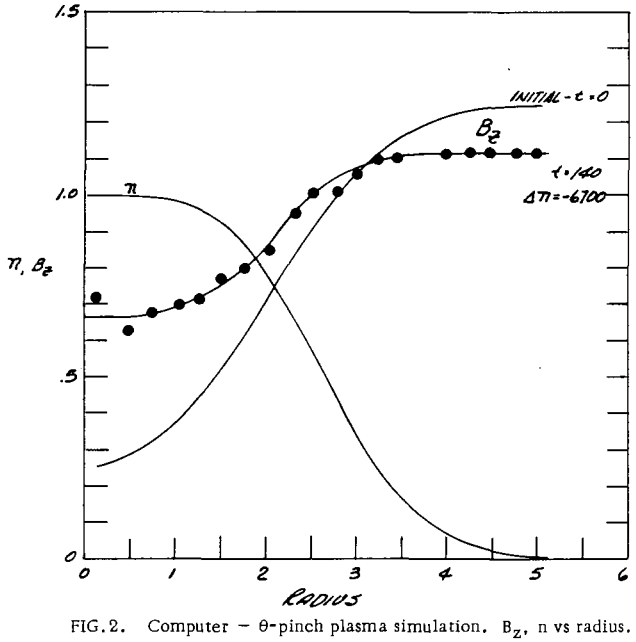


FIG. 2. Computer – θ-pinch plasma simulation. B_z, n vs radius.

THE PLASMA DISTRIBUTION

The initial B_z plasma distribution (Fig. 2) corresponds to a β of .92 on axis. B_z ranges from 0.25 on axis to 1.22 at the outside, radius 5 units. The Larmor radius 1/B is thus 4 units near the axis, and 0.82 units at the outside edge of the plasma. This models a finite Larmor radius plasma with a temperature at B_z = 100 kG of 5 keV at $n = 2 \times 10^{16}$. The cells are rectangular, 0.25 unit radially by 0.5 unit axially, and the overall net dimensions are 5 units radially x 50 units axially. The diagrams Figs 3, 5, 6 and 7 plot the positions of all particles. It should be kept in mind that the 8-fold compression of these diagrams in the axial direction (which results from the format of the computer output oscilloscope)- exaggerates the roughness and severity of the magnetic modulation by a factor of 8. The wave modulation was chosen to give a roughness of 0.1 at the steepest point on the plasma boundary (radius 2.5 units) to correspond to and for comparison with, the sharp boundary computation of Table I.

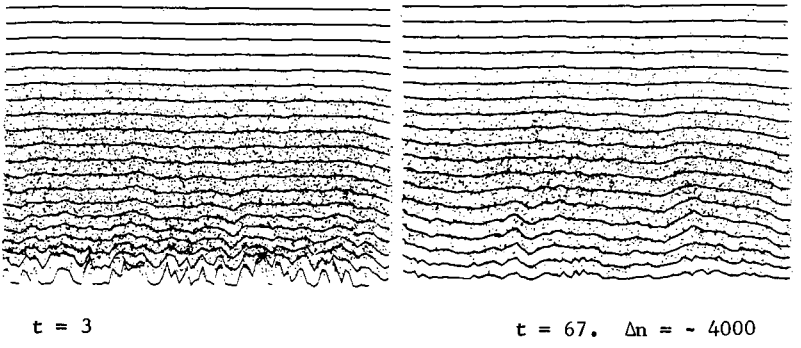


FIG.3. Smooth. Computer simulation of θ-pinch. Contours of constant B_z, particle distribution in r, z.

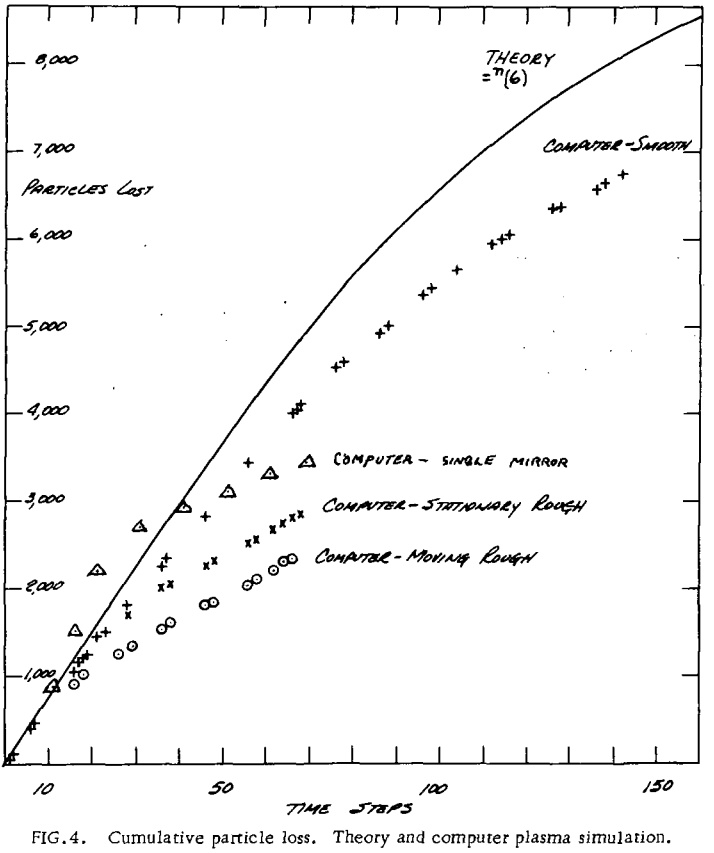


FIG.4. Cumulative particle loss. Theory and computer plasma simulation.

The smooth unmodulated θ-pinch has been followed for 140 time steps. The radial distribution of B_z at the end of that time, is plotted for a plane near the open end (5 axial units from it) in Fig. 2. We see that β on axis has declined to 0.6. The decline in external B_z is correct - due to the conservation of total B_z flux.

We can derive analytically the particle distribution is a smooth specularly reflecting tube with a rigid wall, for comparison with the results of the computation.

If

$$F(v_z) = \frac{1}{\sqrt{\pi} v_o} e^{-v_z^2/v_o^2} \tag{4}$$

then it can be shown that

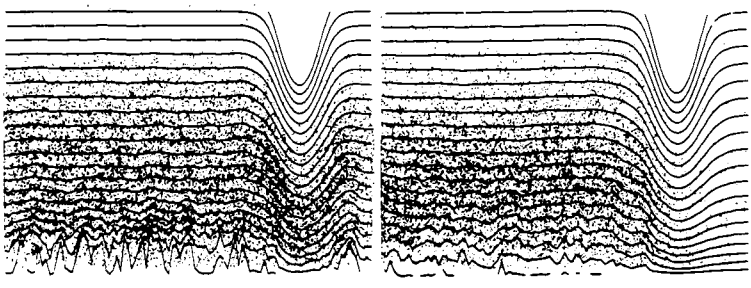
$$dn/dt = \frac{n_o v_o}{2\sqrt{\pi}} (1 - e^{-(2L/v_o t)^2}) \tag{5}$$

that the total number lost is

$$N(t) = \frac{n_o v_o}{2\sqrt{\pi}} (1 - e^{-(2L/v_o t)^2}) + n_o L(1 - P\{\sqrt{2}(2L/v_o t)\}) \tag{6}$$

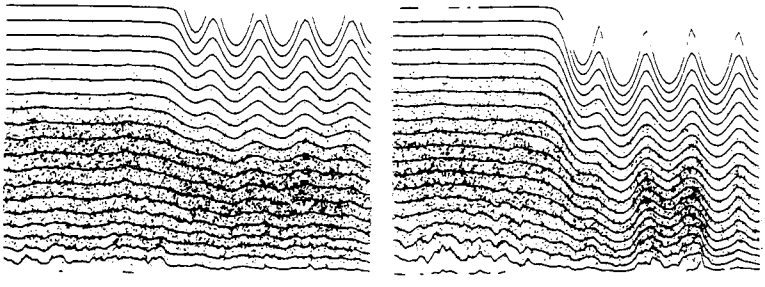
where n_o = line density, L = length to midplane and

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-x}^{x} dt\, e^{-t^2/2}$$



t = 0 t = 67. Δn = - 3400

FIG. 5. Single Mirror. Computer simulation of θ-pinch. Contours of constant B_z, particle distribution in r, z.



t = 0 t = 67. Δn = - 2800

FIG. 6. Stationary roughness. Computer simulation of θ-pinch. Contours of constant B_z, particle distribution in r, z.

COMMENTS AND CONCLUSIONS

Computer simulation bears some resemblance to experimental plasma physics. This property has made itself felt very engagingly in using it.

Equation (6) is plotted in Fig. 4, together with the results from the smooth θ-pinch simulation of Fig. 3. The two results coincide at early times, as they should; the computation however, takes into account the contraction of the magnetic field as particles are lost, while the rigid tube does not, so appropriately, at later times the computer result falls below the rigid tube theory.

Starting Transient

For particles adjacent to the exit plane, the effect of switching on is for half of them immediately to reach it and be lost. Thus at $t = \delta t$, β instantaneously drops to half the initial value. In Fig. 3, this effect shows up; the magnetic contours have already contracted at the output plane, at the early time of $t = 3$.

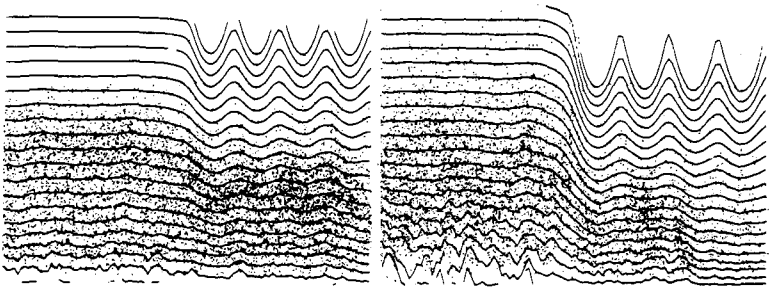


FIG. 7. Travelling roughness. Computer simulation of θ-pinch. Contours of constant B_z, particle distribution in r, z.

Single Mirror

The effective mirror ratio at early times, $r = 2.5$, is 2.8. When the mirror is fully developed, the particles on the exit side of it are rapidly expelled. This loss appears as a bump on the cumulative loss curve of Fig. 4. At 67 time cycles, the loss rate for the simple mirror, and cases 6 and 7 (Table II) are within statistics, the same.

Stationary and Moving Roughness

The effective mirror ratios at early times, $r = 2.5$, is again 2.8. A particle bunching develops at mirrors 2 and 3 (counting from the end) in case 6 (stationary) and between mirrors 3 and 4 in case 7 (moving). No explanation has been found for this. (see Fig. 7).

Table II. Particle loss rates (per unit time step) at $t = 67$, averaged over 3 time steps.

Smooth	Mirror	Stationary Rough	Moving Rough
59	22	24	28

The wave velocity chosen for Problem 7 was approximately thermal and therefore very high. No significant difference from the stationary case appears in the loss rate. It seems possible that for any given wave system, there exists a wave speed such that the opening of the mirror loss cone compensates for the increased velocity of those particles which are swept back to the source.

FUTURE PLANS

The next stage in the computation is a subject for discussion. The question to be answered is how to detect a nonadiabatic (and therefore cumulative) effect, and thereafter to maximize it. The computations are expensive so the strategy must be optimized. As indicated earlier, a code specifically designed for this problem would be advantageous, and ultimately such a code can be written. The present computer CDC 6600 can be programmed to compute a wave system of realistic length, 50 - 100 wavelengths. The resulting increase in computer time amounts to a factor in the region of 30. The availability of computer time at Los Alamos is such that some results might be available in early 1969.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has been totally dependent on R. L. Morse for the plasma simulation technique, and his cooperation is gratefully acknowledged. The assistance of Werner Riesenfeld on mathematical points was likewise invaluable. This work was performed under the auspices of the U. S. Atomic Energy Commission.

REFERENCES

[1] TUCK, J.L., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 715.

[2] MORSE, R.L., in Pulsed High-Density Plasma (Proc. Conf. APS Topical Conference, 1968), LA-3770, Paper F-3.

[3] TUCK, J. L., Review of Controlled Thermonuclear Research at Los Alamos 1965, LA-3253-MS Revised (1965).

[4] RIBE, F.L., OLIPHANT, T. A. JR., QUINN, W.E., Feasibility Study of Pulsed Thermonuclear Reactor, LA-3294-MS (1965).

[5] DAEHLER, M., RIBE, F.L., Cooperative Light Scattering from θ-Pinch Plasmas, Phys. Rev. 161, 117 (1967).

[6] Status Report of the LASL Controlled Thermonuclear Research Program for 12 Month Period Ending October 1967. LA-3831-MS, p.94.

[7] QUINN, W.E., RIBE, F. L., RIESENFELD, W.B., SAWYER, G. A., TUCK, J. L., Scylla Theta Pinch Experiments: Status, Plans and Proposal for a Closed Toroidal Theta Pinch (SCYLLAC), LA-3289-MS, (1965).

[8] RIBE, F. L., et al., Dynamic Stabilization Experiments, (This Conference), CN-24/K2.

[9] FEDORCHENKO, V. D., RUTKEVICH, B.N., and CHERNI, B. M., Zh. Tech. Fiz., 29, 1212 (1959) [Translation: Soviet Phys-Tech Phys. 10, 1112 (1960).]

[10] SINELNIKOV, K. D., RUTKEVICH, B. N., and FEDORCHENKO, V. D., Zh. Tech. Fiz. 30, 249 (1960) [Translation: Soviet Phys-Tech Phys. 5, 229 (1960).

DISCUSSION

E. FÜNFER: Can the end losses be reduced by the moving "rough" magnetic walls?

J. L. TUCK: The stationary system seems more practical than the moving one. Two different computations were performed. Monte Carlo computations of a plasma model with a sharp boundary gave very strong end loss reductions – such that 10 was indicated for the static boundary and 99 for the moving boundary. However, this model is unrealistic.

It is unfortunately too early to expect a conclusive result from our computations of a model with a fairly realistic, gradual plasma field boundary; for one thing, the waves were too big ($4\frac{1}{2}$ wavelengths) and too few. We would prefer 600 waves of much smaller amplitude. We shall have to carry out further studies and experiments in order to discover how the computer can be made to accept this problem.

H. A. B. BODIN: Can you comment on heat loss by thermal conduction out of the end of your "rough-wall" system?

J. L. TUCK: You have put your finger on what seemed for some time to be a fatal weakness of the system. The heat conduction is by exchange of cold electrons from the outside with hot electrons from the inside. Since the system cannot be made non-adiabatic for the electrons, it does not retard them. In any real reactor-like system, however, it would be common sense to put the initial fill only into the θ-pinch, keeping it clear of the ends. Thus, the low-grade plasma outside the ends, which provides the cold electrons for cooling present-day θ-pinches, would not be there.

Furthermore, if the device works and the outgoing flux of hot plasma is greatly reduced, then this reduced flux, spread over a finned (or otherwise extended) receiving surface, could be taken up without raising its temperature at the electron emission point. Thermal conduction may therefore not be a serious problem.

R. L. HIRSCH: What effects will be bumpy sections have on MHD stability?

J. L. TUCK: In the case of the main θ-pinch, a stationary "rough" system (which is in any case preferable) merely reduces the anisotropy of the θ-pinch plasma due to the loss cone. The MHD stability of the θ-pinch is thus increased.

As for the pointwise instability along the walls within the rough section, this might well occur. I have not performed calculations, but I imagine that enhanced diffusion over a length of one metre or so at the end of a 50-m θ-pinch would be bearable if one thereby achieved a tenfold reduction of the end losses.

V. I. PISTUNOVICH: Does the straight system offer any advantages over the Scyllac system?

J. L. TUCK: I think the Scyllac system is the best way of removing end losses. However, the maintenance of stability at high β requires dynamic stabilization (paper CN-24/K-2).

The advantage of the straight system lies in the simplicity of the magnetic structure. We do not yet know, however, whether this simple magnetic structure is necessary – it is possible that the complicated bumpy structure will work.

TOROIDAL HIGH-β EQUILIBRIA*

A. A. BLANK, H. GRAD AND H. WEITZNER
COURANT INSTITUTE OF MATHEMATICAL SCIENCES,
NEW YORK UNIVERSITY, NEW YORK, N. Y.,
UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

TOROIDAL HIGH-β EQUILIBRIA. To contain a toroidal high-β plasma (e.g., the proposed Scyllac device) requires rather complex fields. In the MHD (scalar pressure) and guiding-centre theories it has been found that under many circumstances static equilibrium solutions do not exist. This difficulty is not resolved with finite resistivity. It is possible that finite Larmor radius could yield solutions, but for the complex geometries which are necessary such a theory does not appear to be feasible.

In the past, high-β equilibria have usually been calculated from the $\beta = 1$ plasma model with field excluded from the plasma at a sharp boundary. But all such equilibria are automatically unstable (dynamic stabilization has been suggested to remedy this). The problem of non-existence of equilibrium solutions does not arise in this model. The same is true of any model with piece-wise constant pressure layers or piece-wise constant distributions $f(\epsilon, \mu)$. Under certain circumstances the plasma fluctuations which would arise from the lack of equilibrium with a continuous pressure profile can be estimated to be small. In such cases the mathematically expedient step-function equilibrium could be expected to give a fairly accurate representation of the plasma both with regard to equilibrium and stability.

The mathematical problem is that of a number of free boundaries separating vacuum field regions (scalar pressure) or $f(\epsilon, \mu)$ regions (satisfying elliptic equations similar to the vacuum field). We have obtained an equilibrium in scalar pressure MHD for arbitrary β as an expansion for a torus of large aspect ratio with a simple helical winding. This equilibrium exists under a wide range of parametric values. There are many different indications of MHD stability of the device and none to the contrary.

1. INTRODUCTION

The simplest free boundary equilibrium configuration consists of a constant pressure, field free plasma separated from a vacuum field by an interface at which B^2 = constant. The problem of finding such equilibria is mathematically identical to the calculation of classical hydrodynamic free boundary flows. The stability of such a plasma equilibrium is given by the simple local criterion that B^2 increase at every point on the interface [1]. The fact that this criterion cannot be satisfied on any smooth interface led to the discovery of the family of stable cusped geometries. A different class of smooth free boundary equilibria is the "M and S" [2]. These are, of course, unstable. The possibility of dynamic stabilization depends primarily on the possibility that the only dangerous modes are certain large wave length modes [3], [4].

There is an obvious generalization of the simple free boundary equilibrium to a step function equilibrium, with several constant pressure regions, each containing a vacuum

* The work was supported by the United States Atomic Energy Commission under Contract No. AT(30-1) 1480.

field, separated at a series of flux surfaces (also current sheets). This equilibrium model has taken on somewhat more significance by the recent discovery that general toroidal equilibria (scalar pressure or guiding-center) cannot be found except under rather special circumstances [5]. One of these special circumstances which bypass the resonance difficulty is the step function equilibrium. Collapsing the currents into sheets eliminates the difficulty. Since the resonance difficulty is an actual physical phenomenon leading to unavoidable plasma fluctuations, the physical significance of the step function model requires interpretation. We suppose that it is possible to estimate the level of fluctuations that would arise from this effect in the actual configuration. If this fluctuation level is small, we can expect a suitable step function model to give an accurate representation. But the fluctuation phenomenon requires a separate investigation since the step function approximation automatically eliminates it, whether it is small or large.

We consider equilibria at arbitrary β, but the greatest interest lies in high β (viz. toroidal θ-pinch). In addition to the evident advantage of high β with regard to a thermonuclear reactor, high β has important advantages with regard to containment. Many difficulties that arise in orbit analysis and in the study of equilibrium are greatly reduced on a short time scale. For example, complex orbit patterns involving transitions between trapped states and resonance difficulties in self-consistent equilibria are much less dangerous if the particles do not circle the torus very many times.

The characteristic feature of stability of the simple free boundary with non-penetrating field is that it is local; absolute stability follows if and only if it is stable with respect to arbitrarily small wavelength disturbances. This property is lost as soon as a small vacuum field is imbedded in the constant pressure region. Although this complicates the stability analysis, it makes stability much more easily attainable.

2. THEORY OF FREE BOUNDARY EQUILIBRIA

Two-dimensional free boundary problems can be solved by using conformal mapping, frequently explicitly [6]. With axial symmetry there are abstract existence theorems and a variety of analytic and numerical approximation techniques [7], [8]. The fully three-dimensional problem is somewhat more complex. Although there are no general existence theorems, the mathematical nature of the problem suggests that this may be a technical rather than an actual difficulty. The most valuable tool at present is analytic perturbation about known solutions in an elementary geometry [9].

The term "free boundary" arises because the shape of the plasma domain, although determined by the external constraints such as coils and fixed conductors, is not known until the problem is solved. There is also an inverse problem in which the shape of the free boundary is given.

This problem is not posed mathematically unless the assumed plasma boundary is analytic. Also, the domain within which the solution exists is not known beforehand. The magnetic field is calculated in the neighborhood of the free boundary, but it must be cut off (by coils or conducting walls) before singularities appear. In two dimensions and in axial symmetry there are explicit formulas for the field in terms of the given analytic free boundary curve [7], [8]. It seems likely that similar explicit formulas can be found for a free boundary with helical symmetry and in some axially symmetric equilibria with field inside the plasma.

In this paper we obtain a toroidal free boundary equilibrium by introducing a large aspect and small helical field perturbation of a straight cylindrical free boundary. This expansion is similar to a "Stellerator" type expansion except that the ordering is different. It is also similar to the helical perturbation of an "M and S" equilibrium [9], but with simpler fields (the latter uses a mirror field and at least two helical windings).

The fact that this expansion can be carried out without observing difficulties from resonances does not shed any light on the mathematical question of the existence of general three-dimensional equilibria. The large number of periodic segments around the torus is likely to mask resonances to any order in an expansion.

3. FREE BOUNDARY CALCULATION

The type of system we are considering can most easily be described in a straight helical field, which we will then bend into a torus. An inner surface of approximately cylindrical shape with radius ρ_o contains the plasma at a constant pressure. On an outer cylinder of radius R_o are wound 2N wires with constant pitch associated with helical number k; the wires carry currents alternately +I and -I. (see Fig.1).

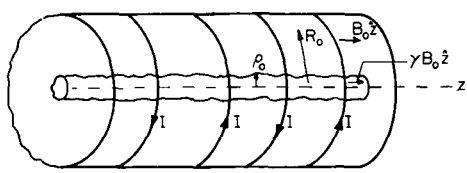


FIG.1. Cylindrical configuration.

The vacuum flux function for such a group of wires in cylindrical polar coordinates (ρ,ϕ,z) is

$$\psi = -\frac{2\mu I N k^2 \rho R_o}{\pi} \sum_{j=0}^{\infty} K'_{(2j+1)N}[(2j+1)NkR_o] \cdot I'_{(2j+1)N}[(2j+1)Nk\rho]\cos[(2j+1)N(\phi-kz)] \qquad (3.1)$$

for $\rho < R_1$. In addition to the given helical magnetic field obtained from ψ, there are given constant fields in the z direction, $B_0\hat{z}$ outside the interface and $\gamma B_0\hat{z}$ inside the interface. In a straight helical system we would seek to determine the surface $\rho(\phi,z)$ and additional inner and outer magnetic fields to satisfy the jump conditions at the boundary of the interface $\rho = \rho(\phi,z)$

$$\hat{n} \cdot \underset{\sim}{B}_{outer} = \hat{n} \cdot \underset{\sim}{B}_{inner} = 0 \tag{3.2}$$

$$\frac{1}{2} B^2_{outer} = \frac{1}{2} B^2_{inner} + p \tag{3.3}$$

where $\underset{\sim}{B}_{outer}$ and $\underset{\sim}{B}_{inner}$ are the limiting magnetic fields on $\rho(\phi,z)$ as one approaches from the outside and inside respectively, and p is the constant plasma pressure. The problem we actually treat is that in which the axis of the cylinders is bent into a large circle of radius R_1, so that the two cylinders are distorted into torii. We use the toroidal coordinates shown in Fig. 2. We assume that $R_0/R_1 << 1$ (and thus $\rho_0/R_1 << 1$) so that we may write the toroidal analog of the fields just introduced as a power series in the parameter ρ/R_1, with the leading term of each field being just the cylindrical term. With this understanding (3.2) and (3.3) again constitute a statement of the equilibrium conditions on the surface $\rho(\phi,z)$ and the inner and outer magnetic fields.

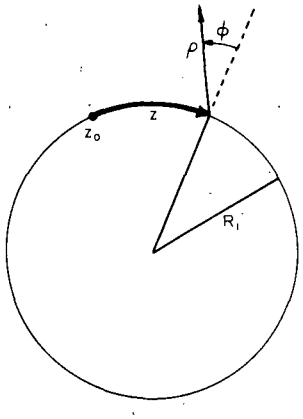


FIG.2. Toroidal coordinates (ρ, ϕ, z) of a point.

The basic expansion parameter is the large toroidal aspect ratio R_1/R_0. In order to obtain explicit formulas we also assume that the plasma surface is only slightly perturbed from a circular cross-section and keep only the leading term in the Bessel expansion (3.1). It is also convenient but not necessary to assume $k\rho_0 << 1$. There are many possible scalings involving the dimensionless parameters $k\rho_0$, kR_0

R_o/R_1, $\mu_o I/R_o B_o$, in addition to N and $\beta = 1-\gamma^2$. It is not convenient to express the orderings explicitly at this point. Instead we describe the relative order in which we wish various terms to appear, give the results in terms of unscaled variables, and finally describe some of the possible orderings. We assume that the fields are ordered so that B_o and γB_o are zeroth order, the first term ($j = 0$) in the series (3.1) is first order and the second and later terms are third order or higher. We assume that the toroidal perturbation of the cylindrical magnetic field starts three orders higher than the field itself. To obtain our result we must consider terms up to and including third order. Only the constant fields $B_o\hat{z}$ and $\gamma B_o\hat{z}$ suffer toroidal perturbations, and the field $B_o\hat{z}$ becomes $B_o\hat{z}(1 - \frac{\rho}{R_1}\cos\phi + \ldots)$.

The actual mechanics of inserting the series expansions into (3.2) and (3.3) obtaining result up to third order are not particularly interesting, but there are several noteworthy points. As is typical of asymptotic series, a computation in any given order introduces arbitrary constants or functions which are only specified in higher order. In the system at hand, a computation to (n+2)nd order will give the free boundary surface to nth order, the fields to (n+1)st order, and partial information on the fields and surfaces to (n+2)nd order. While the computation has been carried only as far as third order, there appear to be enough free functions and constants to carry the solution to any desired order. The detailed computations will be presented elsewhere.

Our principal result is the equation for the toroidal free boundary plasma interface,

$$\rho(\phi,z) = \rho_o\{1 - a\cos(N\phi - Nkz) - b\cos\phi\} \qquad (3.4)$$

The helical distortion, a cos (Nφ-Nkz), is the result that would be obtained for the equivalent free boundary problem in a straight geometry. The toroidal perturbation, b cos φ, represents an inward displacement of the plasma. Specifically,

$$a = \frac{a_1}{(Nk\rho_o)(1-\beta/2)} \qquad (3.5)$$

$$a_1 = \frac{2\mu_o I N^2 k^2 R_o |K_N'(NkR_o)| I_N'(Nk\rho_o)}{\pi B_o} \qquad (3.6)$$

and

$$b = (\rho_o/R_1)b_1 \qquad (3.7)$$

$$b_1 = \frac{(1-\beta/2)}{(N-1)a_1^2} \qquad (3.8)$$

The value of $\beta = 1 - \gamma^2$ enters insensitively. The vacuum result, $\beta = 0$, represents a combined helical and toroidal perturbation of a flux surface. The helical distortion increases with β, and the toroidal perturbation moves the plasma outward as β increases.

The parameter a_1 is a measure of the strength of the helical field; it is actually the ratio of the ρ component of the helical field at radius ρ_o to B_o. The helical distortion, a, is clearly proportional to a_1. The formula for b, the toroidal displacement, inversely proportional to a_1, is also intuitive when we recognize that b is essentially the ratio of the toroidal force of expansion, $(\rho_o/R_1)B_o^2$, to the nominal helical restoring force $a_1^2 B_o^2$. Too much helical current distorts the plasma while too little allows it to escape.

The limitation to small perturbations clearly restricts a and b to be small. The inequality $a < 1$ gives an upper bound to the helical field,

$$a_1 < (Nk\rho_o)(1-\beta/2) \tag{3.9}$$

and $b < 1$ gives a lower bound

$$a_1^2 > \frac{(\rho_o/R_1)(1-\beta/2)}{(N-1)} \tag{3.10}$$

(3.9) and (3.10) are compatible, giving a finite allowable range for a_1, provided that the aspect ratio is sufficiently large,

$$\rho_o/R_1 < (N-1)(Nk\rho_o)^2(1-\beta/2) \tag{3.11}$$

If NkR_o is small, a_1 takes the simpler form

$$a_1 = 2N\alpha\left(\frac{\rho_o}{R_o}\right)^{N-1} \tag{3.12}$$

where

$$\alpha = \frac{\mu_o I}{2\pi R_o B_o} \tag{3.13}$$

is the ratio of the helical current I to the toroidal current in an axial length $2\pi R_o$.

A further condition required to justify the use of only the first term in the Bessel expansion is

$$a_1^2 \gtrsim \frac{Nk\rho_o \, K'_{3N}(3NkR_o) I'_{3N}(3Nk\rho_o)}{K'_N(NkR_o) I'_N(Nk\rho_o)} \tag{3.14}$$

In the special case of small NkR_o this restriction can be made compatible with (3.9) provided that ρ_o/R_o satisfies the mild restriction

$$(\rho_o/R_o)^{2N} \lesssim 3(1-\beta/2)^2(Nk\rho_o) \qquad (3.15)$$

so that the plasma may not approach the coils too closely.

Several different extensions of this analysis could be carried out. The restriction to one term of the Bessel expansion can be lifted easily. With somewhat more labor, a non-circular helical free boundary could be perturbed into a torus. Several free boundaries with piece-wise constant pressure is a minor generalization. The scalar pressure model can be replaced by a guiding-center distribution $f(\varepsilon,\mu)$. The inclusion of a z-pinch current in the interface is possibly undesireable physically, but it greatly simplifies the analysis.

4. STABILITY

A complete analysis of the macro-stability of a configuration as complicated as the one described here is rather difficult. But we can piece together a number of partial results which indicate a strong likelihood of stability.

We separate the problem into perturbations on a scale small compared to the plasma radius, comparable to the plasma radius ρ_o, and comparable to the major radius R_1. For a field excluded, $\beta = 1$, plasma, local stability on the smallest scale implies absolute stability. For a general free boundary, with field on both sides, it is possible to obtain a simple local condition which is necessary and sufficient for stability of all sufficiently small scale perturbations (cf. Appendix). Let us denote by B_1 and B_2 the fields on the outside and inside of the interface respectively. Wherever B_1 is not parallel to B_2 (i.e. where there is shear across the interface), the plasma is locally stable. Wherever B_1 is parallel to B_2 on the interface, we must have $\partial B_1^2/\partial n - \partial B_2^2/\partial n > 0$ (with a common normal n on both sides).

For the equilibrium calculated in the last section, B_1 and B_2 are nowhere parallel if

$$b/a < \frac{1}{2} N \frac{4-3\beta}{2-\beta}. \qquad (4.1)$$

But even when this condition is violated, the $\partial B^2/\partial n$ condition is found to be always satisfied at the points of parallelism. We conclude that for all parameter values (except, of course, $\beta = 1$), the equilibrium is locally stable.

Next we consider a two-dimensional model. Consider an infinite array of alternating straight wires in the

z-direction (Picket Fence). Adding a constant field with components B_x and B_z gives the configuration in Fig. 3. This is a topological torus using periodicity in x and identifying the ends for a specific length z. The coils are helical in relation to the asymptotic field direction (B_x, B_z) as axis.

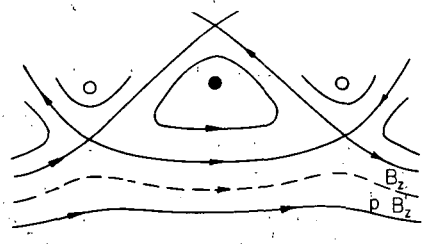


FIG.3. Two-dimensional model.

We can construct a finite β equilibrium by replacing the constant B_z beneath the separatrix by a variable field $B_z(\psi)$, constant on each flux surface, filling the region with plasma $p(\psi)$ such that $p + B_z^2/2\mu_o$ = constant. The (B_x, B_y) field is not altered. A free boundary equilibrium is obtained by choosing a flux surface (beneath the separatrix), replacing B_z beneath by a constant $B_z' < B_z$ and a suitable constant p. A trivial application of the MHD δW yields the result that this finite β free boundary configuration is absolutely stable for all parameter values. This strongly supports the hypothesis of short wavelength stability of the toroidal equilibrium.

Next we refer to the stability analysis of a toroidal free boundary without helical fields [10]. It has been shown that the toroidal normal modes approach the cylindrical modes as the aspect ratio increases, except for $k \sim 0$. All of the cylindrical modes are stable (there is no B_θ) [10]; [11]; hence if δW is bounded away from zero, then the small toroidal and helical perturbations of the equilibrium should leave δW positive. The only potentially unstable modes in our system can occur for δW small, i.e. for $k \sim 0$ or m large. The large m modes are essentially the local modes already treated and found stable. Thus the only questionable remaining modes correspond to $k \sim 0$.

Finally consider the property of the equilibrium that it moves outward as β increases. The toroidal field applies a net outward magnetic pressure on the plasma column, increasing with β. The fact that the plasma moves outward indicates that equilibrium is achieved by a restoring inward force provided by the helical field. This indicates stability against a specific long wavelength mode.

Much more can be done to investigate the stability of these equilibria. The most complete analysis would involve an expansion of δW to correspond to the equilibrium expansion; this is very complicated but feasible, as only small k modes are important.

5. CONCLUSION

By a perturbation expansion in large toroidal aspect ratio we have found that it is possible to maintain an arbitrary β plasma, similar to a θ-pinch, in equilibrium by application of a single helical winding. There is a wide range of parameter values, geometrical and magnetic, which guarantee mild distortion of the plasma shape and little displacement of the plasma from the center of the coils. There are many indications for MHD stability and none to the contrary.

APPENDIX. Local Stability Criterion

Consider an interface which separates two regions of constant pressure and vacuum field, B_1 and B_2. Stability is governed by

$$\delta W = \frac{1}{2}\int_D \{(\delta B)^2/\mu_o + p(\mathrm{div}\ \xi)^2\}dV$$

$$+ \frac{1}{2}\int_S \xi_n^2[\frac{\partial}{\partial n}(p+B^2/2\mu_o)]dS$$

where $[\phi]$ is the jump in ϕ across the interface.

First consider the neighborhood of a point on the interface where B_1 and B_2 are not parallel. We can ignore $(\mathrm{div}\ \xi)^2$ and show that for ξ confined to a small cylinder of radius r near the interface, the volume term dominates the surface term by a factor of order $1/r$. The system is therefore stable to such localized perturbations.

Next consider the neighborhood of a point on the interface where B_1 is parallel to B_2. If the surface integral is positive, then the system is clearly stable. If the surface integral is negative, exactly the same analysis as for a free boundary with field on only one side [12] shows that a local perturbation ξ can be found for which the surface term dominates the volume term; the system is therefore unstable.

The expression $[\partial/\partial n(p+B^2/2\mu_o)]$ is equal to $\kappa(B_1^2-B_2^2)$ where κ is the curvature of the geodesic which is tangent to both B_1 and B_2.

REFERENCES

[1] Grad, H., Motion and stability of free surfaces, WASH 289 (1955) 115.

[2] Meyer, F. and Schmidt, H., Zeitschrift für Naturforschung 3a (1968) 1005.

[3] Proposal for a toroidal theta-pinch (Scyllac), Appendix VI, Los Alamos Sci. Lab. Rep. LA 3487-MS.

[4] Morse, R. L., Phys. Fluids 10 (1967) 1017.

[5] Grad, H., Phys. Fluids 10 (1967) 137.

[6] Berkowitz, J. et. al., Cusped geometries, Proc 2nd UN Int. Conf. PUAE 31 (1958) 171.

[7] Gilbarg, D., "Jets and cavities," Handbuch der Physik, IX (FLUGGE, S., Ed.), Springer-Verlag, Berlin (1960).

[8] Garabedian, P. R., Partial Differential Equations, Chap. 15, McGraw-Hill, New York (1964).

[9] Johnson, J. L., Morse, R. L., and Riesenfeld, W. B., Hydromagnetic equilibrium of a thin-skin finite beta toroidal plasma, Los Alamos Sci. Lab. Rep. LA-3770, Paper B2 (1967).

[10] Lüst, R., Suydam, B. R., Richtmyer, R. D., Rotenberg, A. and Levy, D., Phys. Fluids 4 (1961) 891.

[11] Rosenbluth, M., Stability of the pinch, Los Alamos Sci. Lab. Rep. No. 2030 (1956).

[12] Berkowitz, J., Grad, H., and Rubin, H., Problems in magnetohydrodynamic stability, Proc 2nd UN Int. Conf. PUAE 31 (1958) 177.

DISCUSSION

P.C.T. van der LAAN: I do not think your theory is applicable to plasmas produced by rapid implosion (i.e. pinches). In such configurations, the fields outside the dense plasma are not usually vacuum fields; force-free currents flowing in the low-density plasma outside the pinch modify the fields considerably. In such modified fields, it may be easier to obtain equilibrium and stability (e.g. screw pinch - see paper CN-24/B-10).

K. WEITZNER: The replacement of vacuum fields by force-free fields only simplifies the problem of obtaining an equilibrium and can only improve stability. If such fields are needed (and in many experimental situations they are not), they may easily be produced.

H. WOBIG: At the beginning of your presentation you talked about the non-existence of MHD equilibria without toroidal symmetry and with smooth pressure distribution. Have you proved this in a rigorous mathematical manner, or does this statement mean that theoreticians have not yet found such equilibria?

K. WEITZNER: H. Grad (Physics of Fluids, 1967) has discussed this question extensively. Non-existence theorems are extremely difficult to obtain, and none is available for the problem in question. However, it is not that merely no equilibrium has been found, rather the supposed existence of a smooth equilibrium strongly suggests conclusions inconsistent with the equilibrium itself. It would be fair to state that most analysts who have

considered this problem do not believe that a non-symmetric equilibrium with non-constant pressure can exist.

W. LOTZ: Is there any hope that the step function approximation you used in your computations has anything to do with reality? In our experiments, we always have continuous distributions of currents and densities. You mention in your paper that for continuous distributions no stable equilibrium has yet been found.

K. WEITZNER: As I have just said, the problem of the non-existence of equilibrium in non-symmetric tori has been discussed by Grad. It is possible to obtain formal expansions of equilibria with a pressure profile, and it has been done here at Novosibirsk. We prefer equilibria that may in fact exist. The sharp discontinuity may be smoothed out by finite Larmor radius effects, or one may assume an optimistically low level of fluctuations in the system.

F. L. RIBE: The question of the stability of long-wavelength MHD modes has not been settled. However, owing to the shear across the high-β interface, there is reason to hope for stability of these modes. If so, this twisted-multipole configuration offers an attractive possibility for a high-β torus, such as the projected Scyllac θ-pinch, since no dynamic stabilization would be required.

The good agreement in the Culham experiments between measured Haas-Wesson growth rates and those calculated from thin-skinned free boundaries strongly suggests that this theoretical approximation has relevance to actual diffuse density disturbances in θ-pinch plasmas.

A THETA-PINCH EXPERIMENT OF A VERY-LOW-DENSITY PLASMA PREHEATED BY ION CYCLOTRON RESONANCE HEATING (QP-MACHINE)

A. MIYAHARA, K. MATSUURA, G. HORIKOSHI, T. SATO, T. KURODA, M. MASUZAKI, H. TOYAMA, S. FUJIWAKA, C. KUWABARA, T. TSUZUKI, H. ISHIMARU AND S. NAGAO
INSTITUTE OF PLASMA PHYSICS, NAGOYA UNIVERSITY, NAGOYA, JAPAN

Abstract

A THETA-PINCH EXPERIMENT OF A VERY-LOW-DENSITY PLASMA PREHEATED BY ION CYCLOTRON RESONANCE HEATING (QP-MACHINE). A fully ionized steady-state plasma is prepared in a QP machine by pumping out the neutral particles in a high-current PIG discharge. In the plasma stream thus obtained ion cyclotron waves are excited by a Stix-type induction coil at a frequency close to the gyrofrequency of the ion. The plasma is then heated by the cyclotron damping of the waves in the weaker beach field. Characteristic parameters of the plasma thus prepared for a theta-pinch experiment are: density varying from 1×10^{10} to $\sim 5 \times 10^{12}$ particles cm^{-3}; ion temperature 200 eV (without ion cyclotron resonance heating, 10 eV); electron temperature 10 eV; plasma column diameter 6 cm. A fast rising magnetic field with a peak value of 71 kG and a half period of 5 μs is applied to the plasma in the beach field section of the machine, whose strength is variable from 1.5 to 5 kG. The single-turn coil used is 50 cm long and 10 cm in diameter. Observations are made by using an image-converter camera, spectrometers in visible and ultra-violet regions, microwave interferometer and diamagnetic loops. Ion-energy distribution is measured by an electrostatic energy analyser located at end-on-view positions.

The main interest of this experiment is focussed on the behaviour of the plasma of very-low-density regime of theta pinch. A simplified model of a pinch discharge gives a temperature rise of more than 1 KeV, the trapping of the reverse field and the consequent electron-temperature rise of the plasma as well as its instabilities are investigated.

1. INTRODUCTION

The plasma behaviour of the low-pressure theta pinch has been the subject of various investigations in recent years. A previous report [11] dealt with the adiabatic compression of a QP plasma, that is a highly ionized, steady-state plasma with a density of about 10^{12} particles/cm^3. Because of the steady plasma flow in the QP machine, the rise time of the magnetic field must be short compared with the transit time of the ions through the compression coil, which is given by the coil length L divided by plasma flow velocity v_z and amounts to about 10 to 50 μs.

In the experiment reported in this paper, it has been attempted to compress the plasma with a fast-rising theta pinch instead of applying the rather slow adiabatic compression as was done before. Unfortunately, the experiments can only be done with bias fields, but the density can be varied continuously from 10^{10} to 10^{12} particles/cm^3. In such a low-density theta pinch, diagnostic methods for ordinary theta pinches cannot be applied, and the plasma behaviour is also very different from the ordinary theta-pinch plasma.

TABLE I. TYPICAL PARAMETERS OF THE QP PLASMA AT PORT 4
Operating condition of PIG: Anode voltage = 150 V; discharge current = 40 A; filling pressure of PIG tube = 5×10^{-4} Torr in H_2

Electron density (n_e)	1.2×10^{12} particles/cm^3
Electron temperature (kT_e)	~ 10 eV
Plasma potential (V_p)	close to anode potential
Plasma diameter (D_p)	5 cm
Neutral pressure (P_0)	1×10^{-5} Torr

On the other hand, it may be interesting to examine the plasma behaviour in terms of the parameter T_i / T_e. Without pre-heating by ion cyclotron resonance heating, T_i / T_e is approximately 1, but with pre-heating, it becomes about 10. A comparison of these two cases is attempted. Ion cyclotron resonance heating itself has however also various difficult problems so that we also give the descriptions of the ICRH experiments.

2. THE QP PLASMA

Before heating the plasma, it is necessary to investigate the basic parameters of initial QP plasma, such as temperature, density, flow velocity. In the QP machine, steady-state plasma flow is produced in the PIG plasma source with diverter-type magnetic field configurations [2]. This configuration has the advantage of low noise level and makes it easy to change the plasma diameter. In addition, engineering improvements of gas-flow control, discharge control and cathode material are accomplished, and we can obtain fairly sharp-boundary plasma of homogeneous density.

As the plasma flows down the magnetic channel, the plasma parameters vary along the axis. These parameters are influenced by the operating condition of PIG plasma source, and in some extreme cases, the plasma shows violent instabilities. The typical parameters of the QP plasma are summarized in Table I. As illustrated in Fig. 1, the density decreases remarkably along the magnetic field; this loss is independent of the magnetic field strength. The experimental arrangement of the QP machine is shown in Fig. 2.

3. ION CYCLOTRON RESONANCE HEATING OF THE QP PLASMA

To heat the QP plasma with a density of more than 10^{11} particles/cm^3, ion cyclotron waves were excited in the plasma cylinder in a uniform field by a Stix-type induction coil and then randomized in a slightly weaker beach field. The characteristic features of the wave excitation and propagation were reported previously [1], and show fairly good agreement with theory.

It was, however, difficult to detect the effects of the resonance heating by a diamagnetic loop since for the QP plasma it was necessary to discriminate the decrease of the static field of a fraction of one gauss in the main magnetic field of about 2 to 3 kG. In the present experiments, this difficulty was overcome by a low-frequency modulation of 15 Hz of the plasma density

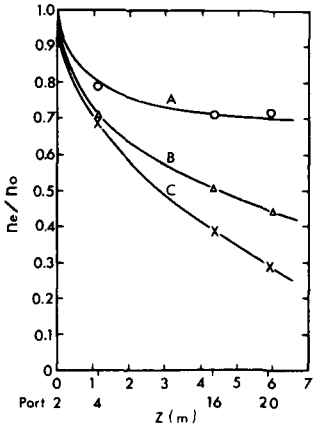


FIG. 1. Electron density decrease along the magnetic field. The parameter is the flow rate of hydrogen gas. (A) 0.08 Torr · ℓ/s; (B) 0.6 Torr · ℓ/s; (C) 2.4 Torr · ℓ/s.

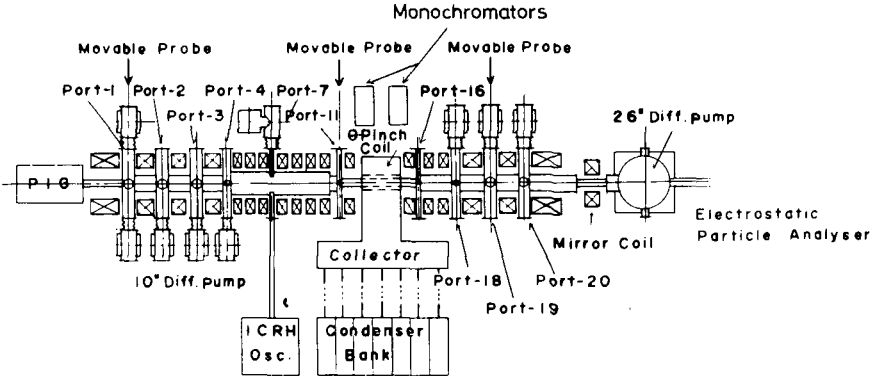


FIG. 2. Experimental arrangement of the QP machine.

through the voltage of the PIG discharge or by the 100% amplitude modulation of the 20 kW rf power oscillator. To find the maximum efficiency of plasma heating, two types of exciting coils were tested. Both of them are shown in Fig. 3. The length of one of them is two wavelengths (coil A), and of the other is one wavelength (coil B). Qualitatively speaking, as shown in Fig. 4, the plasma loading expressed by the ratio of the decrement of the rf voltage with plasma to the rf voltage across the Stix coil without plasma for coil A is twice as much as that for coil B. For example, if the plasma has a diameter of 6 cm, a density of 1×10^{12} particles/cm^3, and an axial velocity

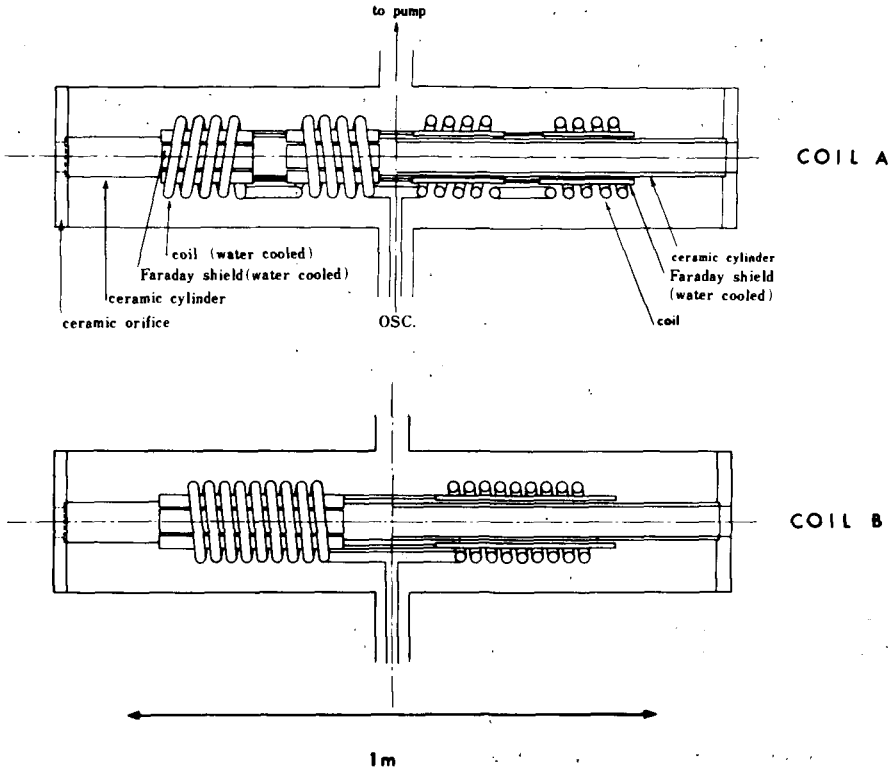


FIG.3. A schematic diagram of ion cyclotron resonance heating coils.

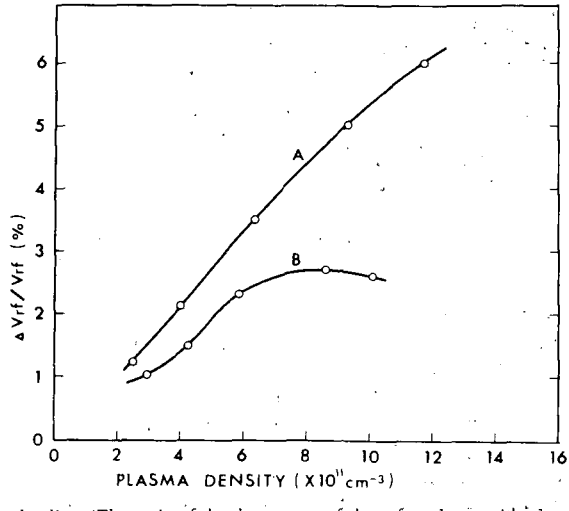


FIG.4. Plasma loading (The ratio of the decrement of the r.f. voltage with plasma to the voltage across the Stix coil without plasma) vs plasma density. (A) coil A; (B) coil B.

along the magnetic field of 10^6 cm/s, the equivalent ionic current will be equal to 6.4 A. Therefore, the plasma loading of 640 W (about 3% loading) corresponds to an ion temperature increase of 100 eV and 6% plasma loading corresponds to an increase of 200 eV. However, the measurements by a diamagnetic probe in the beach region show that the ion temperature under such conditions is much lower than that expected from the plasma loading, as shown in Fig. 5. Also the significant difference of the plasma heating

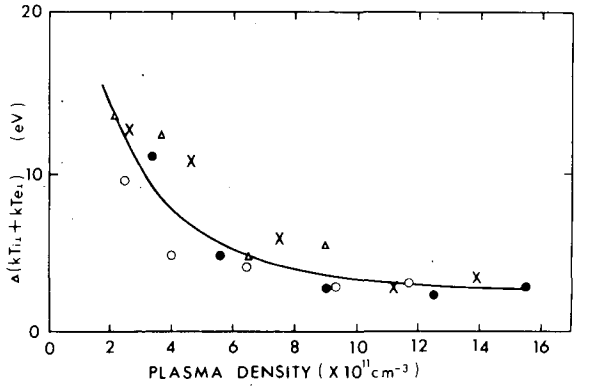


FIG. 5. Diamagnetic temperature vs ion density. Plasma diameter:
○ 0.8 cm ● 6.2 cm × 4.9 cm △ 3.5 cm.

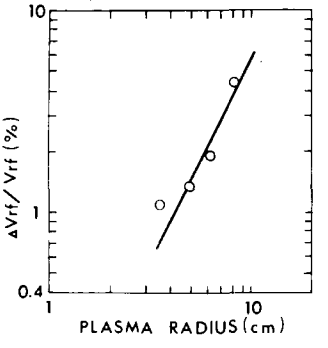


FIG. 6. Plasma loading (the ratio of the decrement of the r.f. voltage with plasma to the r.f. voltage across the Stix coil without plasma) vs plasma diameter.

efficiency between coil A and coil B is rather obscure. Thus it may be concluded that for a density of the order of 10^{12} particles/cm^3, the rf power is mainly absorbed into other modes rather than the ion cyclotron wave mode which will be randomized in the beach field. This discrepancy between plasma loading and the diamagnetic measurement will be re-examined by further experiments.

The variations of plasma loading versus the plasma diameter (of the absorption layer) were also measured for coil A and coil B as shown in Fig. 6. If the plasma loading is proportional to the square of the plasma-column diameter, the heating efficiency will remain unaltered by a variation of the

plasma diameter. When it increases more rapidly than the square of the plasma diameter as predicted by theory [3], the heating efficiency will be improved. The results were in contradiction with the theory of homogeneous plasma with sharp boundary.

4. A THETA-PINCH EXPERIMENT

A theta-pinch experiment with the QP machine was carried out with a one-turn coil located in the weak field region or the beach section of ion cyclotron resonance heating. In the experiments reported previously [1] it was observed that the total number of plasma particles trapped in the weak field region increased to a value which was about 20% larger than that of the plasma stream in the uniform region. When the rise time of the compression field was about half a millisecond simple application of a stronger field for plasma compression showed that the particles trapped in the weak field were lost within 20 microseconds or so, before the peak of the compression field was attained. Thus, in the present experiment, the rise time of the field was shortened by about 2.5 microseconds so that the field strength could vary appreciably during the time the ions need to pass through the compression coil, which is 10 cm in diameter and 50 cm in length. The maximum energy of the condenser bank is about 100 kJ, and 70% of the total energy can be fed into the coil at maximum charging voltage. The maximum field strength is, thus, about 71 kG, 25-40 times as great as the static field of the QP machine. These bank parameters are summarized in Table II.

To measure the ion energy or the ion temperature during compression, the ion analyser was installed at the wall in the burial chamber [4]. In Fig. 2, a schematic diagram of the experimental set-up of the particle analyser for the theta-pinch experiment is shown. The ion analyser is of the focusing electrostatic-deflection type. It has an energy-acceptance band width of about 2 to 1.5% for an energy range of 10 eV to 13 keV. The hot or accelerated ions coming from the end surface of the theta pinch were guided along the

TABLE II. ELECTRICAL CHARACTERISTICS OF THE CONDENSER BANK

Voltage	50 kV
Capacity	88 μF
Energy	110 kJ
Bank inductance	2.5 nH
Collector inductance	5.1 nH
Coil inductance	18 nH
Total inductance	25.6 nH
Half period	4.7 μs
Peak current	2.94 MA
Peak magnetic field	71 kG
Peak electric field	1.1 kV/cm

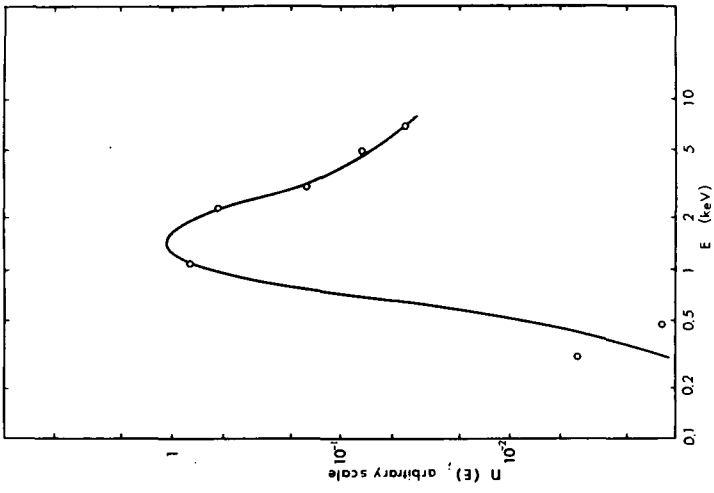


FIG.8. An example of the energy spectrum of ions leaving the coil region in the second half-cycle.

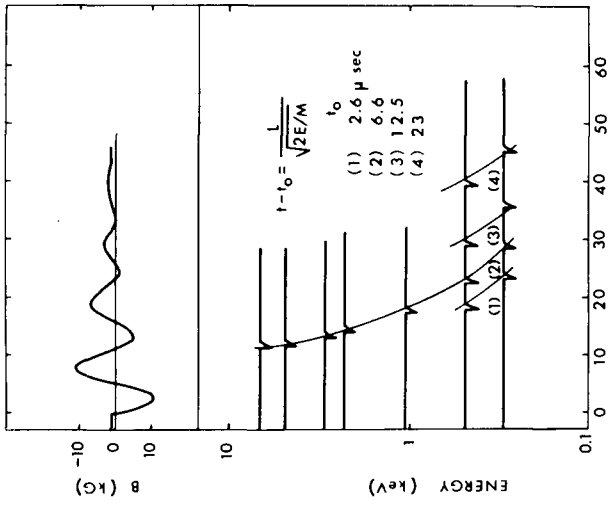


FIG.7. Time relation between magnetic field and detected ions. E: ion energy; L: distance between the coil centre and incident slit of analyser; t_0: time at which the ions leave the coil region; M: ion mass.

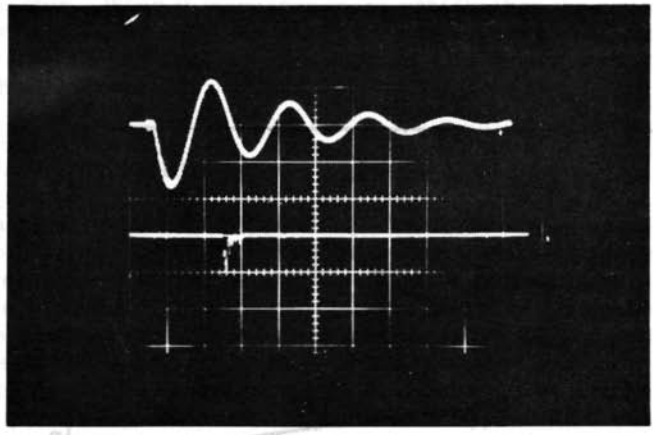


FIG. 9. Signal of ions leaving the coil region in the second half-cycle. Bias field: - 960 G; maximum compression field: 16 kG; ion energy: 13 keV.

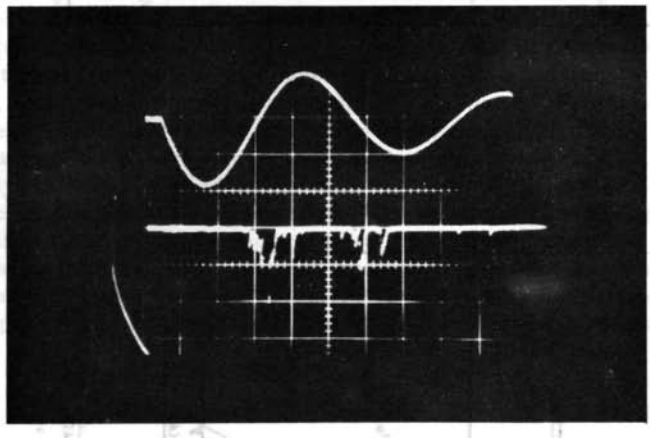


FIG. 10. Signal of ions leaving the coil region in the first half-cycle. Bias field: - 640 G; maximum compression field: 16 kG; ion energy: 13 keV.

magnetic channel and flew into the analyser. As the background pressure was less than 4×10^{-6} Torr in the magnetic channel and about 1×10^{-5} Torr in the burial chamber, the effect of charge-exchange scattering was negligible. Inside the analyser, the operating pressure achieved by means of differential pumping was about 1×10^{-6} Torr.

The experimental procedure consisted of setting the analyser to detect particles of a given energy and of examining several shots for each set value. Signals from the energy analyser were displayed on the dual-beam synchroscope pattern with the reference to the magnetic field. The distance between the theta-pinch coil center and the incident slit of the analyser is 5.3 m.

Fig. 7 shows the time relation between the detected ions and the magnetic field. The bias field is 960 G and negative. The ions escape from the coil shortly before the field reaches its maximum. These escape times are

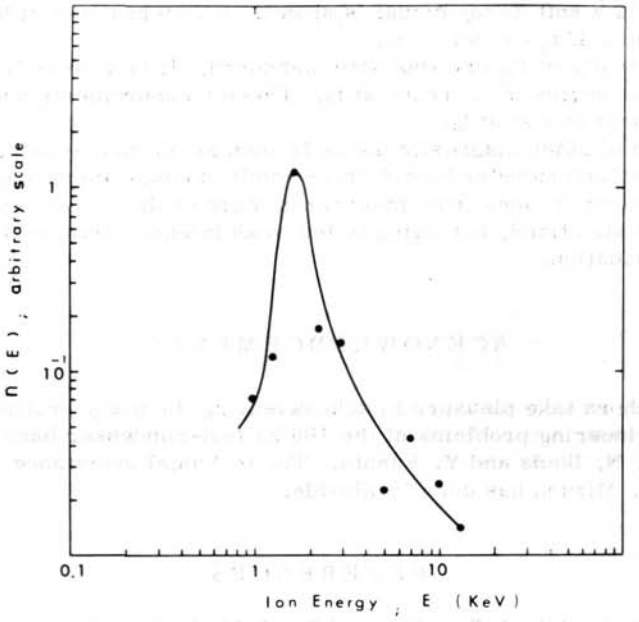


FIG.11. An example of the energy spectrum of ions leaving the coil region in the first half-cycle: t_0 = 1 μs.

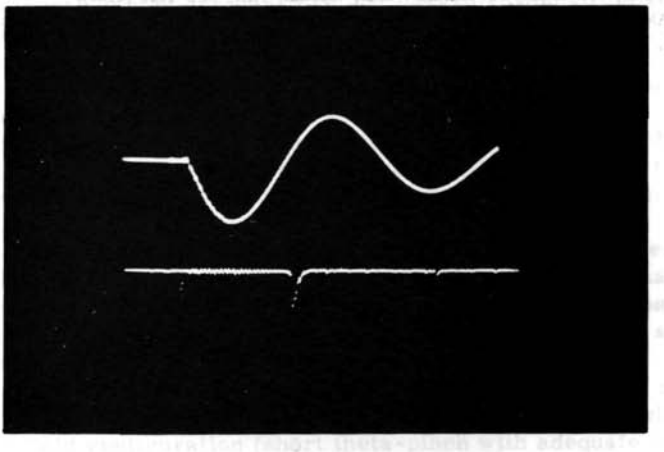


FIG.12. Signal of soft X-ray; bias field: - 960 G; maximum compression field: 16 kG.

shown as the t_0's in the figure. It is interesting to note than when the bias field is 960 G, the ions leaving the coil region in the second half cycle have higher energy components (Fig. 9). In the case of lower bias field the high-energy ions come to leave the coil region in the first half cycle (Fig. 10). Examples of the measured energy spectra of such ions are shown in Figs 8 and 11.

In Fig. 12 a soft X-ray signal is shown. It appears only at the beginning of the second half cycle before t_0.

The intensity of H_β line was also measured. It increases from the time $t = 0$ and then begins to decrease at t_0. These measurements seem to suggest that the plasma is lost at t_0.

The use of other diagnostic methods such as an image-converter camera, microwave interferometer for electron-density measurements and light signals of impurity lines from monochromators of the visible and ultraviolet regions was also tried, but owing to the weak intensity they could not give enough information.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors take pleasure in acknowledging the many profitable discussions of engineering problems of the 100 kJ fast-condenser bank with Messrs M. Sugiura, N. Ikeda and Y. Funato. The technical assistance of Messrs Y. Ito and I. Mizuno has been invaluable.

REFERENCES

[1] MATSUURA, K. et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Culham, 1965) 2, IAEA, Vienna (1966) 863.

[2] HORIKOSHI, G. et al. in A Survey of Phenomena in Ionized Gases (Proc. 8th Int. Conf. Vienna, 1967) IAEA, Vienna (1968) 550.

[3] STIX, T. H., The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill, New York (1962).

[4] BINGHAM, R. L. et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Culham, 1965) 1, IAEA, Vienna (1966) 301.

VERY-HIGH-DENSITY THETA-PINCH

J. J. HAMM, H. KNOEPFEL, H. KRÖGLER, J. G. LINHART AND R. VERBEEK
LABORATORI GAS IONIZZATI (ASSOCIAZIONE EURATOM-CNEN), FRASCATI, ROME, ITALY.

Abstract

VERY-HIGH-DENSITY THETA-PINCH. A series of experiments is described in which strong magnetic fields (100 - 400 kG) are used to generate theta-pinches with very high ion densities ($n_i > 10^{17}$ cm^{-3}). The energy source is either a condenser bank (200 kJ, 15 kV) or an explosively driven energy generator with final magnetic fields of up to 400 kG.

To minimize the axial plasma loss and to increase the heating towards the end of plasma compression, the reversed trapped-magnetic-field configuration is used. The rate of flux decay and the onset of instabilities have been determined as a function of the most important parameters involved in the final experiment (dB/dt, density) and compared with numerical computations.

Some unconventional techniques are applied in this experiment as, for example, explosively driven magnetic flux compression to generate rapidly increasing high magnetic fields and switching by means of explosives and conductors cut by detonating explosive strips in order to obtain the necessary dB/dt values between 10^{10} and 10^{11} Gs^{-1}.

1. INTRODUCTION

The interest in high-temperature and very-high-density plasma is not only related to its intrinsic physical and experimental aspects but also to the problem of thermonuclear fusion since this plasma could be used as the basis of a pulsed fusion reactor [1], or at least of part of it (e.g. the injection phase).

Recent progress in very-high-density plasma ($n \gtrsim 10^{18}$ cm^{-3}) of interest for fusion research has nearly exclusively been due to focus experiments in which, however, the final plasma volume is still very small.

Having considered various well known experimental schemes in this field we concluded that the theta-pinch with reversed trapped magnetic field to which a large outer field ($\gtrsim$ 500 kG) is applied, could possibly produce the wanted plasmas in volumes of the order of at least some cm^3 (see also Ref. [2] for an earlier proposal).

In this paper we describe an experimental effort developed along this line [3], which includes (a) the preformation of a suitable plasma in a closed field configuration (short theta-pinch with adequate trapped flux) and its study, (b) the preparation of an explosively driven current generator giving approximately the required field pulse, and (c) the combination of the two systems in a successful series of 5 single-shot experiments, whose results, although preliminary, are in some respects encouraging.

To study the relative importance of the many parameters appearing in this experiment (particularly the initial density and the unusual field pulse delivered by the explosively driven generator), a series of examples were solved numerically on the basis of the Hain-Roberts-Fisher code

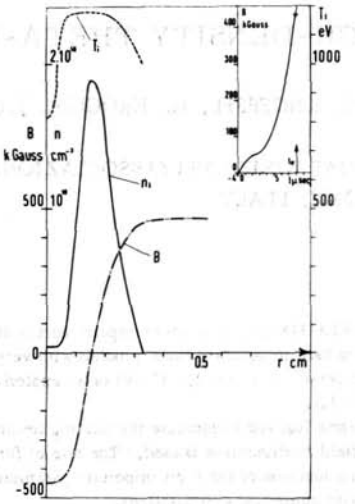


FIG. 1. Theta-pinch parameters corresponding to a particular driving field (see insert), as calculated by the Hain-Roberts-Fisher code. Initial conditions: 100 m Torr pure D_2, T_i = 1 eV, r_0 = 3 cm, 20% preionization.

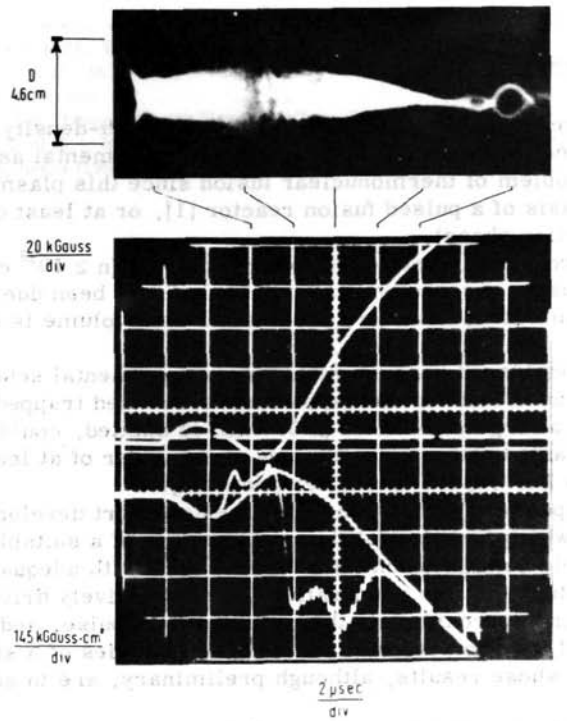


FIG. 2. Streak photograph of the pinch, magnetic field inside the coil (upper trace) and signal of the diamagnetic double probes (lower traces). The oscillogram shows the superposition of two shots: one with the tube filled with deuterium at 400 m Torr, the other one with the tube evacuated.

developed at Culham. Although these results have only indicative significance with respect to our particular theta-pinch configuration, they were nevertheless instructive and useful for the choice of the working parameters. A typical result is illustrated in Fig.1, in which case an ion temperature of 1.2 keV is obtained in a plasma with a density of 2×10^{18} cm^{-3}, when the external field amounts to 460 kG.

2. INDOOR EXPERIMENTS

A theta-pinch experiment has been performed, the principal goal of which was to determine the most convenient set of working parameters for the outdoor experiment. In particular, the stability and the trapping of magnetic flux in a short and high-density theta-pinch was studied experimentally, essentially by varying the pressure (50-500 m Torr) and the increase of the initial field ($0.6 - 2.1 \times 10^{10}$ Gs^{-1}).

The cylindrical coil having a bore of 5.3 cm and a length of 20 cm was connected to three capacitor banks: a polarization bank (52 kJ, 9 kV), a pre-ionization bank (9.6 kJ, 40 kV, quarter period 1.8 μs) and a main bank (200 kJ, 15 kV) producing a maximum field of 145 kG in 12 μs (Fig.2). The discharge tube has a bore of 4.7 cm and a length of 60 cm and is connected to a filling system, which allows a basic vacuum of 2×10^{-7} Torr. The diagnostic means include framing camera, streak camera (mod. EL 085/IPP), compensated diamagnetic probes [4], conventional magnetic probes and neutron detectors.

A typical experiment at 400 m Torr deuterium is illustrated in Fig.2. The difference between the two traces in the lower part of the oscillogram in Fig.2 (signal and zero line of the compensated probes) is proportional to the trapped flux of the theta-pinch [4]. From the radial oscillations shown on the streak photograph after implosion we deduce the mass per unit length of the plasma [5] and consequently (from the optically determined thickness of the hollow pinch) we estimate the density: in this case it amounts to about 3×10^{17} cm^{-3}. The simultaneous bumps of the diamagnetic signal and of the luminous plasma column is a direct consequence of the axial contraction of the pinch. At about 4.5 μs after the implosion, the compressed plasma splits into two rotating filaments [6], at which moment the trapped flux has disappeared (some of it, however, by normal resistive diffusion as estimated from the plasma radii and from a mean temperature of 100-200 eV).

The main bank is applied at the first minimum of the pre-ionization field (Fig.2) (at lower pressures at the second minimum). This somewhat unusual mode of operation was chosen because, on the one hand, it yields highly reproducible results and is most suited for later applications, and, on the other hand, conventional operation of our pre-ionization bank (say at least 30 μs before the main bank) reduced the pressure in the coil region as the plasma is expelled axially by the early pre-ionization discharge.

The most important results of this study in view of the proposed applications and our experimental conditions, can be summarized as follows:

a) High pressures: Operation at pressures above 200 m Torr D_2 (a range which is poorly documented in literature) presents no difficul-

ties; pre-ionization occurs more easily (up to 90 % ionization) and appearance of instabilities and flux loss remain about the same as at lower pressures (Fig.3).

b) Flux trapping: The amount of reversed trapped flux can be controlled within the range shown in Fig.3 by the instant at which the main bank is discharged and by the amplitude of the bias field. The trapped flux depends also on the initial dB/dt of the main bank: a variation of dB/dt from the usual 2.1×10^{10} to 1.8×10^{10} Gs^{-1} reduces the trapped flux by 12%. For simplicity, an e-folding time has been assigned to the flux decay and the results (Fig.3) show that for the most important cases this time lies between 2 and 3 μs.

c) Instabilities: As can be seen both from the streak photograph and the oscillogram of Fig.2, the theta-pinch is first subject to an axial contraction due to the relatively large trapped flux [7]. Independently of this effect, rotational instabilities appear later on (at about 4μs). This means that the pinch disappears before the maximum field is applied.

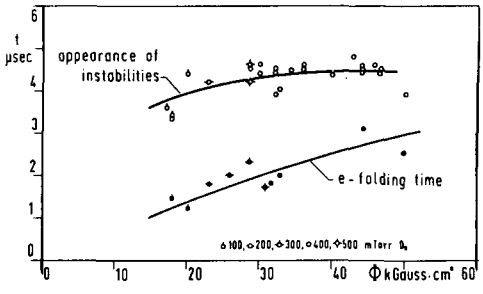


FIG.3. Appearance of rotational instability and e-folding time of trapped magnetic flux.

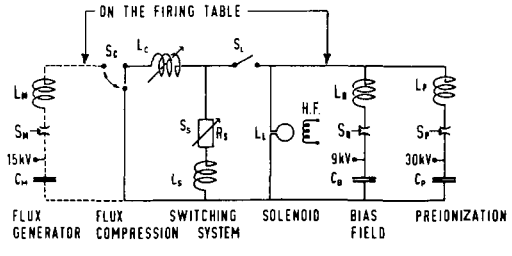


FIG.4. Schematic circuit of the explosive driven theta-pinch. The inductances have the following values in nH: L_M (50); L_S (12); L_L (12.3); L_B (1000); L_P (150); $L_{C,0}$ (900).

3. EXPLOSIVE-DRIVEN FIELD GENERATOR

The extension of the previously described experiment to higher magnetic fields and energies is made with an explosively driven field generator, whose working principle can be understood by analysing the left-hand part of the circuit drawn in Fig.4. By suitably operating the switches S_M and S_C, the capacitor bank C_M is discharged through the

field generator including the inductance L_C, L_S, and the resistance R_S. When the current reaches its maximum I_0, the explosively operated switch S_C is flipped back and the circuit including I_C, L_S and R_S closes by itself. Reduction of the variable inductance L_C driven by external forces (explosives) increases the current and the magnetic energy in the generator. When the switch S_L is closed and S_S eventually opened (i.e.the resistance R_S increased to large values) a part of the magnetic energy is transferred to the solenoid L_L. The operation of similar explosive systems is discussed in more detail in Ref. [8], where generators are described which produce up to 700 kG in solenoids with a volume of nearly one litre, corresponding to a magnetic energy of about 2 MJ.

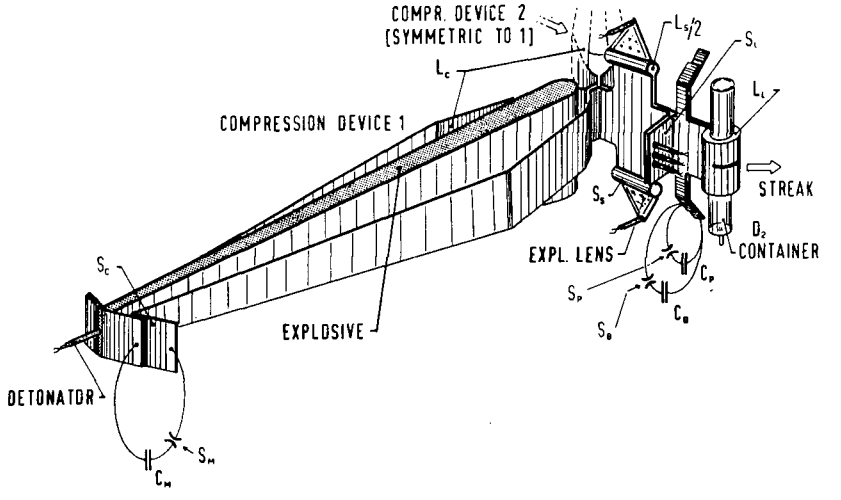


FIG.5. Sketch of the combined experiment (one compression device is about 100 cm long).

Figure 5 shows how the generator has been realized in practice for this particular experiment (device type 122P). The variable inductance L_C is represented by two compression devices, in which the two plate-conductors in the centre (containing solid explosives) are propelled down the compression volume by the proceeding detonation wave, thereby reducing the volume, i.e. inductance, of the circuit. The opening process of the switch S_S is realized by cutting the two crowbarring conductors by an explosive action, whereas the closing switch S_L is represented by three detonators, which break up the insulating foil between the two plate electrodes (time jitter less than $\pm$ 0.2 μs). The device 122P generates a final pulse of nearly 400 kG in a solenoid of 5.3 cm bore and 20 cm length (Table I).

4. COMBINED OUTDOOR EXPERIMENTS

A preliminary series of experiments has been carried out by combining the theta-pinch investigated previously and the explosively driven field generator. Figure 6 shows the mounting of the experiment on the firing site just before the shot.

TABLE I. COMBINED EXPERIMENTS

Shot number	B_{max} (kG)	Rise time t (μs)	$\left(\frac{dB}{dt}\right)_{max}$ (10^{10} G/s)	neutrons	p_0 (m Torr)	Remarks
910	320	9.5	7	$5 \cdot 10^7$	< 400	No direct preionization
911	380	10	6	$< 10^6$	400	Preionization at 2nd half cycle
912	360	9	7	$< 10^5$	100	Preionization as in Fig.7d.
913	200	5	5	$< 10^6$	100	Preionization as in Fig.7d.
914	360	10	6	-	400	Only slightly ionized (no diamagnetism)

The unusual environment and experimental conditions required particular measures also as far as the theta-pinch experiment is concerned. The deuterium gas, for example, fills a sealed pyrex tube (bore 4.6 cm, length 60 cm) which has previously gone through a degassing procedure. Various tests have confirmed that the deuterium remains pure (> 99.9%) and constant in pressure over many days and that this filling technique does not alter the theta-pinch dynamics. On the other hand, when the experiment is mounted at the firing site in the open, breakdown does not occur under the conditions identical with those in the laboratory (this being probably due to an alteration of the electron affinity of the glass surface when exposed to sun light): Reproducible breakdown conditions are re-established by applying an inductively coupled H.F. (14 MHz) pre-ionization shortly before the shot.

The same diagnostic techniques and capacitor banks as in the indoor experiment are applied: the main bank now serves as a magnetic flux source for the explosively driven generator. In some of the experiments the theta-pinch was pre-formed by discharge of the polarization and preionization banks into the solenoid before the explosively compressed flux was switched into it (Fig. 7b, c); in a few other experiments the preionization bank was not operated and the plasma was formed directly by the main field pulse. A similar experiment, in which a z-pinch preionization was used is reported by the Los Alamos group in Ref. [9].

The life history of a typical experiment is partly illustrated by the oscillograms of Fig.7 where the blanking spots allow a precise time-correlation of the various traces. In particular, the oscillograms 7 b, c reproduce the magnetic field in the coil (bias, pre-ionization and compression field obtained by a convenient operation of the explosively driven switches S_S and S_L). In Fig.7c the signal of a diamagnetic probe attests to the generation and the flux trapping of a reversed theta-pinch (which can in general also be checked with the streak camera), whereas in Fig.7d the output of a scintillator neutron detector is recorded: in this case we consider that no neutrons are produced although the single pulse in the centre would correspond to a measured neutron in amplitude and

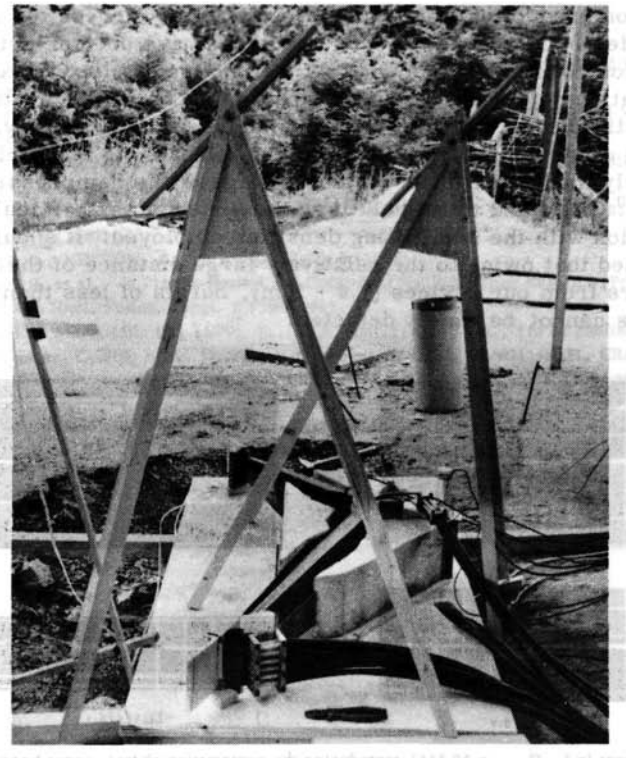


FIG.6. The experiment on the firing site just before the shot. Concrete is added to increase the inertial containment of the conductor plates. The mirror mounted on the right-hand support views the streak camera; the explosively shocked, argon-filled balloon on the left-hand support serves as a flash for the framing camera, which checks the compression dynamics through the second mirror. The cylinder in the background is the neutron activation detector. Also visible: the (black) H.V. cables of the 3 capacitor banks, the (white) cables for firing the detonators, the probe cables and the H.F. terminals mounted on the D_2-container.

form (meaning that about 10^5 neutrons would have been generated in the pinch). An Ag-activation detector is also employed (Fig.6), but its sensitivity is only 10^6 neutrons per pulse; both neutron detectors are well protected and unaffected by the detonation wave.

After a series of five shots in which the main field pulse was deliberately varied by changing the switching times of S_C, S_S and S_L (Table I), we could draw the following preliminary conclusions:

a) The theta-pinch with reversed trapped magnetic field was regularly formed in the explosive device (at least in shots No.911, 912 and 913), as can, e.g. be seen in Fig.7c (lower trace). The explosively generated and switched-in main pulse then compressed the pinch, but this plasma configuration should not have lived for more than $4\mu s$ (as is known from the preliminary in-door experiments)since in our preliminary experiments the total rise time of the field lies between 5 and 10 μs (Table I), the theta-pinch interacted with only a fraction of B_{max}.

b) If neutron production is taken as a measure of success the actual results are modest. Only in shot No. 910 neutrons have been detected (by the activation counter): unfortunately the photomultiplier trace of the scintillation detector was overdriven so that it is difficult to propose a realistic model, not knowing the time-vs-neutron history. The missing of strong neutron bursts in the other shots is ascribed to the relatively modest dB/dt in the early stage of the compression field (2×10^{10} Gs^{-1}) and to its relatively long rise time, particularly in connection with the high filling densities employed. It should also be mentioned that owing to the relatively large distance of the neutron detectors from our devices (1.6 - 3 m), bursts of less than 10^5 - 10^6 neutrons cannot be safely detected.

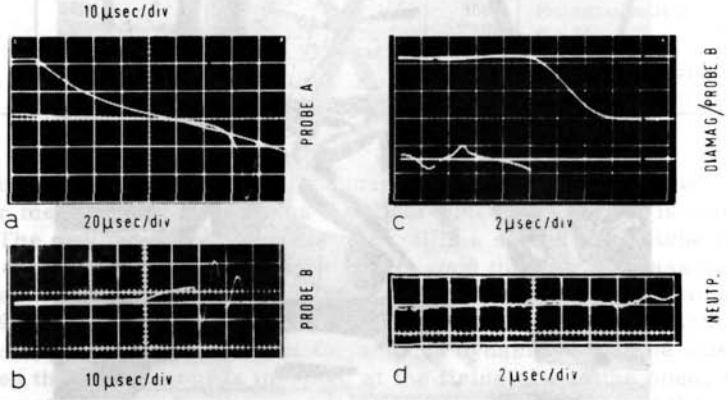


FIG. 7. a) Current in L_S ($I_{max} \simeq 10$ MA) reproducing the compression phase: upper trace: discharge of capacitor bank and compression start; lower trace: complete compression history. b) Discharges of polarization and preionization banks and beginning of main pulse as measured by a probe in the coil outside the discharge tube (9 kG/division). c) Upper trace: same signal as in (b) but limited to the main pulse (shot No. 913; 90 kG/division); lower trace: compensated diamagnetic signal (overdriven after beginning of main pulse): $\varphi_{max} = 20$ kG cm². d) Neutron flux (no neutron).

c) The series of five consecutive and technically successful shots shows that a combination of a plasma experiment with explosively generated magnetic fields is well possible (as in Ref. [9]). This opens new and interesting possibilities since field pulses can be obtained with explosive generators which could be more suitable [both in amplitude and duration ([8], [10], [11])] for plasma experiments than those used in this preliminary study. This work also shows that, in spite of the unusual and difficult experimental conditions, most of the conventional diagnostic techniques (including all sorts of magnetic probes, particle and X-ray detection, framing and streak photograph, as well as spectroscopy) can, in principle, be applied successfully.

ACKNOWLEDGEMENTS

We would like to thank Dr. D.L. Fisher (Culham Lab.) and Dr. G. Di Cola (C.E.T.I.S., EURATOM) for their assistance in the numerical calculations and Prof. B. Brunelli for his constant support. The explosive charges have been prepared and fired in collaboration with the Bombrini Parodi-Delfino Company.

REFERENCES

[1] LINHART, J.G., in Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives and Related Experiments (Proc. Euratom, Brussels, 1966).
[2] LINHART, J.G., KNOEPFEL, H., GOURLAN, C., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Salzburg, 1961) Nucl. Fusion, Suppl. 2 (1962) 733.
[3] HAMM, J.J., KNOEPFEL, H., KROEGLER, H., VERBEEK, R., LGI Report (to be published 1968).
[4] GREEN, T.S., Nucl. Fusion 2 (1962) 92.
[5] NIBLETT, G.B.F., GREEN, T.S., Proc. phys. Soc. 74 (1959) 737; BODIN, H.A.B., MCNAMARA, B., Plasma Physics 9 (1967) 505.
[6] BODIN, H.A.B., NEWTON, A.A., Physics Fluids 6 (1963) 1338.
[7] BODIN, H.A.B. et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Salzburg, 1961) Nucl. Fusion, Suppl. 2 (1962) 511.
[8] KNOEPFEL, H., KROEGLER, H., LUPPI, R., VAN MONTFOORT, J.E., (to be published 1968).
[9] THOMSON, D.B., CAIRD, R.S., EWING, K.J., FOWLER, C.M., GARN, W.B., CRAWFORD, J.C., DAMEROW, R.A., in Pulsed High Density Plasmas (Proc. APS Topical Conference Los Alamos, 1967), paper H3-1.
[10] See Megagauss Magnetic Field Generation by Explosives and Related Experiments (Proc. Conf. Euratom, Brussels, 1966, KNOEPFEL, H., HERLACH, F., Eds), paper 2750e.
[11] SAKHAROV, A.D., Soviet Phys. Usp. 9 (1966) 294.

THETA-CUSP CONTAINMENT

I.J. SPALDING, M.J. EDEN, A.D.R. PHELPS* AND T.K. ALLEN
UKAEA, CULHAM LABORATORY, ABINGDON, BERKS,
UNITED KINGDOM

Abstract

THETA-CUSP CONTAINMENT. Previous measurements of cusp containment have been made under conditions where the end losses may be explained either as a direct consequence of anomalous diffusion occurring at the plasma boundary, or by finite gyro-radius effects caused by wall short-circuiting of space-charge electric fields. A new cusp-ended θ-pinch experiment has therefore been designed in which the calculated $\bar{\beta} = 1$ collision-free losses through an ion gyro-radius sheath are much slower than the end-losses to be expected if diffusion occurs at the Bohm rate across the high-$\bar{\beta}$ boundary. This experiment (CENTAUR) also permits a direct comparison of the gross stability of the MHD stable cusp geometry with that of a simple θ-pinch.

The θ-pinch plasma has a diameter of more than 20 ion collision-free skin depths, and measured values of T_e, n_e, and $\bar{\beta}$ on the axis are in fair agreement with the Hain-Roberts (MHD) code at times near maximum compression ($t = 2\ \mu s$), being typically 150 eV, 1.5×10^{16} cm^{-3} and 99 ± 1% respectively. The ratio of the Bohm-to-classical-diffusion coefficients is about 70. The radially averaged $\bar{\beta}$ is 83 ($^{+5}_{-8}$)% and at this value of $\bar{\beta}$ the simple θ-pinch is stable to the m = 1 mode for at least 6 sound-transit times, as suggested by a recent MHD theory. The gross stability in θ-cusp geometry is described in some detail.

The containment observed in both θ and θ-cusp geometries excludes wall short-circuiting effects as the sole cause of plasma loss. Either $\bar{\beta}$ is lowered by a few percent throughout the plasma volume during the initial formation of the plasma, or diffusion occurs at roughly the Bohm rate throughout the equilibrium phase of the discharge (2-15 μs). The apparent broadness of the sheath, and fluctuations observed near the ion-cyclotron frequency appear to support the latter explanation, which implies a different scaling of containment time with length. Finally, some recent calculations of the probable geometry and dimensions of any open-ended $\bar{\beta} = 1$ reactor are summarized. Such reactors must be pulsed, and if the plasma is completely quiescent, are roughly 1 km in length, having an output of about 10 GW(E).

1. INTRODUCTION

End-effects are often thought to dominate the containment and stability of open-ended configurations. However, in plasmas having a high ratio (β) of plasma to external magnetic pressure ($B_0^2/8\pi$) both containment and stability are also predicted to be highly sensitive to the precise value of β. In the past few years there has been a growing agreement between such high β theories and experiment, although some uncertainty concerning the mechanisms of particle and energy loss remains. Many of these problems are common to both the cusp and θ-pinch; the work described in this paper is an extension of a previous series of cusp experiments.

Earlier experiments in cusp geometry [1,2] showed the width of the line cusp to be approximately the ion-gyro radius. Unfortunately, with the parameters of those experiments, this was also approximately the thickness to be expected from cross-field diffusion at the Bohm rate [3,4]. As will be shown later these two mechanisms lead to very different scaling laws; in particular, Bohm diffusion in the sheath would make a high-β fusion reactor impossibly large.

---

* Department of Engineering Science, Oxford University, England.

To distinguish between these two mechanisms a new cusp-ended θ-pinch experiment (CENTAUR) has been constructed. The parameters are chosen so that end-losses due to cross-field Bohm diffusion would be significantly faster than $\beta = 1$ collision-free losses through an ion-gyro radius hole. The diameter of the θ-pinch was made sufficiently large to permit a high average $\bar{\beta}$, irrespective of collision-free sheath effects. Measurements described in para.5 show that a plasma of high $\bar{\beta}$ has indeed been established, and it is therefore possible to test recent predictions of eddy-current stabilization of the $m = 1$ mode in the simple θ-pinch (para.2.1). The containment time observed in θ-cusp geometries is then compared with the predictions of three containment models (para.2.2). The first two (collision-free and one-fluid models) assume that there is no transport across the magnetic field and illustrate the strong dependence of containment on β. In the third model it is assumed that anomalous cross-field diffusion augments the end losses.

Calculations based on the collision-free model [5] have been made [6] to estimate the dimensions of an open-ended $\beta \equiv 1$ DT reactor. Technological considerations set an upper limit to the plasma radius, and economic power generation with a Lawson product $n\tau = 10^{15}$ cm^{-3} sec [7] can then only be achieved by making the plasma long (of the order 1 kM). It is concluded that a sustained reactor of this type is impracticable because of the size of the device and the system must therefore be pulsed - a deduction having significant technological implications [7]. In a reactor producing 10 GW(E), classical diffusion prevents the establishment of a hole much smaller than r_i, and enhanced diffusion at 10^{-5} of the Bohm rate would increase the end losses.

2. THEORY

2.1 Stability

The θ-cusp geometry is MHD stable to all m modes for a non-rotating high-β plasma in equilibrium. A parallel-field θ-pinch of uniform β, plasma radius R, and coil radius R_w is predicted to be m=1 stable for

$$\beta \gtrsim (1 + [R/R_w]^2)^{-1} \qquad (1)$$

everywhere along the pinch. More severe stability criteria are given for a diffuse pinch, and for higher m modes [8].

2.2 Models of Containment

2.2.1 Steady-state collision-free effusion

In the absence of collisions and electric fields in the sheath, the steady-state particle loss rate through a point cusp from a plasma of maximum radius $R \gg r_i$ is [9]

$$F_1 = \frac{\pi n}{2}\sqrt{\frac{3kT_i}{M}} \cdot \frac{Rr_i}{\lambda}\left[1 + \frac{r_i}{\lambda R} \cdot \sqrt{\frac{8}{27\pi}} + \frac{R}{r_i} \cdot \sqrt{\frac{2}{3\pi}(1 - \bar{\beta})}\right] \qquad (2)$$

where r_i is the RMS ion gyro radius at the plasma boundary,

i.e., $$r_i = \frac{Mc\sqrt{\frac{3kT_i}{M}}}{eB_0}$$

n is the number density

and λB_0 is the maximum cusp field (B_1)

Hence the particle containment time in a θ-pinch of length L is

$$\tau_1 \approx \frac{\pi R^2 nL}{2F_1} \tag{3}$$

2.2.2 One-fluid 1D axial flow model

An MHD model of the transient axial flow along a parallel field θ-pinch of uniform β is discussed in [10]. When $\beta \sim 1$ and $\gamma \sim 5/3$, the line density in the mid plane remains constant for a time

$$\tau_2 \approx 0{\cdot}45 \frac{L}{C_s} (1 - \beta)^{-\frac{1}{2}} \tag{4}$$

and then falls rapidly. (τ_2 has been solved numerically at lower β. C_s is the sound speed.)

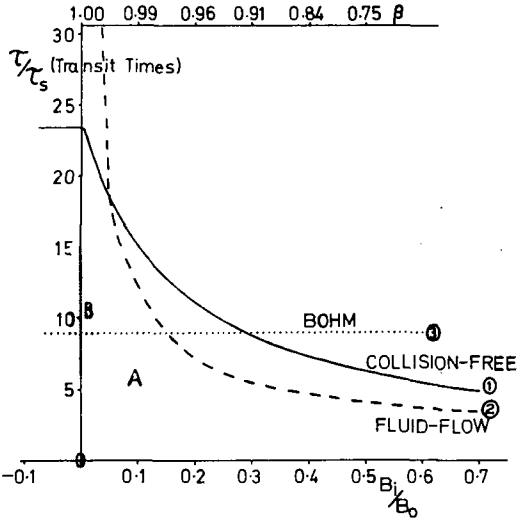


FIG.1. Particle containment time τ/τ_s (sound transits), as a function of the ratio of internal to external field (B_i/B_0) for the collision-free, one-fluid, and diffusion models (1-3). Boxes A and B represent the containment observed for the - 120 G and -760 G bias θ-pinches of Fig.4A.

2.2.3 Anomalous Diffusion Model

A third model [11] relevant both to a $\beta \equiv 1$ θ-pinch and a $\beta \sim 1$ reversed field θ-pinch is that of anomalous diffusion across the confining field, followed by axial flow at sonic velocities in a $\beta < 1$ sheath of width

$$\Delta \approx \left(2 \frac{DL}{C_s}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{5}$$

If $\Delta \gg r_i$, the containment time is given by

$$\tau_3 \approx R \left(\frac{L}{2DC_s}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{6}$$

where D is the effective diffusion coefficient. The containment time predicted by these models is plotted in units of the transit-time $\tau_s = L/2C_s$ as a function of β in curves 1-3, respectively, of Fig.1.

3. APPARATUS

CENTAUR (Fig.2) consists of a θ-pinch coil 50 cm long, 19 cm diameter, with an independent axially-fed [12] cusp (or mirror) coil at each end. Peak axial fields (B_0,B_1) of 21 kG and - 74 kG are reached in the θ-pinch and cusp coils respectively; all three circuits have a rise time of 2·1 μsec and the fields decay with almost identical waveforms (Fig.2) to 67% in 15 μsec. The ratio of the field at the line cusp (B_2) to the theta-pinch field B_0 is adjustable between 1·0 and 1·6. The three coils have been aligned on a common magnetic axis and residual asymmetries at the line cusp give B_θ components less than 200 G (i.e., less than 1%) over the whole azimuth. A bias field of up to ± 760 G is used with either of two alternative preheat circuits, namely;

(i) A 100 kV, 500 J, 900 G θ-pinch ringing at 1·1 MHz

(ii) A 40 kV, 640 J, z-pinch giving 22 kA critically damped in 2·6 μsec.

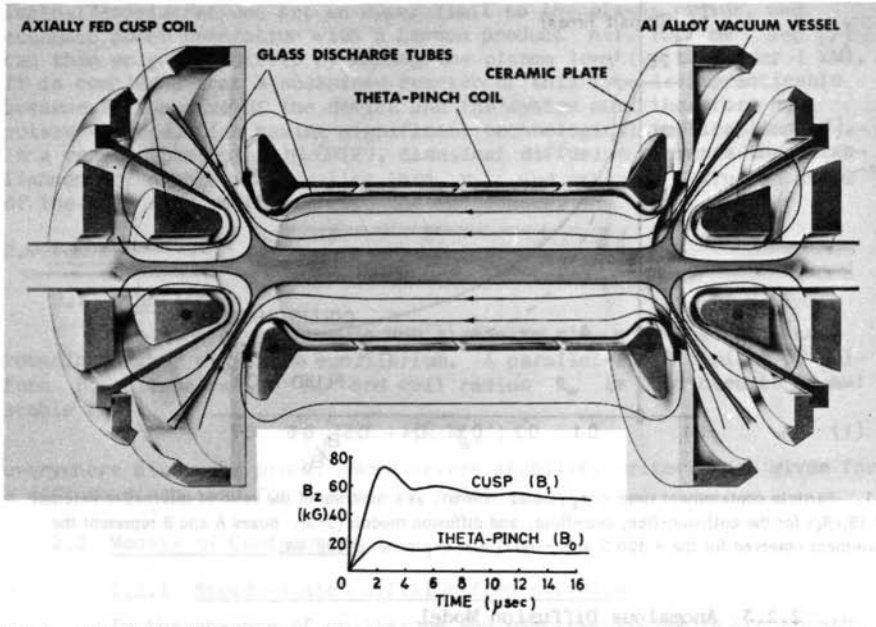


FIG.2. CENTAUR. Isometric view of the θ-cusp experiment. The θ-pinch and cusp fields (B_0,B_1) are plotted for bank voltages of 100 kV and 46 kV, respectively.

Preionization was measured interferometrically to be at least 30-50% at zero bias in either system, with Te of the order 2 eV [13]. Details of the 100 kJ θ-pinch circuit, and plasma parameters calculated using the Hain-Roberts (MHD) code for 0·02 torr of deuterium, are given in [11].

4. DIAGNOSTICS

The radial density profile was measured at the midplane (z = 0) and z = 6·0, 12·6 and 18·9 cms by Abel inversion of streak photographs taken in the plane of the transmission line. Stereoscopic photographs were also taken at 45° or 90° to this plane to determine the direction of any rota-

tion. Balanced loops recorded the plasma diamagnetism S_o at $z = 0$, and so give a measure of the radially averaged $\bar{\beta}$,

$$\bar{\beta} = 1 - \frac{[\bar{B}_i]^2}{B_o^2} \qquad (7)$$

The β on axis, β_A, has also been determined by measuring the Faraday rotation of a low-noise 10 watt argon-ion laser beam. Two Glan-Thompson polarizers giving an extinction co-efficient of 10^6 were set at an angle of $0{\cdot}1^o$ from their crossed position. Plasma light was rejected with a 10Å filter and the measured sensitivity was better than 10^{-3} degrees (i.e., the error in $\int n\, B d\ell$ is $\pm\ 3 \times 10^{20}$ G cm^{-2}) at a bandwidth > 1 MHz [14]. Electron temperature (Te) and density (ne) were measured in a 1 cm^3 volume at $z = 0$, $r = 0$ with an accuracy of $\pm$ 15% by 90^o ($\alpha \ll 1$) scattering of a 500 MW 6943Å laser beam. Plasma light fluctuations at frequencies of 10-15 MHz (i.e., near the ion gyro-frequency) and an RMS level of ~ 3% (i.e., well above shot noise) were the major source of error in this measurement.

5. MEASUREMENTS

As discussed above, accurate measurements of β are essential to the understanding of the stability and containment of the plasma. Faraday rotation measurements of β_A have therefore been made with high precision on the θ-pinch, using the z preheat. These measurements are correlated in 5.1 with diamagnetic measurements of $\bar{\beta}$, and the radial density profile. The strong influence of small bias fields on the θ-pinch behaviour is described in 5.2. Finally, a comparison is made in 5.3 and 5.4 between θ-pinch and θ-cusp stability and containment. In some of the latter experiments the θ-preheat was used to facilitate comparison with earlier work [11]. No marked differences were observed between the two preheat systems, other than those which could be attributed to variations of trapped flux.

5.1 Measurement of β_A and $\bar{\beta}$ in a High-β θ-pinch

At low negative bias (- 120 G), Faraday rotation measurements give $\beta_A = 99 \pm 1\%$ from $t = 2$-8 μsec. The 1% uncertainty in β_A is due to possible errors in $\Sigma n.z$ determined from streak photographs; no correction has been made for rotation external to the θ-pinch and so β_A may be underestimated. Simultaneous measurements of $\bar{\beta}$ from diamagnetic signals give $\bar{\beta} = 83\ (^{+5}_{-8})\%$ and $77(^{+7}_{-9})\%$ at $t = 2$ and 8 μsec respectively.

The radial density profile at the midplane is flat-topped and shows a power dependence on r approximating to (Fig.3A)

$$\frac{n_r}{n_o} = 1 - \left[\frac{r}{R}\right]^{2q} \qquad (8)$$

where n_o, n_r are the number density on axis and at radius r respectively. In the absence of strong temperature gradients, and when $\beta_A \sim 1$, it is calculated that

$$\bar{\beta} = q\,\frac{(q+4)}{(q+2)^2} \qquad (9)$$

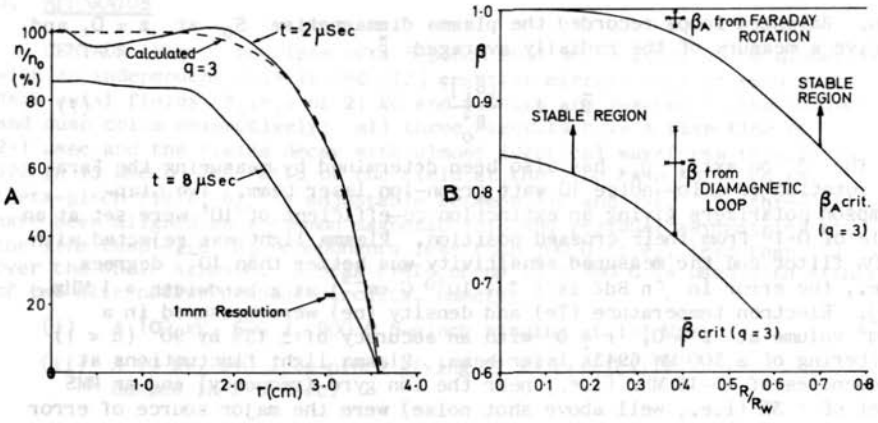


FIG.3A. Relative density profiles at Z = 0, t = 2 and 8 μs for the - 120 G bias θ-pinch (0.02 torr D_2, z preheat, B_0 = 16.5 kG). Equation 8 is plotted on the t = 2 s measurements for q = 3.
FIG.3B. Curves of critical β_A and $\bar{\beta}$ against (R/R_W) for q = 3 showing measured values of β_A and $\bar{\beta}$ which lie above the region for m = 1 instability at t = 2 μs.

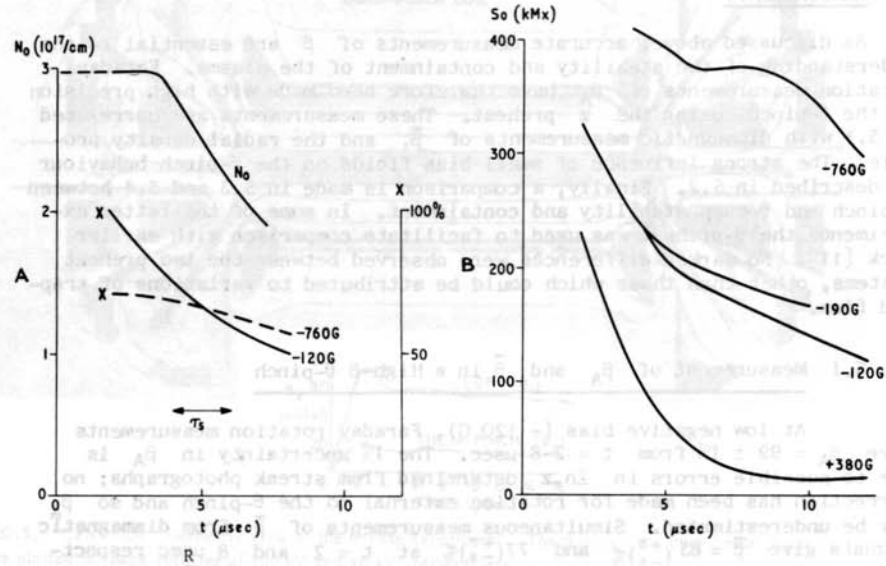


FIG.4A. $N_0 = \int_0^R 2\pi r n_e \, dr$, and contained plasma (X%) for - 120 G and -760 G bias θ-pinches.
(0.02 torr D_2, z preheat, B_0 = 16.5 kG).
FIG.4B. Midplane diamagnetism S_0 as a function of applied bias for θ-pinch conditions of 4A.

Thus at t = 2 μsec (where q ~ 3) the value of $\bar{\beta}$ calculated from the density profile (equation 9) is 84%, in good agreement with the measured value of 83%.

5.2 The Influence of Small Bias Fields on Plasma Behaviour

Fig.4 shows the radial line density at the mid plane (N_0), the fraction of plasma contained in the central 38 cm of the θ-pinch (X), and S_0 for various values of applied bias. With a bias of + 380 G, S_0 drops

rapidly in a manner consistent with electron thermal conduction cooling. (The computed cooling time along a uniform cylinder is roughly 1 μsec at 100 eV).

At low negative bias, reversed trapped fields in the plasma seem to be sufficiently strong to inhibit electron thermal conduction without jeopardising the establishment of a high β plasma. At high negative bias (i.e., - 760 G) S_o drops quite slowly, but there is a strong axial contraction and even in this case, half the plasma appears to be lost in 10 μsec.

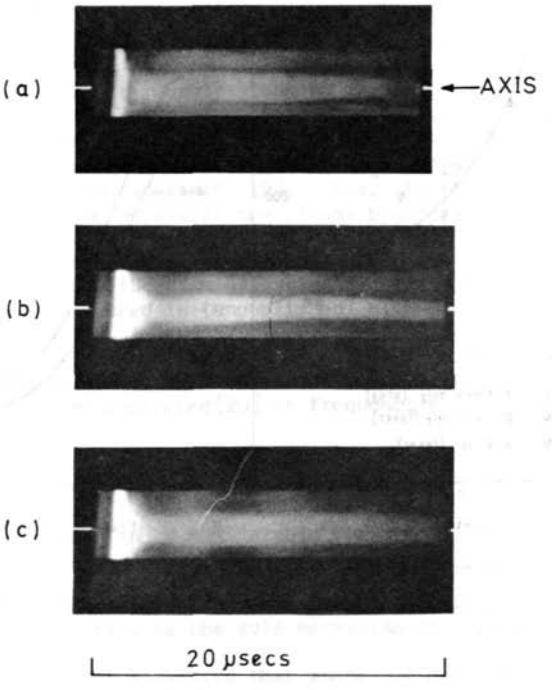


FIG.5. 20 μs streak photographs using the z-preheat and 0.02 torr D_2. (A) θ-PINCH only (B_0 = 16.5 kG, z = 6.0 cm); (B) θ-PINCH only (B_0 = 11.0 kG, z = 12.6 cm); (C) θ-CUSP (B_0 = 11.0 kG, B_0 = - 74 kG, z = 12.6 cm).

5.3 Gross Stability with and without Cusps

At low β the θ-pinch plasma is unstable [11]. The high β θ-pinch described in 5.1 is stable for 10-15 μsec, (Fig.5A). On occasional shots m = 1 instabilities of low amplitude (i.e., < R/4) develop after 10 μsec (Fig.5B); these are not observed when the cusps are energised (Fig.5C). An m = 2 instability often develops in the θ-pinch after 15-18 μsec, and rotation at ~ $1{\cdot}8 \times 10^5$ Hz is observed in the ion gyro direction. When the cusps are applied, the motion at z = 0 is not stabilized, nor does the rotation reverse. The sign and magnitude of trapped flux appears to affect the gross stability more strongly than the cusps.

5.4 Containment with and without Cusps

With a line cusp mirror ratio $\lambda = B_2/B_1 = 1$, there is little difference between the time variation of Te and S_0 with and without cusps (Fig.6). Using higher mirror ratios (i.e., $B_0 = +11$ kG, $\lambda = 1.3$ or 1.5) and high β conditions (i.e., - 120 G bias, z preheat), S_0 and X decay slightly less rapidly. These results are consistent with losses occurring primarily in the θ-pinch sheath, rather than by collision-free effusion (see para. 6.3). The particle containment time for the high β and negative-bias θ-pinches of Fig.4 is plotted schematically in Fig.1.

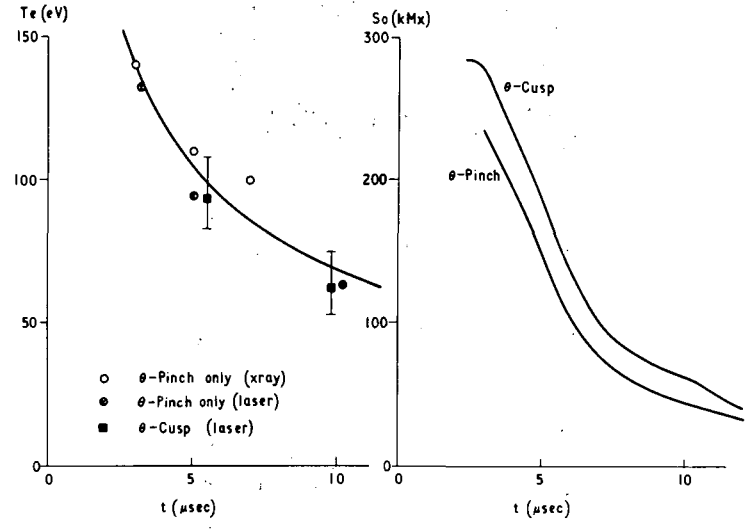


FIG.6. T_e and S_0 with and without cusps (0.02 torr D_2, θ-preheat, $B_0 = B_2 = 16.5$ kG, $B_1 = -58$ kG).

6. DISCUSSION

6.1 Gross Stability

The m = 1 stability criterion given in equation 1 for a θ-pinch of uniform β must be modified if the plasma boundary is diffuse. Values of the critical β_A and $\bar{\beta}$ have therefore been derived from the theory [8] and are illustrated in Fig.3B for density profiles appropriate to the values of q discussed in 5.1 and shown in Fig.3A. The measured value of β_A (and of $\bar{\beta}$ on the midplane) lies in the stable region (Fig.3B) from t = 2-8 μsec (After 8 μsec experimental errors in the measurement of β_A and the density profiles prevent an accurate test of the criterion). The criterion has not yet been compared with experiment at other axial positions (which will have more favourable curvature), but it is concluded that the essential feature of the theory - stabilization at very high β - has been demonstrated.

The m=2 instabilities observed in the midplane of the θ-pinch and θ-cusp after about 6-10 (averaged) Alfvén transit times are most probably driven by a destabilizing rotational acceleration.

6.2 Particle Containment in the High-β θ-pinch

The Hain-Roberts MHD code predicts a sharp density gradient at the boundary, with over half the plasma having $\beta > 99\%$; the models of quiescent confinement (2.2.1 and 2.2.2) then predict a containment time greater than $9\ \tau_s$ (Fig.1). The measured containment time is $\sim 5\ \tau_s$. Kinetic [15,16], Rayleigh-Taylor [17] and mirror [18] instabilities predicted for short periods during the initial formation of the plasma may be expected to modify the MHD computation and more extensive measurements of the radial variation of β are therefore in progress.

6.3 The 'Collision-free Sheath'

The measured density gradient has an e-folding length of ~ 7 mm (i.e. 3-4 r_i) in both the high β and -760 G θ-pinches. This scale length is rather variable, but is roughly given by the Bohm value of equation 5; it does not appear to decrease with time. The two quiescent models imply that the sheath plasma should escape more rapidly than the high-β core, leaving a boundary having a scale-length $\leqslant 2r_i$, depending upon the strength of the space-charge field [19]. Thus, the observations suggest that anomalous diffusion occurs at the plasma boundary throughout the equilibrium phase (t = 2-15 μsec) of the experiment. This conclusion is strengthened by the observation of light fluctuations at the gyro-frequency (ν_{ci}) for over 10 μsec, (Section 4). Electric field fluctuations (E_θ and E_z) have also been measured in (unpublished) high-β injection experiments at frequencies between ν_{ci} and $\sqrt{\nu_{ci}\nu_{ce}}$, increasing in amplitude towards ν_{ci}. No comprehensive high-β analysis of relevant drift instabilities is known to the authors, but it is of interest that collisionless drift-Alfvén instabilities have been predicted [20] at frequencies $\nu < \nu_{ci}$, for $\beta > \frac{1}{2}$.

7. CONCLUSIONS

1. A high-$\bar{\beta}$ θ-pinch is $m = 1$ stable for $\sim 6\ \tau_s$, in agreement with recent MHD theory.

2. The particle containment and measured sheath widths seem to exclude wall short-circuiting as the sole mechanism of plasma loss.

3. It is tentatively suggested that anomalous diffusion occurs continuously at the $\beta = 1$ boundary. The containment should then scale as $L^{-\frac{1}{2}}$ (in sound transits.)

8. ACKNOWLEDGEMENTS

The authors acknowledge the vigorous engineering support of T.E. James' group and the interest of Drs. R.J. Bickerton and R.S. Pease. They have enjoyed several discussions with Mr A.S. Kaye and Dr. J. McCartan concerning cusp losses and kinetic instabilities.

9. REFERENCES

[1] ALLEN, T.K., DOBLE, K., JONES, T.J.L., PAYNE, R.M., SPALDING, I.J., Phys. Fluids 9 (1966) 1394.

[2] ALLEN, T.K., COX, A.J., SPALDING, I.J., IAEA Conference on Nuclear Fusion, Culham (1965) vol.2, 427.

[3] SPALDING, I.J., INSINGER, F., First European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Munich (1966) (Unpublished).

[4] HOBBS, G.D., SPALDING, I.J., Culham Laboratory Report CLM-R 57 (1965).

[5] TAYLOR, J.B., Culham Laboratory Report CLM-R 58 (1966).

[6] SPALDING, I.J., Culham Laboratory Preprint CLM-P 161 (1968) to be published in Nuclear Fusion 8, No.3, (1968).

[7] CARRUTHERS, R., DAVENPORT, P.A., MITCHELL, J.T.D., Culham Laboratory Report CLM-R 85 (1967).

[8] HAAS, F.A., WESSON, J., Phys. Fluids 10 (1967) 2245.

[9] KAYE, A.S., Culham Laboratory, private communication (1968).

[10] WESSON, J., IAEA Conference on Nuclear Fusion, Culham (1965) Vol.1, 223.

[11] ALLEN, T.K., COXELL, H., HILL, M., SPALDING, I.J., Proc. A.P.S. topical conference on pulsed high density plasmas, LA-3770 (1967) G4.

[12] JAMES, T.E., HARRIES, K., INSINGER, F.G., 2nd Int. Conf. on Magnet Technology, Paper 60, Oxford (1967).

[13] PRENTICE, R., Culham Laboratory Report CLM-77 (1968) (to be published)

[14] PHELPS, A.D.R., to be published.

[15] EL-KHALAFAWY, T.A., SOUPRUNENKO, V.A., TERNOPOL, A.M., BOURHAM, M.A., YOUSEF, A.M., EL-HAK, L.G., Plasma Phys. 10 (1968) 117.

[16] SAGDEEV, R.Z., Proc. Symposium Applied Mathematics, 18 (1967) 281.

[17] BICKERTON, R.J., Culham Laboratory Report CLM-M 35 (1964)

[18] MORSE, R.L., Proc. A.P.S. topical conference on pulsed high density plasmas, LA-3770 (1967) F3.

[19] GRAD, H., Phys. Fluids 4, (1961) 1366.

[20] MIKHAILOVSKII, A.B., FRIEDMAN, A.M., Zh. Tekh. Fiz. 37 (1967) 1782.

DISCUSSION

F.L. RIBE: What is the reason for the different diffusion coefficients observed in this paper and in paper CN-24/K-1?

H.A.B. BODIN: In the early stages both experiments are in good agreement with the model (paper CN-24/K-1), which shows that β and the profile depend on line density. With a larger tube, Spalding and co-workers

have a central flat region and $\beta \sim 1$. After the early stages, the experiments differ: in the 8-m theta-pinch experiment one has a diffuse sheath and $\beta < 1$, which shows classical diffusion; in Spalding's experiment there is a much sharper sheath which diffuses. It may be that the streaming instability which is believed to give the lower beta and diffuse sheath in our experiment will operate in Spalding's thin sheath; there is also the question of the ratio T_e/T_i at that stage - it is less clearly greater than unity than in the early stages, although the ion-acoustic oscillations heat the electrons and tend to maintain $T_e > T_i$.

RELAXATION OF ION PRESSURE ANISOTROPY AND ENERGY TRANSFER BETWEEN IONS AND ELECTRONS IN HIGH-DENSITY PLASMAS

P. BOGEN, Y. T. LIE, D. RUSBÜLDT AND J. SCHLÜTER
INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK DER KERNFORSCHUNGSANLAGE
JÜLICH, FEDERAL REPUBLIC OF GERMANY

Abstract

RELAXATION OF ION-PRESSURE ANISOTROPY AND ENERGY TRANSFER BETWEEN IONS AND ELECTRONS IN HIGH-DENSITY PLASMAS. In pulsed high-density plasmas, containment times, magnetic field diffusion, thermal conduction and radiation energy losses are highly influenced by the evolution of the ion-pressure anisotropy and by the energy transfer between ions and electrons. To study these relaxation phenomena, experiments with a very fast theta-pinch ($\tau/4 = 0.7$ μs, $B_{max} = 75$ kG, no bias field) have been carried out where the applied voltage and initial pressure could be varied over a large range.

In a typical case (line density 7×10^{16} cm^{-1}) the time development of the plasma is as follows: at the end of the initial fast plasma implosion, a density of 1×10^{17} cm^{-3} is reached, the electron temperature T_e and axial ion temperature $T_{i\parallel}$ (measured by the Doppler broadening of a CV line) are low (100 eV), whereas the radial ion temperature $T_{i\perp} \approx 900$ eV. During the adiabatic compression phase, the anisotropy decreases, and both ion temperatures approach the value obtained from the neutron yield ($T_i = 470$ eV); T_e reaches about 340 eV.

In agreement with the estimates given by the formulae of Spitzer and Kogan, an isotropic pressure and nearly equal T_e and T_i are reached during the adiabatic compression phase when the line density is larger than 2×10^{17} cm^{-1}. At lower line densities, when the applied voltage is high, the ion-pressure distribution does not become isotropic during the observation time, and T_e remains considerably below T_i. In this case, T_e depends only weakly on the line density and applied voltage.

A limitation of T_e has been reported by other authors and was believed to result from either thermal conduction or impurity radiation losses. Our results cannot be explained by these effects alone.

1. INTRODUCTION

In theta-pinches with low trapped magnetic field, the heating is primarily effected by irreversible processes during the fast compression phase. In case of high temperature and low density, this compression produces a plasma in which the perpendicular ion pressure exceeds the ion pressure along the field lines and the isotropic electron pressure considerably. For the plasma containment following the fast compression the deviation from thermal equilibrium is of high importance because of its influence on the energy losses by radiation and thermal conductivity, on the diffusion across the magnetic field lines, and, above all, on the particle losses along the field lines.

The relaxation times for the energy transfer between the different degrees of freedom can be estimated using the formulae of Spitzer [1], Kogan [2] and others [3-5], based on the binary collision theory neglecting collective interactions. The aim of this paper is a comparison of these theories with measurements on a theta-pinch experiment.

2. EXPERIMENT

The construction of the theta-pinch experiment is in principle similar to that described earlier [6]. The gas, usually deuterium, is contained in a quartz or aluminum-oxide discharge tube (inner diameter 36 mm). It

is first pre-ionized by an RF-transmitter, then preheated by an electrodeless discharge for 4 μs; the main bank is then switched on the coil. An additional magnetic bias field is not applied. The main bank consisting of 60 condensers of 0.3 μF has a maximum energy of 15 kJ and a charging voltage variable between 20 and 40 kV. Using a compression coil of 20 cm length and 4.2 cm inner diameter a maximum magnetic field B of 75 kG, and a B of 170 kG/μs are obtained. To save the discharge tube, the coil is shunted by 60 spark gaps after the first halfcycle ($\tau/2$=1.4 μs).

3. DIAGNOSTICS

The density has been derived from the absolute bremsstrahlung intensity in the visible, and the electron temperature T_e from the slope of the soft X-ray continuum [7,8]. The spectral resolution in the X-ray domain has been obtained through absorption techniques using Be foils of 4.7 mg/cm^2 to 116 mg/cm^2 thickness. In the essential spectral region the absence of impurity lines was checked by means of a Bragg crystal spectrometer.

The absolute neutron yield has been determined by a calibrated scintillator. Taking into account the geometry of the plasma, its density, and the well-known cross-sections of the d-d reactions [9], the ion temperature has been calculated at the time of maximum compression, assuming a Maxwellian distribution function.

The Doppler broadening [8] has been measured on spectral lines of the He-like ions CV (λ = 2270.9 A), N VI (λ = 1896.8 A), and O VII (λ = 1623.3 A) corresponding to the transition $2^3P_2 - 2^3S_1$. To enhance the intensity of these lines 0.5% O_2, N_2 or CH_4 has been added to the D_2. A vacuum monochromator with about 0.1 Å resolution has been used. The profiles give primarily the velocity distribution of the impurity ions; a Maxwellian velocity distribution has not to be assumed a priori. Side-on and end-on observations have been carried out. From these measurements reliable $T_{i\perp}$ and $T_{i\parallel}$ values can only be deduced if the macroscopic velocities and the turbulence are unimportant.

4. THEORETICAL CONSIDERATIONS

The calculations based on the free particle model [10] give a rough estimate of the perpendicular ion energy $T_{i\perp}$ at the end of the fast implosion:

$$T_{i\perp} = 1.4 \times 10^{11}\, U/N^{1/2}\ ^\circ K \qquad (1)$$

where U is the initial voltage at the plasma boundary and N the particle line density. At the end of the fast implosion, the plasma is not in equilibrium with the magnetic field.

Because of the radial plasma oscillations, the later evolution of the average temperature is difficult to take into account during the following slow compression phase. The temperature measurements have been carried out at times of maximum compression during these radial oscil-

lations; it is observed that the plasma density varies little from one maximum to the next. So that, if we assume an adiabatic behaviour, the average temperature should increase at most by 25% during the observation time.

After the fast compression, we observe large anisotropy. For the energy transfer between the different degrees of freedom under those conditions Kogan [2] gave the following formula:

$$\frac{d(T_\perp - T_\parallel)k}{dt} = - \frac{6\, e^4 n_i}{k(T_\perp - T_\parallel)} \left(\frac{\pi k T_\parallel}{m_i}\right)^{1/2} \ln\Lambda \left\{(3+x)\frac{\operatorname{arc\,tg} x^{1/2}}{x^{1/2}} - 3\right\} \qquad (2)$$

where $x = (T_\perp - T_\parallel)/T_\parallel$.

This equation has been solved numerically. For a rough estimate one can use a relaxation time

$$\tau_{ii} = \frac{5}{(8\pi)^{1/2}} \frac{m_i^{1/2}}{e^4 n_i \ln\Lambda} (k\bar{T}_i)^{3/2}$$

where $\bar{T}_i = 2/3\ T_{i\perp} + 1/3\ T_{i\parallel}$, and τ_{ii} gives approximately the time between $x = 10$ and 0.5.

For the measurement of T_i in the early phase, highly ionized impurity ions like CV are used. It is assumed that these ions and the deuterons have the same anisotropy. Because of the high nuclear charge of CV the equilibration time $\tau_{CV\text{-}d}$ between CV ions and deuterons is only one fourth of τ_{dd}; this justifies this assumption to a certain extent. A rigorous theoretical treatment of this problem has not yet been carried out.

The ion-electron relaxation has been calculated using Spitzer's equation [1]:

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{T_i - T_e}{\tau_{ie}}$$

$$\tau_{ie} = \frac{3}{8(2\pi)^{1/2}} \frac{m_i}{m_e^{1/2}} \frac{1}{n_e e^4 \ln\Lambda} (kT_e)^{3/2} \qquad (3)$$

5. RESULTS

The most extensive measurements have been made at an initial pressure of 0.1 Torr and of a charging voltage of 30 kV. In this case the temperature of the pre-heated plasma was 2.3 eV at the time the main bank was fired, and the width of H_β indicated complete ionization ($n_e = 7 \times 10^{15}$ cm^{-3}).

Figure 1 shows that T_e and $T_{i\parallel}$ are rather low immediately after the first compression. The energy is mainly contained in the perpendicular ion velocities. (The $T_{i\perp}$ value expected from the free particle model (Eq. 1) is about 30% lower than the observed one). $T_{i\parallel}$ and $T_{i\perp}$ equilibrate rather fast in about 0.2 μs.

The time development of $T_{i\perp}$ and $T_{i\parallel}$ agrees to the expected degree with the theoretical curves (Eq. 2) calculated on the assumption $\overline{T_i}$ = const. The insufficient equilibration between CV and deuterons immediately after the fast implosion and the fact that part of the ion energy is transferred to the electrons (experimentally $\overline{T_i}$ decreases by approximately 20% during the adiabatic compression phase) probably accounts for the small observed differences. Thus it appears that binary collisions can account for the decrease of the ion pressure anisotropy.

T_e and T_i (Fig. 1) do not reach equilibrium. Under the assumption of constant $\overline{T_i}$, the time development of T_e has been calculated from Eq. 3. This curve reaches a maximum value of τ_e which is 30% lower than the measured one.

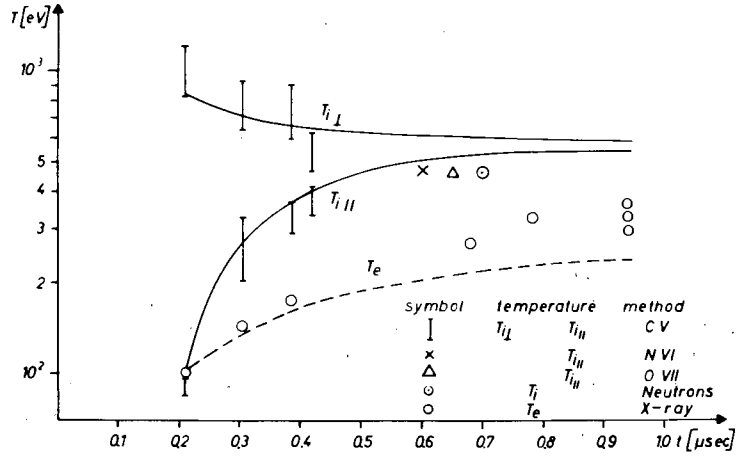


FIG. 1. Plasma temperatures $T_{i\perp}$, $T_{i\parallel}$ and T_e as functions of time. The measurements begin immediately after the fast compression of the plasma. The solid lines give T_i calculated from Eq. 2, the broken line T_e as given by Eq. 3. Charging voltage 30 kV, filling pressure 0.1 Torr D_2.

From the measured density variation, we expect an increase of 25% of the observed mean energy due to adiabatic compression effects. Experimentally, the mean particle energy $k\overline{T_i} + kT_e$ increases by less than 20% during the observation time. This justifies the omission of the adiabatic heating of the electrons in our calculations.

The influence of density and temperature on the relaxation times was further investigated by varying the initial pressure p_0 (i.e. the initial line density N) and the charging voltage U. In Fig. 2 the maximum ion and electron temperatures observed during the first half-cycle of the discharge are plotted versus the initial pressure. The ion temperatures were obtained from neutron yield measurements or from end-on Doppler width observations. Equal values have been found, whenever both methods could be used, except at 0.05 Torr. Here the neutron temperature is higher than the parallel ion temperature during the observation time; the calculated relaxation time (τ_{dd} = 1.5 μs) is longer than the quarter cycle (0.7 μs) of the discharge. The good agreement between T_i values obtained at higher densities from the Doppler effect and from the neutron yield is an indi-

cation of low ion turbulence and a verification of the assumption of Maxwellian velocity distribution.

At relatively high initial pressure (0.4 Torr) and low voltage (30 kV), T_i and T_e reach about equal values, as expected for a calculated relaxation time of $\tau_{dd} = 0.4\ \mu s$. In the opposite case of high voltage (40 kV) and low initial pressure (0.05 Torr) T_i is twice as high as T_e : in this case Eq. 3 predicts that $\tau_{dd} = 30\ \mu s$. The observed T_e value is nevertheless much higher than was expected from binary-collision theory. The measurements show that already at the end of the fast implosion T_e is higher than 300 eV; a collective heating mechanism for the electrons presumably plays a significant role at these low densities.

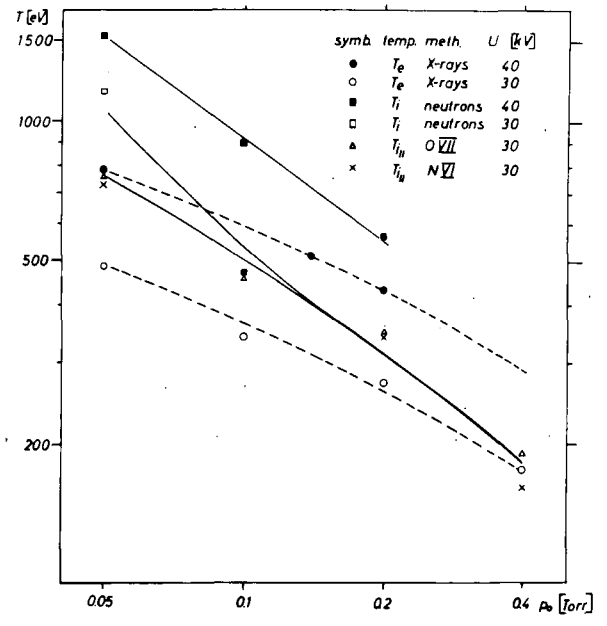


FIG. 2. Electron temperatures (broken lines) derived from the X-ray continuum, and ion temperatures derived from the neutron yield or from the Doppler broadening as function of the filling pressure and for two values of the charging voltage U. The plotted values are those measured at the time of maximum magnetic field.

Our results differ in some aspects from those of other authors [11,12] who observed T_e values which are limited to about 300 eV and which are, in a large parameter range, independent of the initial pressures. It was suggested that thermal conduction or possibly radiation losses suffered by the electrons could account for this limitation. Either mechanism would lead to an electron temperature which would peak before the magnetic field reaches its maximum, whereas in our case a slow increase of T_e is observed even shortly after the maximum. Moreover, the addition of large amounts of impurities (e.g. 4% oxygen) does not influence T_e significantly.

REFERENCES

[1] SPITZER, L., Jr., Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publ. Inc., New York (1962).
[2] KOGAN, V.I., in Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions 1, Pergamon Press, New York (1961) 153.
[3] TRUBNIKOV, B.A., in Reviews of Plasma Physics 1, Consultants Bureau, New York (1965) 105.
[4] SIVUKHIN, D.V., in Reviews of Plasma Physics 4, Consultants Bureau, New York (1966) 93.
[5] LEHNER, G., Z. Phys. 206 (1967) 284.
[6] JORDAN, H.L., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Prof. Conf. Salzburg, 1961) Nucl. Fusion Supplement, Part 2 (1962) 589; BEERWALD, H., BOGEN, P., El-KHALAFAWY, T., FAY, H., HINTZ, E., KEVER, H., ibid. 595; HINTZ, E., ibid. 601; BOGEN, P., HINTZ, E., ibid. 607.
[7] JAHODA, F.C., LITTLE, E.M., QUINN, W.E., SAWYER, G.A., STRATTON, T.F., Phys. Rev. 119 (1960) 843.
[8] SCHLÜTER, J., Thesis T.H. Aachen 1966; Berichte der Kernforschungsanlage Jülich Nr. 413 (1966); BOGEN, P., SCHLÜTER, J., Nucl. Fusion 5, (1965) 251.
[9] POST, R.F., Rev. mod. Phys. 28 (1956) 338.
[10] KEVER, H., Thesis T.H. Aachen 1960; Berichte der Kernforschungsanlage Jülich Nr. 2 (1960).
[11] GREEN, T.S., FISHER, D.L., GABRIEL, A.H., MORGAN, F.S., NEWTON, A.A., Phys. Fluids 10 (1967) 1663.
[12] LITTLE, E.M., QUINN, W.E., SAWYER, G.A., Physics Fluids 8 (1965) 1168.

DISCUSSION

H.A.B. BODIN: I want to make the following comment. I note that at lower pressures Mr. Bogen and co-workers find the electron temperature higher than that expected classically. In the 8-m theta-pinch experiment at Culham we find the same, and it can be explained by the additional resistive heating from ion accoustic oscillations. Computations using the Sagdeev term give agreement. Best agreement is obtained when this term is also used to determine the shock width. At the lower electric fields, resistive electron heating can be the predominant mechanism in our experiment.

CONFINEMENT OF COLLISION-DOMINATED PLASMA AND PRODUCTION OF HOT ELECTRON PLASMA IN A MIRROR θ-PINCH

Ka. SATO, Ko. SATO, S. SHIINA, H. MURATA, H. OHNISHI, M. SATO, I. KAWAKAMI, K. YOKOYAMA AND H. YOSHIMURA
DEPARTMENT OF PHYSICS AND
ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE,
NIHON UNIVERSITY, TOKYO, JAPAN

Abstract

CONFINEMENT OF COLLISION-DOMINATED PLASMA AND PRODUCTION OF HOT ELECTRON PLASMA IN A MIRROR θ-PINCH. The relation of the confinement and axial motion of the collision-dominated plasma produced in a mirror θ-pinch is investigated. Without a reverse trapped field, it is found that clear luminous fronts propagate from the mirror parts to the control part after the radial compression and are reflected back to the mirror parts. This axial behaviour is observed only in mirror configuration and never in straight configuration. The time behaviour of the plasma density is characterized by the plasma flow accompanying the propagating luminous fronts. After the axial contraction, the plasma decreases rapidly with time at the mid-plane and increases at the mirror plane by the reflected plasma flow. From numerical computation, one can find remarkable agreement between theory and experiment.

Thus it is concluded that the confinement time of the plasma produced in the mirror θ-pinch is mainly determined by dynamic behaviour accompanying the density bore which propagates along the plasma column.

At low initial pressures, hard X-rays with maximum energy of more than 300 keV are observed in mirror θ-pinch. It is found from the measurements by collimated scintillation detectors that the observed hard X-rays are bremsstrahlung from hot electron plasma trapped in the mirror field. The produced plasma is composed of four components: hot electrons, cold electrons, cold ions and neutral gas. The confinement time of the rrapped plasma with densities $\sim 10^{13}$/cm is about 200 μs in a mirror field with the mirror ratio 1.5, and this confinement time is by one order longer than that of a simple cold plasma without hot electrons.

To clarify the acceleration mechanisms, the energy spectra of hard X-rays emitted from the hot electron plasma are measured under various conditions. The results show that the existence of the high-energy electrons cannot be explained by the acceleration of a single particle in the rising magnetic field. It is also found that the betatron mechanism cannot be operating in the conditions of experiment.

It has been reported [1,2] that the confinement of plasma in an MJ linear θ-pinch was fully interpreted by the magnetohydrodynamic steady flow models. In Refs [3,4] which deal with efforts made to obtain longer confinement times, plasma studies in linear θ-pinch with large mirror ratios at both ends of the coil were described [5]. Recently, experiments were carried out to investigate the dynamics of a θ-pinch plasma in mirror configuration [6-8]. On the other hand, it was well known that hard X-rays were emitted from the θ-pinch at low initial pressures [9]. The acceleration mechanism of the energetic electrons, however, was not sufficiently studied; only models based on induction acceleration [10-12] were considered.

In this paper, the dynamic behaviour of the collision-dominated plasma in a mirror θ-pinch is described, and the close relation of the confinement time to the axial behaviour of the plasma is pointed out.

Moreover, the acceleration mechanism of the energetic electrons responsible for the hard X-ray emission and the property of the hot electron plasma trapped in mirror θ-pinch are described.

The experiments were carried out with a mirror θ-pinch device equipped with a coaxial lead coil [13] (37 cm long, 14 cm bore) and a pre-ionization circuit of Z-discharge type with a non-linear resistor. The typical parameters of the main discharge are C = 32 μF, V = 25 KV, mirror ratio 1.5, $\tau_{1/2}$ = 60 μs and B_{max} = 11 kG. Most of the experiments investigating the collision-dominated plasma were carried out in helium gas with a pressure range of 20 - 200 mTorr, and in the first magnetic half cycle with pre-ionization. The investigation of the hard X-ray emission and the hot electron plasma was carried out in D_2, He, A, Ne, Xe gases and air of a pressure range of 1 - 50 mTorr in various magnetic hald cycles without pre-ionization.

The dynamic behaviour of the plasma was observed by means of high-speed framing and streak cameras. The line densities of the plasma at various places along the coil axis were measured by means of Ashby [14] and Mach-Zender-type interferometers. Two NaI-(Tl)-scintillation detectors were used to measure the hard X-ray emission. The energy spectra of the hard X-rays were determined by scintillation detectors which were calibrated against C_s^{137} and H_g^{203} activities. A collimated scintillation detector was used to study the spatial distribution of the hard X-ray [15]. An 8-mm-microwave transmission circuit, a photomultiplier and an STL camera were also used to study the properties of the hot electron plasma.

1. CONFINEMENT OF COLLISION-DOMINATED PLASMA

1.1. Axial behaviour of collision-dominated plasma

The plasma produced in mirror θ-pinch with pre-ionization was stabilized by the end-stabilization effect [13] for a half cycle of the magnetic field at initial pressures below 200 mTorr. The high-speed framing photographs taken from the radial direction of the plasma column produced in the first magnetic half-cycle without reversed bias field are shown in Fig.1. The behaviour of the plasma corresponding to Fig.1 was observed from the side on the streak photographs in Fig.2 with the camera slit parallel and perpendicular to the coil axis, respectively. From these photographs, one can see the luminous fronts characterized by the following points. At the first maximum radial compression stage, the fronts originate in the mirror parts. Two fronts proceed from each mirror part, one inside and the other one outside along the coil axis. In the central plane of the coil, the two inward fronts collide with one another and are reflected to the mirror parts. From the photographs, it is also found that the propagation of the luminous fronts corresponds to the propagation of the abrupt growth of the plasma radius. Then we may say that this corresponds to the propagation of the axial area shock [16].

The behaviour of the plasma in a mirror θ-pinch with reversed bias field and in straight θ-pinch with and without reversed bias field was also investigated. It is shown that the axial shocks are remarkable with re-

versed bias field and are not observed in a straight θ-pinch without reversed bias field.

Figure 3 shows the time variations of the plasma line density in the mirror θ-pinch with and without reversed bias field. On the central plane, the line density increases sharply after the collision of the luminous fronts and decreases gradually. In the mirror part, the line density decreases initially and, after the peak in the central plane, increases again. In the straight θ-pinch without reversed bias field, however, the line density shows a simple broad peak in both the central and the mirror part.

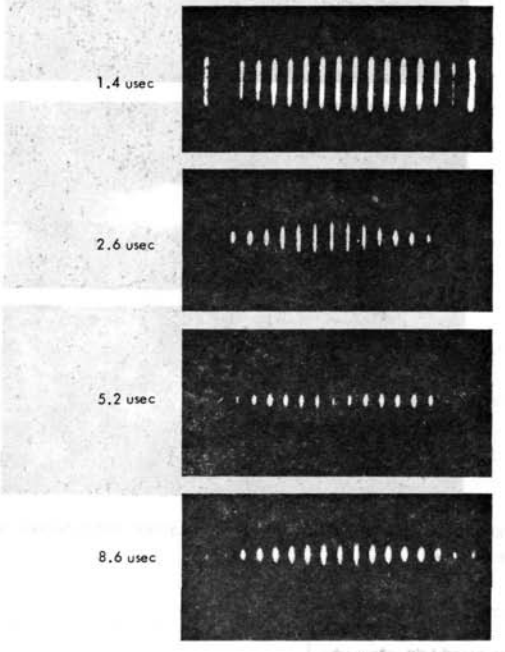


FIG.1. Framing photographs of the plasma at 200 mTorr initial pressure.

Thus it is clear that the time variations of the plasma line density, and then the confinement time, are strongly affected by the area shock propagating along the coil axis.

1.2. Comparison with the numerical analysis

The experimental results are compared with the theoretical computation of the magnetohydrodynamical equations of a one-dimensional, ideal plasma carried out by electronic computers (IBM 7090 and HITAC 5020). The equations are derived from the three-dimensional ones in the near-axis expansion [17]. The boundary conditions are that the flow is at rest at the centre, and the plasma-vacuum boundary proceeds with velocity $3C_0$ where C_0 is the initial sound velocity at the plasma vacuum at rest. The initial conditions are taken from the experimental values at 5 μs from the beginning of the half cycle.

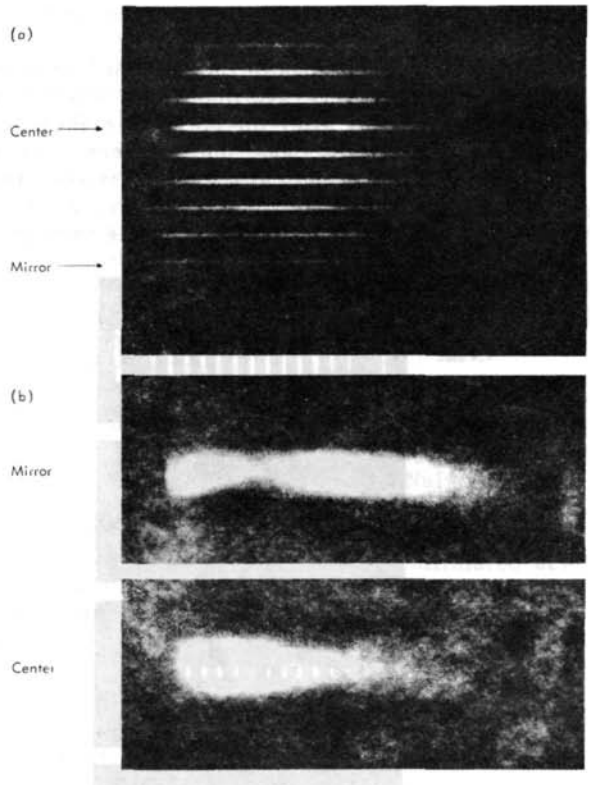


FIG.2. Streak photographs of the plasma at 200 mTorr with camera slit arranged parallel (a) and perpendicular (b) to the coil axis.

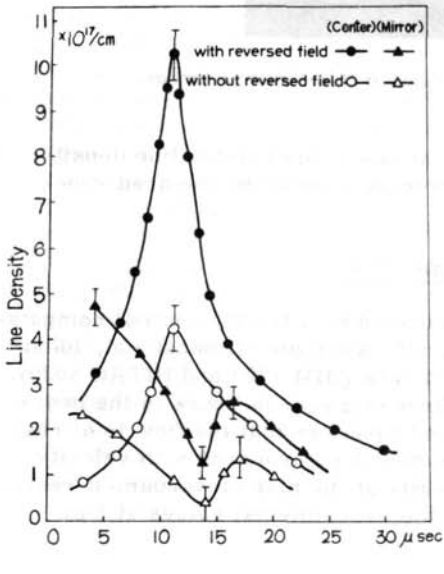


FIG.3. Time variation of plasma line density at 200 mTorr at central and mirror parts.

Typical examples of the theoretical computations compared with experimental results are shown in Fig.4. The theoretical time variations of the line density at the mirror and at the centre agree well with the experimental ones. This shows that the equations describe well the axial motion of the plasma in the mirror field.

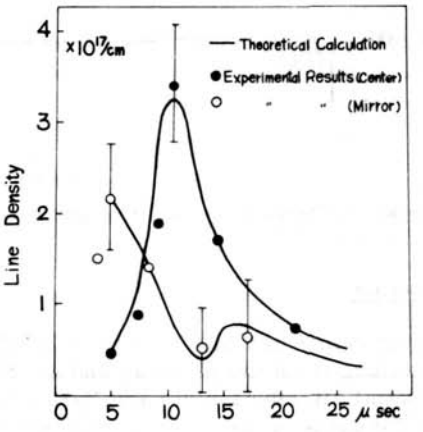


FIG.4. Theoretical and experimental variations of the plasma line density at 200 mTorr.

The computations show that the motion of the plasma is essentially unsteady in the mirror field. The confinement time can not be determined by the steady model and does not simply increase with the mirror ratio as predicted by J.B. Taylor [5].

2. PRODUCTION OF HOT ELECTRON PLASMA

2.1. Hard X-ray emission

In the low-pressure regions hard X-rays with a maximum energy of 300 keV [18] were observed in the mirror θ-pinch. The hard X-rays are emitted in two groups of half cycles during a discharge: in several early half cycles (first group), and in later half cycles (second group) after several hundred microseconds from the start of the discharge. The first group corresponds to the half cycles just before the formation of the dense plasma, and the second group to those just after the decay of this plasma (see Fig.5). From this result and from the experiments with varying initial gas pressure or charging voltage, with weak pre-ionization by means of an rf oscillator, or from the use of gases with different ionization potentials, it is suggested that there are lower and upper limits of the electron density for the emission of hard X-rays (see section 2.2. below for the electron density during the emission of hard X-rays). In Fig.5, the reappearance of intense total light in the half cycles just after the emission of the hard X-rays of the second group, corresponding to the reproduction of dense plasma, shows that the energetic electrons responsible for the emission of hard X-rays pre-ionize the plasma.

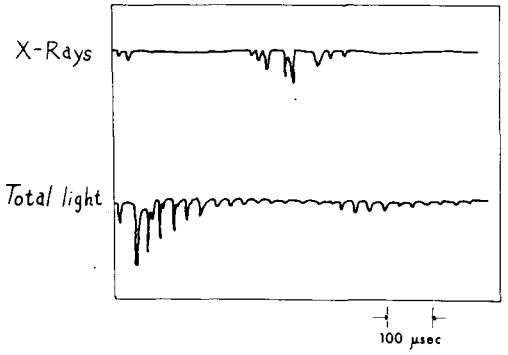


FIG.5. Half-cycle dependence of total light and hard X-rays emitted from the plasma at 15 mTorr.

2.2. Hot electron plasma

The following facts confirmed that the emission of hard X-rays was due to the bremsstrahlung from the plasma, and not from the discharge tube wall: (i) the spatial distribution of hard X-ray intensity shows the maximum in the central plane of the mirror field and on the tube axis [15] (ii) the energy distribution of hard X-rays corresponds to an electron energy distribution of Maxwellian type with a temperature of 50 keV (Fig.6), (iii) the duration of hard X-ray emission increases when the external magnetic field is crow-barred, and (iv) the pre-ionization effect mentioned in section 2.1. means that the energetic electrons are confined for one half cycle in a mirror field. These facts also indicate the presence of hot electron plasma trapped in the mirror field.

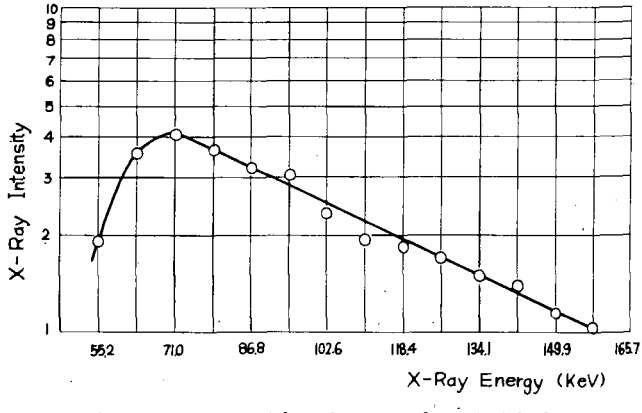


FIG.6. Energy spectrum of hard X-rays emitted from the plasma for typical discharge parameters at 15 mTorr in the third half-cycle.

The hot electron plasma is composed of four components: hot electrons, cold electrons, cold ions and neutrals. The microwave transmission experiment gives the cold electron density which increases with time in a half cycle and is 10^{12}-10^{13} cm^{-3} during the hard X-ray emission.

The density of hot electrons is above 10^{10} cm^{-3} as roughly estimated from the total energy of the emitted hard X-rays. When the external magnetic field is crowbarred at the peak value, the transmitted microwave signal is cut-off for 200 μs, during which the visible light and the hard X-rays are also emitted (Fig.7). The duration of cut-off (200 μs) is by one order longer than the confinement time of a simple cold plasma without the hot electrons, and it suggests that the trapped hot electrons continue ionizing the background gas to create the cold plasma. The framing photographs taken from the axial direction show that the plasma, while being deformed slowly, remains on the tube axis for about 200 μs, which implies a certain stabilizing effect.

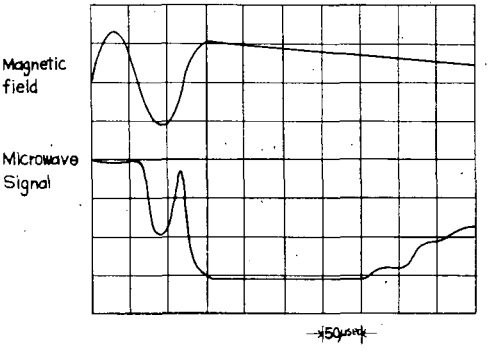


FIG.7. Crowbarred magnetic field and transmitted microwave signal at 15 mTorr.

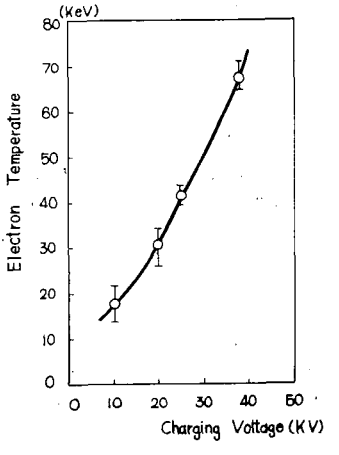


FIG.8. Charging-voltage dependence of hot-electron temperature.

Figure 8 shows the dependence of the hot electron temperature on the charging voltage. Between 10 to 37 kV, the temperature increases nearly proportionally to the voltage.

2.3. Acceleration mechanism of high energy electrons

There is no doubt that the induction acceleration of individual electrons in the rising magnetic field plays an important role in the production of the energetic electrons, and some theoretical investigations based on the single-particle motion have been made [19] (see also Ref. [11]). The following experimental results show, however, that the induction acceleration model alone is quite insufficient to account for the observed characteristics of the hard X-ray emission: (i) Using discharge tubes of radii of 3 cm and 5 cm, it is found that the energy spectrum of hard X-rays is not strongly affected by changing the tube radius; (ii) when the energy spectrum is measured in each third part of a half cycle, it is found that the energy spectrum in the first part is different from those in the second and third parts, suggesting even higher average energy of electrons in the first part (see Fig.9). (iii) Hard X-rays of average energy of about 50 keV and maximum energy of 150 keV are observed at $B = 2 \times 10^3$ G and the observed maximum energy is about 300 keV; the induction model gives at most 16 keV at 2×10^3 G and 90 keV even at $B_{max} = 1.1 \times 10^4$ G. It should also be noted that the binary collision time of the energetic electrons is so long that one cannot expect thermalization (formation of high-energy tail) as a result of binary collisions between the induction-accelerated electrons. Some modifications of the induction-acceleration model were also examined, [19-21] but the results turned out to be negative.

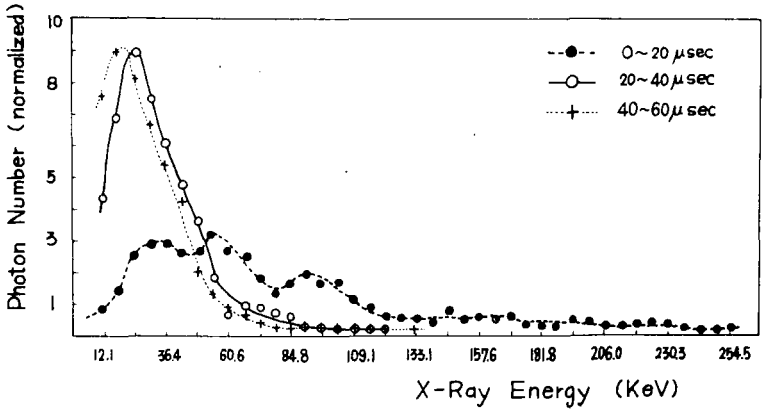


FIG. 9. Time dependence of the hard-X-rays energy spectrum.

It seems probable that some kind of statistical acceleration is operating combined with the induction acceleration by dB/dt. The statistical acceleration is due to the fluctuating electric field produced in the plasma as a result of instabilities which will be caused by the high-energy electrons passing through the cold background plasma. In this connection it is suggestive that the hard X-rays are emitted in the state where the electron plasma frequency is comparable to, or slightly higher than, the electron gyrofrequency. It must be noted, however, that the statistical acceleration theory based on the assumption of weak turbulence, as proposed by Raizer and Tsytovich, [22] is yet insufficient to explain the observed high acceleration rate. It is expected that strong instabilities

are produced in the plasma which result in the efficient acceleration as observed.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are indebted to Prof. M. Yokota, Dr. S. Hamada and Dr. T. Miyamoto for helpful discussions.

REFERENCES

[1] QUINN, W.E., LITTLE, E.M., RIBE, F.L., SAWYER, G.A., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Culham, 1965) 1 (1966) 237.
[2] ANDELFINGER, C., DECKER, G., FÜNFER, E., HEISS, A., KEILHACKER, M., SOMMER, J., ULRICH, M., ibid. 1 (1966) 249.
[3] KOLB, A.C., LUPTON, W.H., ELTON, R.C., McLEAN, E.A., SWARTS, M., YOUNG, M.P., GRIEM, H.R., HINTZ, E., ibid. 1 (1966) 261.
[4] ALLEN, T.K., COXELL, H., HILL, M., SPALDING, I.J., in Proceedings of the APS Topical Conference on Pulsed High-Density Plasmas, (1967) LA-3770, G4.
[5] TAYLOR, J.B., WESSON, J.A., Nucl. Fusion 5 (1965) 159.
[6] HEISS, A., HEROLD, H., UNSÖLD, E., Proceedings of the APS Topical Conference on Pulsed High-Density Plasmas, (1967) LA-3770, D7.
[7] SHIINA, S., J. phys. Soc. Japan 23 (1967) 882.
[8] SATO, K., KAWAKAMI, I., SHIINA, S., OHNISHI, H., YOKOYAMA, K., YOSHIMURA, H., NAGASHIMA, H., J. phys. Soc. Japan 24 (1968) 433.
[9] LITTLE, E.M., QUINN, W.E., RIBE, F.L., Physics Fluids 4 (1961) 711.
[10] DUPAS, L., LEROY, J., CONSOLI, T., Nucl. Fusion 3 (1963) 160.
[11] CHODURA, R., KEILHACKER, M., Z. Naturf. 17a (1962) 977.
[12] VOLKOV, Ya.F., TOLOK, V.T., SINELNIKOV, K.D., Zh. tekh. Fiz. 32 (1962) 811.
[13] MIYAMOTO, T., HAMADA, S., OHNISHI, H., J. phys. Soc. Japan 23 (1967) 1131.
[14] ASHBY, D.E.T.F., SCOTT, D.F., Appl. Phys. Lett. 3 (1963) 13.
[15] OHNISHI, H., SATO, K., MURATA, H., J. phys. Soc. Japan 23 (1967) 465.
[16] BODIN, H.A.B., GREEN, T.S., NIBLETT, G.B.F., PEACOCK, N.J., QUINN, J.M.P., REYNOLDS, J.A., TAYLOR, J.B., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Nucl. Fusion Suppl Part 2 (1962) 511.
[17] HAMADA, S., KAWAKAMI, I., SATO, M., J. phys. Soc. Japan 25 2 (1968).
[18] SATO, K., OHNISHI, H., YOSHIMURA, H., J. phys. Soc. Japan 19 (1964) 1244.
[19] SATO, M., KAWAKAMI, I., On the mechanisms of acceleration of high-energy electrons in a theta-pinch, Preprint NUP-64-8 (1964), unpublished.
[20] SATO, M., KAWAKAMI, I., J. phys. Soc. Japan 19 (1964) 1499.
[21] CHODURA, R., Z. Naturf. 19a (1964) 679.
[22] RAIZER, M.D., TSYTOVICH, V.N., Atomn. Energ. 17 (1964) 185; TSYTOVICH, V.N., Usp. fiz. Nauk. 89 (1966) 89.

MAGNETIC EQUILIBRIUM IN FAST THETA PINCH

R. L. BINGHAM, L. M. GOLDMAN AND R. W. KILB
GENERAL ELECTRIC RESEARCH AND DEVELOPMENT CENTER
SCHENECTADY, NEW YORK, N. Y., UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

MAGNETIC EQUILIBRIUM IN FAST THETA PINCH. We have examined the effects of the end configuration on the equilibrium and stability of zero-bias θ-pinch plasmas. In this experiment we have demonstrated that it is the hot external plasma and favourable field curvature in and beyond the mirror region which provide an average magnetic well for the plasma, and therefore an equilibrium position. The field curvature effects were determined by initially imploding the plasma several centimetres from the magnetic axis of the coil and measuring the subsequent plasma motion. This motion was measured under five different conditions: (1) normal unterminated plasma; (2) quartz discs terminating the plasma in the mirror throat; (3) quartz discs terminating the plasma 5 cm inside the mirror peak; (4) one quartz disc terminating one end of the plasma inside the mirror; (5) molybdenum discs terminating the plasma 6 cm beyond the mirror peak.

In case (1) the plasma is accelerated toward the magnetic axis at a rate which agrees quite well with a rate calculated from a mean J × B force averaged over the length of the plasma, assuming the plasma density falls off like the magnetic field density beyond the mirror planes.

In case (2) the plasma does not move at all during the time of observation consistent with the computation, while in case (3), where all the curvature is unfavourable, the plasma generally does not move or occasionally moves slowly away from the magnetic axis, but at a rate much smaller than the computed one.

Case (4) clearly demonstrates the absence of strong line-tying at quartz surfaces in these experiments by the fact that having the plasma in contact with one quartz disc does not prevent the plasma from drifting towards the magnetic axis. The measured acceleration in case (4) is again in good agreement with the calculated rate. The molybdenum discs beyond the mirror peak in case (5) did not prevent plasma drift toward the axis, and in fact appeared to accentuate rotational instabilities near the axis. This again shows that line-tying at conducting surfaces is not a dominant effect in determining the equilibrium position.

The acceleration in the centre plane was calculated by

$$a_c = \frac{\int 2k(T_e + T_i)\left(\frac{B}{B_c}\right)^{1/2} \frac{n}{B^2 R}\, d\ell}{M\int \frac{n}{B^2}\, d\ell}$$

where B_c is the field in the centre plane, R is the radius of curvature of the flux line, n is the electron density and the integration is along the flux line. The sign of the acceleration is in agreement with the stability criterion of Rosenbluth and Longmire.

1. INTRODUCTION

Rosenbluth and Longmire's theory [1] shows that a confined plasma in a mirror theta pinch should be unstable to the m = 1 flute instability and therefore drift to the walls. Experimentally, however, the plasma remains roughly centered in the vacuum vessel for its observed lifetime, although it often exhibits finite amplitude rotational instability. This phenomenon has been observed in nearly all theta pinch experiments when transverse magnetic field gradients have been

removed [2], and also at General Electric in a fairly short device with a large transverse magnetic field [3].

Line-tying to conducting surfaces at the ends of the device is a possible mechanism for suppression of the flute motion [4,5]. Previous experiments at our laboratory indicated, however, that such line-tying to the vacuum vessel walls was at most a weak effect and would not explain the lack of plasma drift in a theta pinch. We then postulated that the axial plasma flow from the pinch coil region would provide a sufficiently hot and dense plasma in the external region of favorable field curvature to provide an overall average stabilizing effect [6]. Similar conclusions were reached by Ohnishi et al [7,8] using a very slow theta pinch.

The present experiments demonstrate that the hot external plasma beyond the magnetic mirror exerts a centering force which provides an equilibrium for the internal plasma somewhat analogous to an "average-minimum-B" well. When the external plasma region is cut off by quartz discs at the mirrors, the centering force vanishes.

2. EXPERIMENTAL OBSERVATIONS

The theta pinch coil is made up of 14 copper slabs each 1.9 cm thick with 1.9 cm spaces between them as shown in Fig. 1. The last two slabs at each end (of 16.5 cm i.d.) give a magnetic mirror ratio of 1.25 on the axis. The vacuum vessel is a 10 cm diameter clear quartz tube, which can be radially displaced from the magnetic axis in the plane of the current lead. In this way the drift motion of the plasma, initially formed off the magnetic axis, can be studied. No magnetic bias was applied in the present experiments, and preionization was by a z-discharge.

The effect to be examined depends upon the plasma length as this determines the contribution of the "good" and "bad" curvature regions of the magnetic field. The plasma length is controlled by 7.5 cm diameter quartz discs across each end of the vacuum tube. These discs can be moved axially along the tube by means of long quartz shafts which emerge through "O" ring seals at the ends of the system.

A TRW image converter streak camera was used to observe the plasma behavior at the centerplane of the coil. Fig. 2 shows the plasma motion when the tube axis is displaced 2 cm from the magnetic axis of the coil. The dark line marks the magnetic axis of the coil. The quartz discs were withdrawn 25 cm beyond the magnetic mirror peak, and a filling pressure of 20 mTorr of deuterium was used. Note that even though the

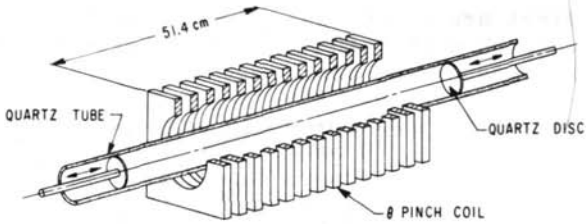


FIG.1. Experimental arrangement.

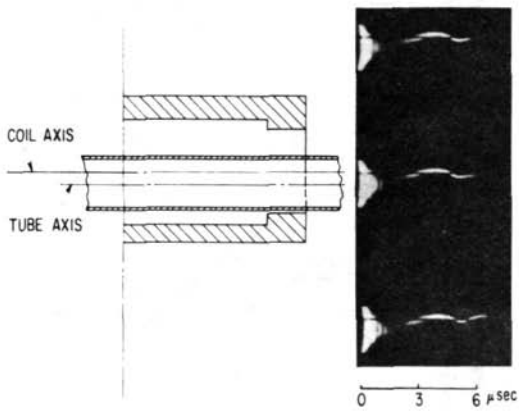


FIG.2. Streak photographs of plasma drift at centreplane when the tube axis is displaced 2 cm from the magnetic axis. The plasma drifts toward the magnetic axis and oscillates about it. Discs are withdrawn 20 cm.

initial implosion is off-axis, a centering force subsequently drives the plasma toward the magnetic axis. Similar results were found with 10, 30 and 50 mTorr filling pressure.

Streak photographs in the magnetic mirror plane showed the same plasma motion. Framing pictures showed that the plasma moved as an essentially rigid body. As a further check on the nature of the motion, a stereo streak system was used at the centerplane. This indicated that the plasma motion was confined to the horizontal plane for the first 4 μseconds, although small amplitude rotational motion about the magnetic axis frequently occurred later.

Similar data were taken with the quartz discs moved inward to positions which limited the length of the plasma column. When both discs were placed at the mirror position, the plasma stayed motionless on the tube axis, even when the tube was displaced from the magnetic axis. As the discs were moved farther into the coil the plasma was observed either to stay on the tube axis or occasionally to drift away from the magnetic axis. When one disc is placed within the mirror region and the other is withdrawn well beyond the end of the coil, the plasma drifts toward the magnetic axis, but at a slower rate than when both

discs are withdrawn. These results are shown in Fig. 3. These data show that the mirror and external plasma regions are the sources of the centering force.

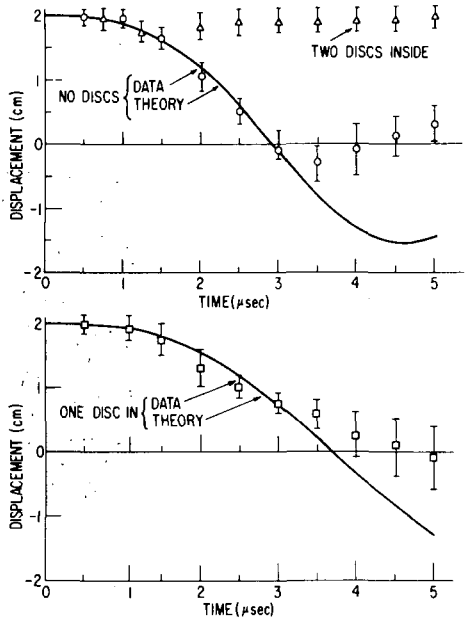


FIG.3. Comparison of experimental and computed plasma drift motion for various disc positions.

We believe that these results rule out "line-tying" at a conducting end wall or cold plasma layer as a dominant contributor to plasma equilibrium. This is most clearly shown by the fact that, with one quartz disc inside the mirror, the plasma drifts in or out depending only on the location of the other plate - and hence on the effective length of plasma.

Further experiments using 7.5 cm stainless steel spirals and 3.8 cm molybdenum discs showed that even when these conducting materials were brought to within 6 cm of the vacuum mirror position, the plasma still drifted toward the magnetic axis. Following a suggestion of R. L. Morse, an attempt was made to improve contact of the molybdenum discs with the plasma by placing cylindrical Alnico magnets in back of the discs. The permanent field at the discs was 1 kGauss. The flux lines emanating from the discs could then link with those leaving the plasma. No significant change in plasma behavior occurred, thus again indicating that line-tying must be a weak effect.

The electron density was measured at the centerplane by bremsstrahlung emitted at 5033Å. The plasma radius was measured from streak photos and the density was assumed uniform

across the plasma diameter. Fig. 4 shows the density variation with time when the discs are withdrawn.

The time history of the electron temperature was found, for the first 3 μsec of the discharge, from the line radiation emitted by oxygen impurity ions O^{III}, O^{IV}, and O^{VI}. The variation of line intensities as a function of time yields the

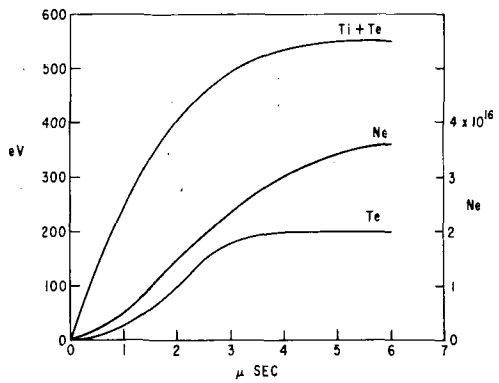


FIG.4. Experimental time variation of plasma density, electron temperature, and ion temperature.

electron temperature [9] shown in Fig. 4. The same line intensity variation was obtained for all positions of the quartz discs, thus eliminating electron temperature changes as a cause for the observed variation of plasma behavior.

The total plasma pressure was determined from diamagnetic signals of a balanced loop system previously used on this device [10]. Thus $n(T_i+T_e)$, n and T_e are known, so T_i may be computed. The ion temperature determined in this way is shown in Fig. 4, and is consistent with the observed lack of neutron production.

3. THEORETICAL MODEL

Wesson [11] and Haas [12] have applied the MHD energy principle to analyze high-β theta pinch plasmas. Their approach would require extensive modification and computation if it were to be applied to our particular experiment. Examination of their energy integral indicates that the plasma will tend to follow the vacuum magnetic field lines since this minimizes the field energy. This agrees with our experimental observations. Hamada and Sato [8] have also given an excellent MHD analysis of the theta pinch, but their study is restricted to low β. They take into account plasma flow along the field line.

We propose a simple heuristic model which describes the experimental data quite well. Following van der Laan [13], the transverse acceleration in a radial plane may be written:

$$\rho a_t = -\nabla_t (p + B^2/8\pi) - B^2/4\pi R \qquad (1)$$

where B and R are the local internal magnetic field and its radius of curvature. Because of the variation of R along the field line, such local accelerations would tend to twist the plasma around the vacuum magnetic field lines. However, such twisting is not observed. We therefore assume some averaging mechanism exists (as is implied in the MHD energy principle) which averages these local acceleration along the entire field line. Following a suggestion of Hamada, an appropriate scalar for averaging process is the work done ($\rho a_t \delta_t$) in the transverse motion. This yields for the acceleration at the centerplane [6]:

$$a_c = \frac{\int 2k(T_e+T_i) \left(\frac{B}{B_c}\right)^{1/2} \frac{n}{B^2 R} \, d\ell}{M \int \frac{n}{B^2} \, d\ell} \qquad (2)$$

where $n(\ell)$ is the plasma density as a function of distance ℓ along the field line, $B(\ell)$ is the vacuum magnetic field, B_c is the field at the centerplane, $R(\ell)$ is radius of curvature, and M is the ion mass. The motion is inward or outward, depending only on the sign of the integral in the numerator. This integral is the same as the low-β stability criterion of Rosenbluth and Longmire [1].

Using an estimate of the axial density variation and the plasma data presented in Fig. 4, the expected plasma drift was computed from the acceleration given by Eq. (2). Details of this computation are given in Ref. [6]. As shown in Fig. 3, good agreement is found with the observed motion up to the first crossing of the magnetic axis for the case with both discs withdrawn, and for the case with one disc 5 cm inside the mirror and the other withdrawn. The computations also predict no plasma motion with both discs at the mirror position, and no motion was observed.

The model does not quantiatively predict the behavior with both discs 5 cm inside the mirror. Here Eq. (2) predicts a fairly rapid acceleration away from the axis whereas only occasional very slow outward motion is observed. Since the discs are quite heavily bombarded by plasma when the discs are 5 cm inside the mirrors, it is possible that line-tying is an important factor here. However, such a conclusion would seem to be at odds with the fact that the plasma drifts rapidly inward when one or the other disc is withdrawn. It seems to us that if two discs can line-tie the plasma, then one disc should

be nearly as effective. Thus no completely satisfactory explanation is available for the lack of rapid outward motion when the two discs are within the mirrors.

4. CONCLUSIONS

We have shown experimentally that the plasma in a zero-bias theta pinch behaves as if it were in the bottom of a magnetic potential well. This well is due to the presence of hot plasma in the strongly favorable magnetic field curvature regions just outside the magnetic mirrors. When the external plasma is eliminated by limiting the length of the plasma column, the plasma either remains motionless or occasionally drifts outwards. The presence of the hot external plasma is a direct consequence of the end losses from the internal plasma.

A simple magnetohydrodynamic model has been presented to account for the properties of the observed plasma equilibrium. This model successfully predicts the sign of the motion and also, with the exception of the "discs in" geometry, its magnitude. We have assumed in this analysis that electron flow along the magnetic field lines provides an averaging mechanism which, in accordance with the MHD minimum energy principle, constrains the plasma to lie along the vacuum magnetic field lines. It is experimentally observed that the plasma motion at early times is confined to the r-z plane, and appears to be aligned with the vacuum field lines.

We have also shown in these experiments that "line-tying" at walls cannot be the dominant factor providing plasma equilibrium in the theta pinch. When one quartz disc was placed inside the magnetic mirror, the plasma behavior was controlled by the position of the second disc (that is, by the length of external plasma). The lack of strong "line-tying" in the presence of metal discs is further confirmation of this conclusion.

In this report we have been concerned with plasma equilibrium in a magnetic field. We note, however, that even when this equilibrium has been achieved there is in general a residual finite amplitude plasma rotation. Under normal operating condition the limiting amplitude of this rotational instability is small. We therefore conclude that the zero-bias theta pinch plasma may have many of the favorable stability features to be expected from an "average-minimum-B" configuration. However, the stabilization is a consequence of the high degree of plasma end loss. Thus a decrease in end loss may result in flute instabilities as originally predicted [1].

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are pleased to acknowledge the very effective assistance of Mr. Henry Rej in performing these experiments and the fruitful discussions of the results with Drs H. Hurwitz, Jr. and W. F. Westendorp.

REFERENCES

[1] ROSENBLUTH, M.N., LONGMIRE, C.L., Ann. Phys. 1, (1957) 120.
[2] HINTZ, E., KOLB, A.C., Phys. Fluids 8, (1965) 1347-1355.
[3] GOLDMAN, L.M., HURWITZ, H., Jr., Phys. Fluids 8, (1965) 1399.
[4] SCOTT, F.R., JENSEN, T.H., WHARTON, C.B., "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research". I.A.E.A. Culham Conf. Proc., Vol. II, (1966) 463-482.
[5] GUEST, G.E., BEASLEY, C.O., Jr., Phys. Fluids 9, (1966) 1798-1804.
[6] BINGHAM, R.L., GOLDMAN, L.M., KILB, R.W., General Electric R. & D. C. Report 68-C-180 (1968).
[7] MIYAMOTO, T., HAMADA, S., OHNISHI, H., J. Phys. Soc. Japan 20, (1965) 1088; 23, (1967) 1131.
[8] HAMADA, S., SATO, M., Bull. Am Phys. Soc. II 13, (1968) 302. Also to be published in the Japanese literature.
[9] GOLDMAN, L.M., KILB, R.W., Plasma Phys. (J. Nucl. Energy Part C) 6, (1964) 217.
[10] GOLDMAN, L.M., KILB, R.W., POLLOCK, H.C., REYNOLDS, J.A., Phys. Fluids 8, (1965) 522.
[11] WESSON, J.A., Proc. of the A.P.S. Topical Conf. on Pulsed High-Density Plasma, Los Alamos Report LA 3770, paper b- 1 (1967).
[12] HAAS, F.A., WESSON, J.A., Phys. Fluids 9, (1966) 2472; 10, (1967) 2245.
[13] VAN DER LAAN, P.C.T., Plasma Phys. (J. Nucl. Energy Part C) 6, (1964) 559.

DISCUSSION

M. SATO: In our recent experiment using a 2-m coil we found that, when the tube axis was displaced from the magnetic axis of the coil, the different parts of the plasma column underwent different kinds of motion before the plasma column reached equilibrium: while the part of the plasma in the good mirror region drifted directly to the magnetic axis, the central part of the plasma in the bad region first drifted away from the magnetic axis, and then, after a few microseconds, turned towards the magnetic axis together with the plasma from the mirror region.

We think this shows that the plasma does not always behave like a rigid body and that the propagation mechanism between good and bad regions must be studied.

R. W. KILB: I believe that our plasma moved essentially as a rigid body because our theta-pinch is only 40 cm long and our density is only 3×10^{16} ions/cm^3. Thus, the transit time for Alfvén waves from the mirror to the centre plane is about a microsecond, which is short compared with the drift time. Perhaps in your device the Alfvén transit time is much longer, so that the different regions can act independently for a few microseconds. Such behaviour also occurs in the Culham 8-m theta-pinch experiment described by Bodin.

TURBULENT HEATING
BEAM-PLASMA INTERACTION

(Session L)

Chairman: S. NAGAO

Papers L-4 to L-10 were presented by
A.K. BEREZIN as Rapporteur

ТУРБУЛЕНТНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ТОКОМ

Е.К.ЗАВОЙСКИЙ, С.Л.НЕДОСЕЕВ, Л.И.РУДАКОВ,
В.Д.РУСАНОВ, В.А.СКОРЮПИН и С.Д.ФАНЧЕНКО
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

TURBULENT HEATING OF PLASMA BY MEANS OF A CURRENT. The authors present the results of turbulent plasma heating experiments in mirror and closed magnetic traps under widely varying experimental conditions. The plasma heating effect is explained by the collective interactions that occur when the electron current velocity exceeds a certain critical value. A high noise level is then observed in the plasma, the resistance of the plasma becomes abnormally high, and the energy of the external current source is imparted to the plasma electrons and ions with an efficiency much greater than that achieved with energy dissipation methods governed by pair collisions. In the magnetic mirror trap experiments the plasma density varied between 10^{12} and 4×10^{13} cm^{-3} and the quasi-stationary magnetic field from 1 to 25 kOe. The authors studied the efficiency of turbulent heating, the heating energy balance, and particle and energy losses both along and across the magnetic field. It was shown that increases in the longitudinal electric field producing the current in the plasma are accompanied by increases in the strength of the quasi-stationary magnetic field, ensuring minimum plasma energy and particle losses during the passage of the heating current. The dependence of the efficiency of turbulent heating on the strength both of a quasi-stationary magnetic field and of a high-frequency longitudinal electric field was studied in toroidal magnetic traps. Using non-contact diagnostic methods (investigation of the epithermal radiation of the plasma in the region of the electron plasma frequency, non-coherent scattering in the plasma of u.h.f. electromagnetic waves, etc.), the authors analysed the oscillation spectrum of the turbulent plasma. Plasma containment after turbulent heating was studied in a toroidal trap with a strongly corrugated magnetic field; the plasma density was 10^{12} - 10^{13} cm^{-3} and the pressure of the turbulently heated plasma $nT \sim 10^{15}$ - 10^{16} eV.cm^{-3}.

ТУРБУЛЕНТНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ТОКОМ. Сообщаются результаты экспериментов по турбулентному нагреву плазмы, проведенных как в зеркальных, так и в замкнутых магнитных ловушках в широком диапазоне изменения экспернментальных условий. Эффект нагрева плазмы объясняется коллективнымн взаимодействиями, возникающими, когда токовая скорость электронов превосходит определенное критическое значение. В этих условиях в плазме наблюдается высокий уровень шумов, сопротивление плазмы становится аномально большим, а энергия внешнего источника тока передается электронам и ионам плазмы с эффективностью, намного превышающую ту, которую могут обеспечить механизмы диссипации энергии, определяемые парными столкновениями. Опыты в зеркальных магнитных ловушках проводились для плотности плазмы от 10^{12} до $4\cdot10^{13}$ см$^{-3}$ и в диапазоне изменения квазистационарного магнитного поля от 1 до 25 кэ. В этих условиях были изучены эффективность турбулентного нагрева, баланс энергии нагрева и потери частиц, а также энергии как вдоль, так и поперек магнитного поля. Показано, что с увеличением вызывающего ток в плазме продольного электрического поля напряженность квазистационарного магнитного поля, обеспечивающая минимальные потери энергии и частиц плазмы в процессе протекания тока нагрева, также возрастает. В магнитных ловушках тороидальной конфигурации изучалась зависимость эффективности турбулентного нагрева от напряженности как квазистационарного магнитного поля, так и высокочастотного продольного электрического поля на обходе тора. Методами бесконтактной диагностики (исследование надтеплового излучения плазмы в районе электронной плазменной частоты, некогерентное рассеяние на плазме электромагнитных волн СВЧ-диапазона и т.п.) анализировался спектр колебаний турбулентной плазмы. В тороидальной ловушке с сильно гофрированным магнитным полем исследовалось удержание плазмы после прекращения турбулентного нагрева. Плотность плазмы составляла $10^{12} \div 10^{13}$ см$^{-3}$, а давление турбулентно нагретой плазмы было $nT \sim 10^{15} - 10^{16}$ эв·см$^{-3}$.

В докладе содержатся результаты дальнейшего изучения механизма турбулентного нагрева плазмы током в открытых и замкнутых ловушках. Первая часть является продолжением работ [1 – 6], вторая – работ [7 – 13].

1. ОТКРЫТЫЕ ЛОВУШКИ

Турбулентный нагрев в открытых ловушках изучался на установках НПР-2, ТН-5. Оба устройства представляли магнитные системы зеркального типа со следующими параметрами:

Установка НПР-2 (обозначается далее в тексте как установка 1). Магнитное поле в центре – до 20 кэ, пробочное отношение – 2, расстояние между магнитными пробками – 90 см, диаметр стеклянной камеры – 15 см. Предварительная плазма с концентрацией $10^{13} \leq n \leq 7 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ создается инжекцией плазменных сгустков вдоль магнитного поля от гидридно-титановых пленочных инжекторов диаметром 5 см, расположенных в магнитных пробках. Диаметр горячей плазмы – 8 см. Турбулентный нагрев производится током, текущим вдоль магнитной оси камеры между плазменными инжекторами. Этот ток с периодом колебаний 1,9 мксек создается разрядом емкости 0,21 мкф, заряжаемой до максимального напряжения 40 кв, и достигает $(1 \div 1{,}8) \cdot 10^4$ а.

Установка ТН-5 (обозначается далее в тексте как установка 2). Магнитное поле в центре – до 10 кэ, пробочное отношение – 2,4, расстояние между магнитными пробками – 300 см, диаметр камеры из нержавеющей стали – 55 см. Предварительная плазма с концентрацией порядка $2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ создается гидридно-титановым пленочным инжектором диаметром 12 см, расположенным в одной из магнитных пробок. Диаметр горячей плазмы – 20 см. Турбулентный нагрев плазмы производится током, протекающим между инжектором и электродом, расположенным в противоположной магнитной пробке. Ток с периодом 6 мксек создается разрядом последовательно соединенных двух емкостей по 0,8 мкф, заряжаемых по отношению к камере (земле) до ± 75 кв, так что полное напряжение между электродами достигает 150 кв. Максимальная сила тока $3{,}2 \cdot 10^4$ а.

1. Рентгеновское излучение с электродов

Для выяснения механизма турбулентного нагрева важно знать, не возникает ли в плазме пучок быстрых электронов, в котором движется лишь малая часть всех электронов плазмы. Этот электронный пучок мог бы переносить часть тока или даже весь ток и, соответственно этому, передавать аноду ту или иную долю энергии, запасенной в источнике тока. Причиной появления пучка могло бы быть катодное или анодное падение потенциала. Если бы это падение составляло заметную часть от приложенной к плазме разности потенциалов, то на аноде легко было бы зарегистрировать рентгеновское излучение соответствующей жесткости и интенсивности.

Измерения рентгеновского излучения были проведены на обеих установках. С этой целью фотоумножителем с кристаллом стильбена или иодистого натрия, проводилось определение числа фотонов рентгеновского излучения как с анода, так и катода за время протекания тока через плазму. В установке 2, где напряжение на плазме достигало 150 кв,

нижняя граница жесткости регистрируемых рентгеновских фотонов составляла около 20 кэв, т.е. отвечала энергии электронов, прошедших 0,14 от полной разности потенциалов на плазме. Зарегистрированное при этом число фотонов не превышало $(10^{-4} \div 10^{-5})N$, где $N = \frac{1}{e}\int_0^t J dt$, N – полное число электронов, перенесенных током на анод, e – заряд электрона, J – сила тока, t – время. Эти опыты проводились при концентрации плазмы $\simeq 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ и газовом давлении горячей плазмы после нагрева ее током до $(1 \div 3)\, 10^{16}$ эв·см$^{-3}$. Согласующиеся с этим результаты были получены и на установке 1.

Отсюда следует, что в плазме практически нет заметного количества убегающих в просвист электронов с энергией, соответствующей напряжению, приложенному к электродам плазмы. Слабое рентгеновское излучение с анода позволяет утверждать, что у электродов нет падения потенциала, сравнимого по величине с приложенным к плазме полным напряжением. Если бы это падение было у анода, то на аноде возникло бы интенсивное тормозное излучение соответствующей жесткости. Если бы такое же падение напряжения возникло у катода, то ускоренные в нем электроны свободно достигли бы анода и возбудили бы также интенсивное рентгеновское излучение или же, вследствие неустойчивости пучка, частично затормозились в плазме. Но, согласно существующей теории и специально поставленным исследованиям [14], большая доля электронов должна была бы все-таки попасть на анод с энергией, сравнимой с набранной у катода. Таким образом, механизм турбулентного нагрева не связан с возбуждением в плазме пучка электронов с энергией, сравнимой с приложенной к плазме разности потенциалов.

2. Зависимость нагрева от напряженности магнитного поля в ловушке

Эта зависимость исследовалась на установке 1. На рис. 1 показана зависимость энергосодержания (U_v) плазмы от магнитного поля, вычисленная по сигналам с диамагнитного зонда. Емкость прямого разряда в этом случае заряжалась до 24 кв. Как видно из кривой, энергосодержание нагретой плазмы быстро увеличивается в слабых магнитных полях и мало меняется в сильных полях. Вычисленная интегральная эффективность турбулентного нагрева при $H \simeq 15$ кэ соответствует $\sim 14\%$. Здесь, как и ниже, под термином интегральная эффективность нагрева подразумевается отношение U_v к полной начальной энергии емкости прямого разряда. Истинный коэффициент полезного действия выше интегрального, так как диамагнитный зонд измеряет только поперечную к магнитному полю энергию частиц и, кроме того, не учитываются потери энергии во внешних цепях емкости прямого разряда. Обычно потери в цепях не превышают 10-15% от полной начальной энергии емкости прямого разряда.

3. Потери энергии поперек магнитного поля

На установке 1 болометром [15] были измерены потери энергии на боковые стенки камеры при турбулентном нагреве. Болометр устанавливался так, что его поверхность находилась на уровне внутренней стенки вакуумной камеры. Болометр мог регистрировать энергию попадающих на него заряженных и нейтральных частиц и излучение из плазмы. Одна-

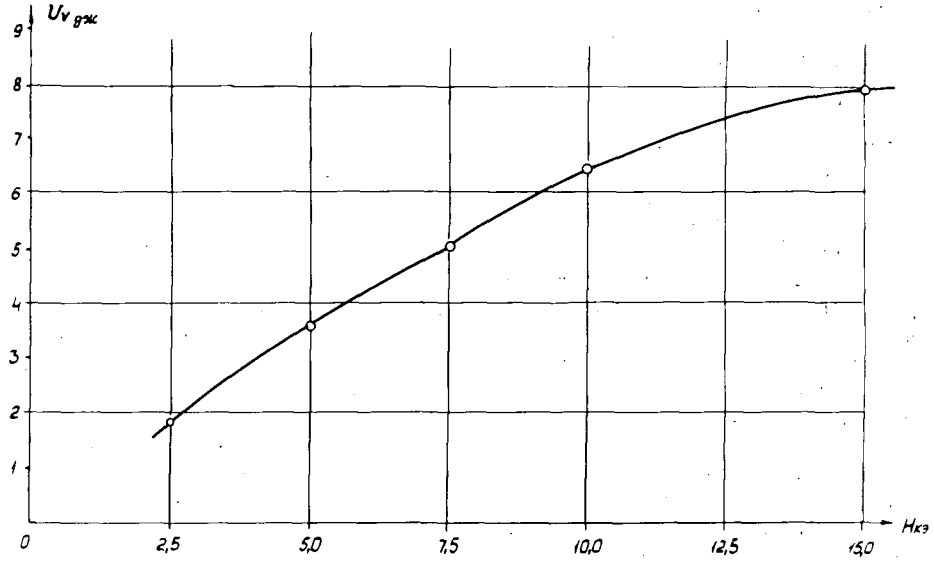


Рис.1. Зависимость энергосодержания плазмы от магнитного поля. Плотность плазмы в ловушке $n = 4 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, напряжение на емкости прямого разряда $V_{пр} = 24$ кв.

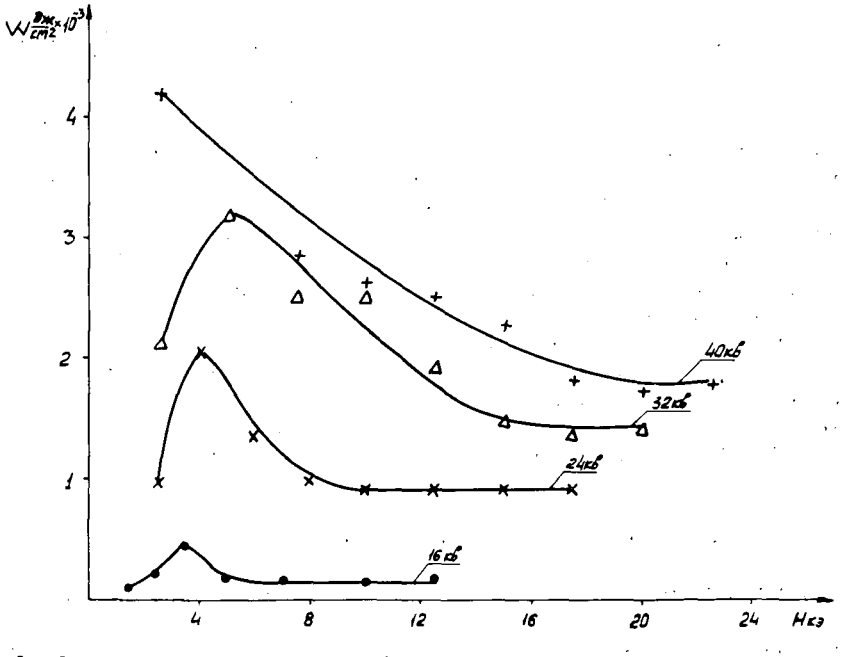


Рис.2. Зависимость выноса энергии на боковую поверхность вакуумной камеры от магнитного поля. Параметром для каждой кривой является напряжение на емкости прямого разряда. *Плотность плазмы в ловушке* $n = 4 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$.

ко, последнее было пренебрежимо малым. Результаты измерений приведены на рис. 2. Как следует из этого рисунка, с ростом магнитного поля потери энергии поперек магнитного поля уменьшаются. При увеличении напряжения на емкости прямого разряда потери поперек магнитного поля возрастают.

По показаниям болометра можно оценить полный вынос энергии на всю боковую стенку вакуумной камеры, если допустить, что вынос энергии происходит равномерно по всей длине камеры. На рис. 3 приведены расчитанные в этом предположении потери на всю стенку камеры, выраженные в процентах к энергии емкости прямого разряда за вычетом по-

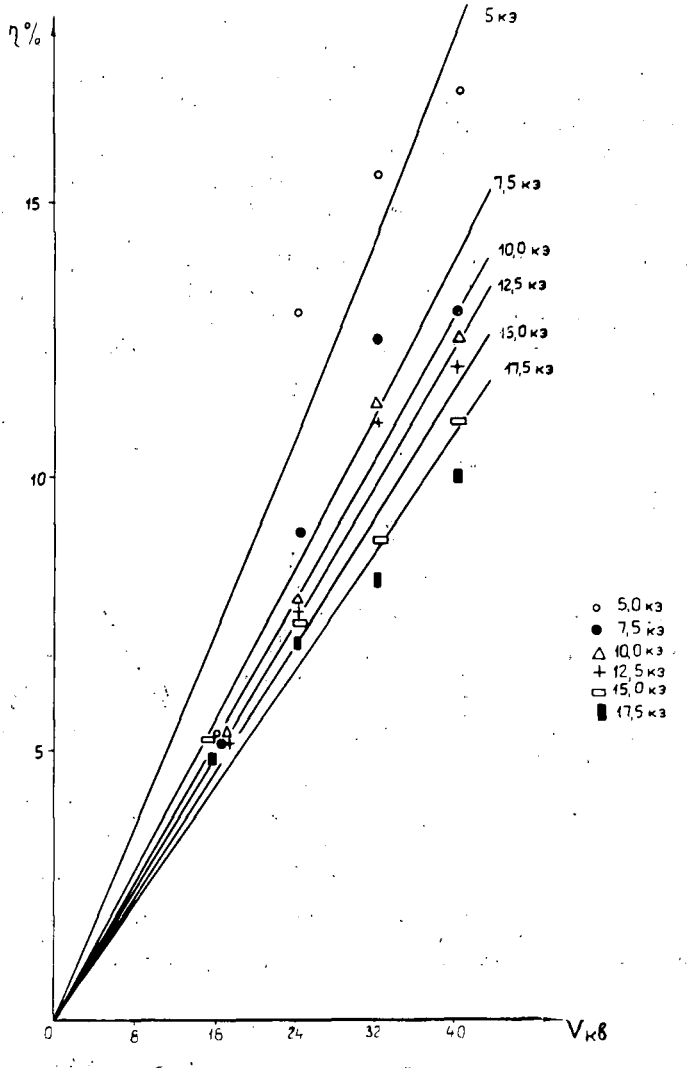


Рис. 3. Вынос энергии на боковую стенку вакуумной камеры в зависимости от напряжения на емкости прямого разряда. Выносимая на стенку энергия выражена в процентах к энергии емкости прямого разряда за вычетом потерь во внешних цепях. Плотность плазмы $n = 4 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$.

терь во внешних цепях. Из рис. 3 следует, что потери на стенку растут с ростом напряжения на емкости прямого разряда, и в слабых магнитных полях могут быть значительными.

4. Потери энергии вдоль магнитного поля

На установке 1 были измерены потери энергии на электроды прямого разряда и вдоль магнитного поля в магнитные пробки. Измерения производились с помощью термопары, которая могла перемещаться в плоскости поперек магнитного поля в районе электродов. На рис. 4 показано распределение энергии, выносимой вдоль магнитного поля за все время разряда при разных режимах нагрева. Рис. 4(а) и 4(б) относятся к измерениям у электрода, который является анодом в первом полупериоде протекания тока. В обычных условиях нагрева большая часть энергии емкости к концу первого полупериода разряда уже необратимо израсходована в плазме и во внешних цепях разряда. Но при больших плотностях плазмы ($n \simeq 7 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$), когда сопротивление ее достаточно мало и ток разряда является менее затухающим, на втором полупериоде анод становится катодом и на нем выделяется также заметная часть энергии. Этот случай нагрева соответствут рис. 4(с). Из рис. 4 следует, что на аноде в первом полупериоде тока обычно выделяется 60-70% энергии, уходящей вдоль магнитного поля и $\sim 20\%$ при этом уходит в пробки, минуя анод. При $n \simeq 7 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ выделение энергии происходит на обоих электродах.

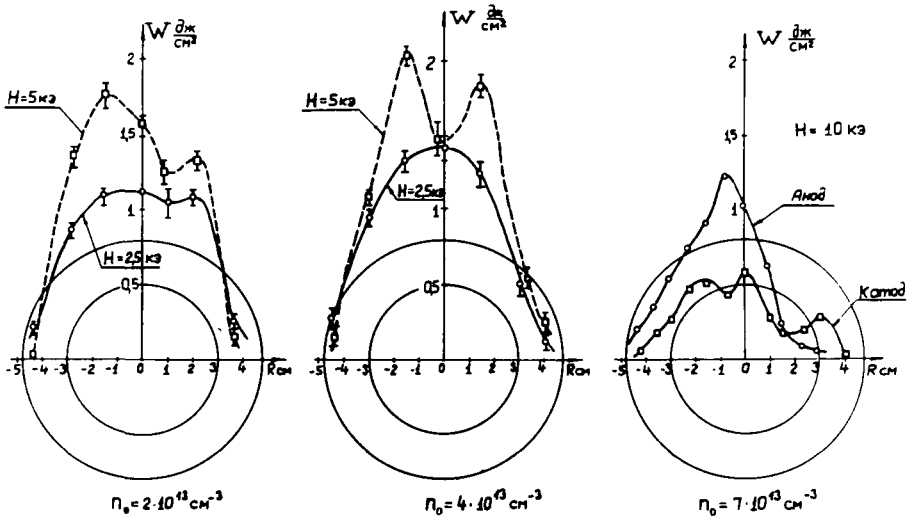


Рис. 4. Вынос энергии вдоль магнитного поля по сечению вакуумной камеры. Значения магнитного поля даны в центре ловушки. Напряженне на емкости прямого разряда $V_{пр} = 24$ кв. Диаметр электрода прямого разряда – 6 см, а диаметр вакуумной камеры в районе электрода – 10 см.

На основании этих измерений, а также измерений диамагнетизма плазмы и ухода энергии на боковые стенки камеры, был составлен приблизительный баланс энергии при турбулентном нагреве для установки 1.

Этот баланс можно записать в виде:

$$\frac{CV_0^2}{2} = U_v + q_+ + q_- + q_1 + q_\perp + q_0$$

где q_+ и q_- – энергия, уходящая на положительный и отрицательный электроды, q_1 – энергия, уходящая в пробки, минуя электроды, $q_\perp$ – энергия, выделяющаяся на боковой поверхности вакуумной камеры, q_0 – потери во внешних цепях прямого разряда. Выражая каждый из членов этого равенства в процентах к энергии, запасенной в емкости, на основании описанной выше совокупности измерений можно дать оценку всех потерь при нагреве. Таблица 1 дает только диапазон измерения величин, и выбором параметров можно менять эффективность нагрева и влиять на уход энергии на электроды и поперек магнитного поля.

ТАБЛИЦА 1. УСТАНОВКА 1. $3 \le H \le 15$ кэ $2\cdot10^{13}$ см$^{-3} \le n \le 7\cdot10^{13}$ см$^{-3}$.

U_v %	q_+ %	q_- %	q_1 %	$q_\perp$ %	q_0 %
15 – 5	60 – 70	5 – 3	10 – 15	5 – 15	5 – 15

Из таблицы 1 следует, что основная часть энергии источника прямого разряда выделяется на аноде, почти вся остальная передается плазме, и уже от нее – боковым стенкам вакуумной камеры и уходит за пробки.

2. ЗАМКНУТЫЕ ЛОВУШКИ

Исследование турбулентного нагрева плазмы током производилось в тороидальной магнитной ловушке Вихрь-2 с сильно гофрированным магнитным полем ($H_{max}/H_{min} = 20$). Подробное описание установки содержится в [11, 12]. В этой геометрии магнитного поля изучался механизм нагрева, ранее исследованный в простом тороидальном поле [7 – 10]. В работах [11, 12] было показано, что при электрических полях, бóльших критического ($E > E_{\text{драйсера}}$), в системе с сильно гофрированным полем наблюдается аномально большое сопротивление плазмы, которое ведет себя так же, как и в случае простого тороидального поля.

Ниже приводятся измерения СВЧ-излучения плазмы в установке с гофрированным полем. На рис. 5 показаны осциллограммы СВЧ-излучения в диапазонах длин волн 4 см ÷ 0,4 см во время протекания тока, когда наблюдается аномальное сопротивление плазмы. Обнаружено, что мощность СВЧ-излучения на много порядков превосходит равновесный уровень и излучение имеет широкий спектр частот.

Поскольку в данной геометрии магнитного поля плазма образует оторванный от стенок шнур, сильно неоднородный по радиусу и азимуту, трудно сопоставить наблюдаемые частоты с величиной ω_{pe} и ее гармониками. Однако, изменяя начальную плотность плазмы, легко наблюдать исчезновение и появление излучения в отдельных диапазонах длин волн в соответствии с изменением ω_{pe} . Качественно излучение и в случае гофрированного поля отвечает ω_{pe} и ее гармоникам.

На рис. 6 приведена осциллограмма СВЧ-излучения из плазмы на длине волны 0,8 см, на которой видна модуляция излучения на частоте приблизительго 100 Мгц. Глубина модуляции составляла 10^{-1}. Частота модуляции была выделена фильтром с полосой пропускания $30 \div 150$ Мгц,

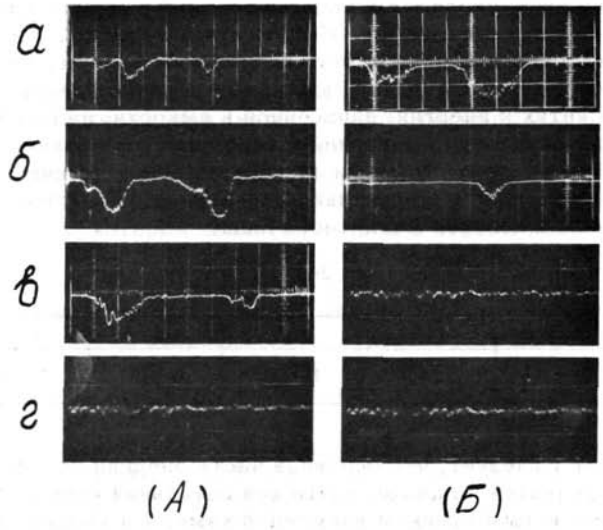


Рис.5. Осциллограммы СВЧ-излучений в диапазоне длин волн 40 мм ÷ 4 мм при различных начальных концентрациях электронов в плазме: (А) $n \simeq 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, (Б) $n \simeq 10^{12}$ см$^{-3}$; а) ток в плазме, б) излучение, принимаемое на волновод с сечением: 10×23 мм, в) то же для $11 \times 5{,}5$ мм, г) то же для $7{,}2 \times 3{,}4$ мм, д) то же для сечения волновода $3{,}6 \times 1{,}8$ мм. В последнем случае сигнал не превышает уровня шумов усилителя. Масштаб развертки 0,1 мксек/см.

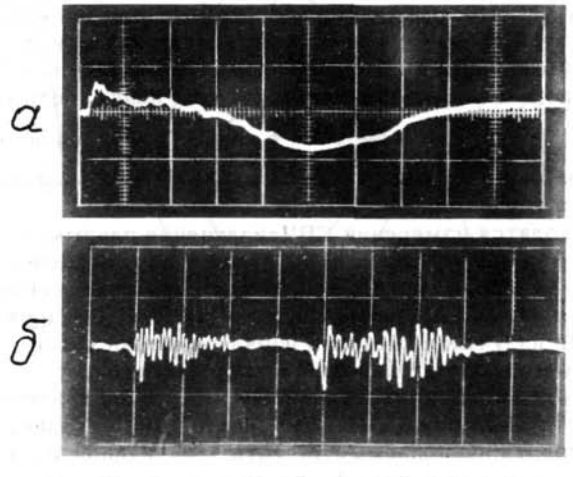


Рис.6. Корреляция низкочастотных колебаний мощности СВЧ-излучения плазмы в диапазоне 8 мм с током:
а) ток в плазме; б) модуляция сигнала СВЧ-излучения, принимаемого на волновод с сечением $7{,}2 \times 3{,}4$ мм. Масштаб развертки 0,1 мксек/см.

включенным в цепь детектора. Аналогичная модуляция замечена и в опытах по комбинационному рассеянию на плазме волн $\lambda = 0{,}8$ см и $\lambda = 0{,}4$ см.

Ниже приводятся результаты изучения турбулентного нагрева плазмы током в установке Вихрь-2. Так как диамагнитные измерения во время протекания тока в фазе нагрева затруднены, использовался метод программированного обрыва тока в плазме через 1 мксек после его начала. Как было описано в [13], диамагнитный сигнал от плазмы в установке Вихрь-2 наблюдается, по крайней мере, в течение 10^{-5} сек после обрыва тока. На рис. 7 показана зависимость давления плазмы от электрического поля E при $H_{max} = 15$ кэ. Из графика следует, что при достаточно больших E удается достичь $nT \simeq 10^{16}$ эв·см$^{-3}$.

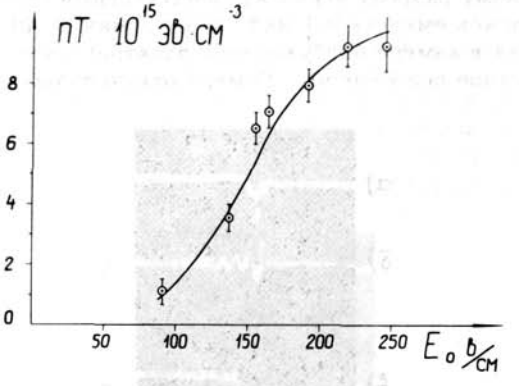


Рис. 7. Зависимость давления плазмы nT от напряженности электрического поля E_0 при $H_{max} = 15$ кэ, $n = 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$.

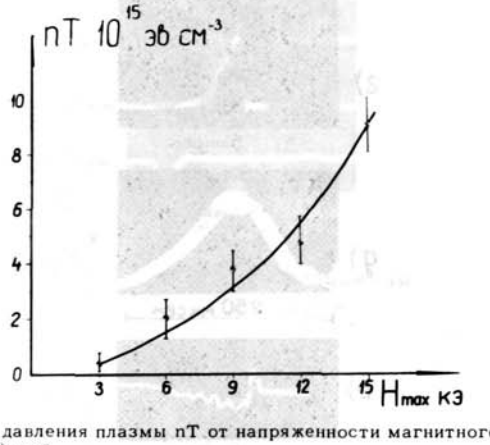


Рис. 8. Зависимость давления плазмы nT от напряженности магнитного поля H при $E_0 = 250$ в/см, $n = 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$.

На рис. 8 приведена зависимость давления плазмы от H, из которой следует, что с увеличением магнитного поля существенно увеличивается вклад энергии в плазму. Следует заметить, что достигнутое в эксперименте отношение давления плазмы к магнитному давлению в области слабого поля ловушки близко к единице.

Из приведенных выше результатов измерений можно сделать вывод, что в тороидальной установке с гофрированным магнитным полем удается удержать сильно нагретую турбулентным методом плазму. Измерения СВЧ-излучения и аномального сопротивления показывают, что механизм нагрева плазмы в сильно гофрированном магнитном поле качественно является тем же самым, что и в простом тороидальном поле.

Были также поставлены эксперименты по изучению турбулентного нагрева в тороидальной ловушке с током, описанной в работе [16]. Тороидальная алундовая камера имела внутренний диаметр 7 см и большой диаметр 36 см. В камеру была вставлена ограничивающая размер плазмы металлическая диафрагма с диаметром отверстия 4 см. Снаружи камеру окружал медный кожух, имеющий поперечный и продольный разрезы, и к поперечному разрезу через малоиндуктивный управляемый разрядник подключалась емкость 0,1 мкф, заряжаемая до 40 кв. При разряде емкости на кожух в камере возбуждалось электрическое поле с частотой 1 Мгц, параллельное оси камеры. Камера откачивалась до давления 10^{-6}

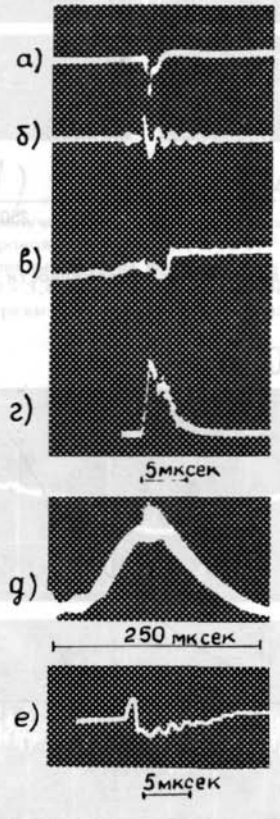


Рис. 9. Основные характеристики турбулентного нагрева плазмы в торе с током: а) ход интегрального излучения плазмы в диапазоне длин волн 0,4 см – 1,8 см; б) высокочастотное напряжение, приложенное к плазме V = 25 кв; в) ход 0,4 см зондирующего сигнала; г) диамагнитный сигнал. $nT \approx 3 \cdot 10^{16}$ эв·см$^{-3}$, $H_0 = 5 \cdot 10^3$ э, $n \approx 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$; д) осциллограмма квазистационарного тока, $J_0 = 4$ ка, $\Delta J/J \approx 25\%$; е) диамагнитный сигнал для измененного направления H_0 и J_0, относительно направления ВЧ-тока.

тор и заполнялась водородом до $10^{-4} \div 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ тор. Тороидальное квазистатическое магнитное поле в камере достигало 4 – 6 кэ и поддерживалось в течение 2,5 мсек. Предварительная плазма создавалась вихревым электрическим полем напряженности $E = 0{,}2 - 0{,}6$ в/см при силе тока 3 – 5 ка. Этот ток поддерживался в течение 250 мксек и должен был вместе с кожухом обеспечить равновесие плазмы в торе.

На рис. 9 показаны осциллограммы интегрального излучения из плазмы (в диапазоне $0{,}4 \text{ см} \leq \lambda \leq 1{,}8$ см), ВЧ-напряжения, прохождение 0,4 см зондирующего сигнала, сигнала с диамагнитного зонда и квазистационарного тока, на которых в максимуме виден момент срабатывания ВЧ-контура. Рис. 11 показывает временную зависимость сопротивления плазмы в фазе ее нагрева. Видно, что плазма имеет аномально большое сопротивление [7, 8], которое модулируется двойной частотой ВЧ-тока. Характер излучения плазмы в этом случае иллюстрирует рис. 10. Измерение производилось с помощью интерференционных фильтров и детектора из сурьмянистого индия [17]. Нарастание шумов после появления ВЧ-тока происходит чрезвычайно быстро, и они модулируются двойной частотой тока. Спектр излучения имеет максимум в районе плазменной частоты. Эти измерения аномального сопротивления и СВЧ-излучения плазмы в условиях турбулентного нагрева соответствуют результатам работ [7, 8, 10].

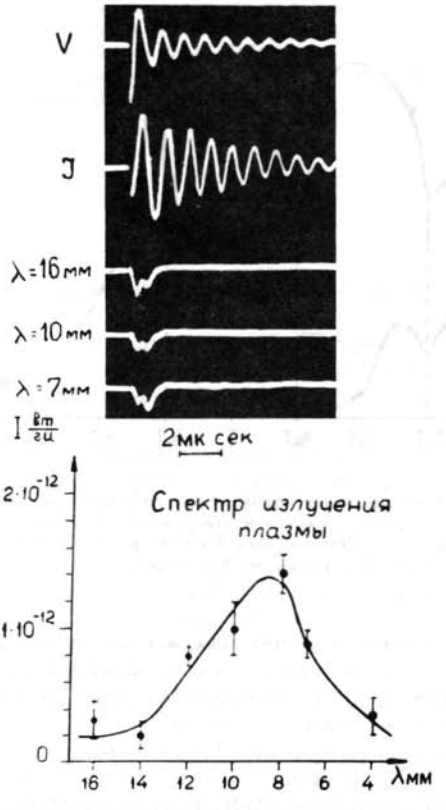


Рис. 10. СВЧ-излучение при нагреве плазмы. Верхние две осциллограммы – ВЧ-напряжение и ток.

Из рис. 9 следует, что nT плазмы достигает максимума $\sim 3 \cdot 10^{16}$ эв·см$^{-3}$ за 0,3 мксек, т.е. быстрее чем плазма успевает изменить свою концентрацию за счет ионизации нейтралов, ухода на стенки или диафрагмы и пр.

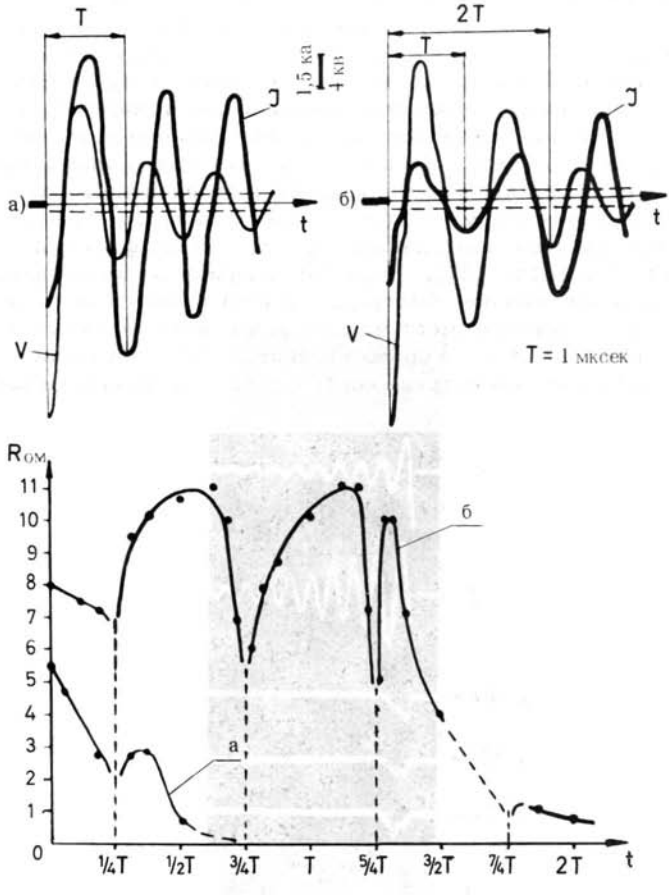


Рис. 11. Аномальное сопротивление плазмы при турбулентном нагреве: а) осциллограммы ВЧ-тока и напряжения и зависимость R(t), $H_0 = 5$ кэ, $P_0 = 1{,}2\,10^{-3}$ тор, $J_0 = 4$ ка, $n = 3{,}5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$; б) осциллограмма ВЧ-тока и напряжения и зависимость R(t), $H = 5$ кэ, $P_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ тор, $J_0 = 1{,}5$ ка, $n \approx 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$.

Время существования горячей плазмы достигает 5 мксек. С уменьшением силы квазистационарного тока до значения менее 1,5 ка, нагрев плазмы уменьшается, а время ее существования значительно падает.

Результаты, обсуждаемые в данном докладе, получены с участием следующих научных сотрудников: В.Я.Балаханова, П.П.Гаврина, Б.А.Демидова, Г.И.Долгачева, Н.И.Елагина, В.К.Животова, О.А.Зиновьева, Ю.Г.Калинина, Д.Н.Лина, Г.Д.Мыльникова, Н.Ф.Перепелкина, В.Д.Рютова, Д.Д.Рютова и А.В.Титова.

ЛИТЕРАТУРА

[1] БАБЫКИН, М.В., ГАВРИН, П.П., ЗАВОЙСКИЙ, Е.К., РУДАКОВ, Л.И., СКОРЮПИН, В.А., ЖЭТФ 47 (1964) 1597.
[2] БАБЫКИН, М.В., ГАВРИН, П.П., ЗАВОЙСКИЙ, Е.К., РУДАКОВ, Л.И., СКОРЮПИН, В.А., 3-я Международная конференция по физике плазмы, Калэм, Англия, Доклад CN-21/154, 1965.
[3] БАБЫКИН, М.В., ГАВРИН, П.П., ЗАВОЙСКИЙ, Е.К., НЕДОСЕЕВ, С.Л., РУДАКОВ, Л.И., СКОРЮПИН, В.А., ЖЭТФ 52 (1967) 643.
[4] ЛИН, Д.Н., СКОРЮПИН, В.А., ЖЭТФ 53 (1967) 463.
[5] СКОРЮПИН, В.А., ЖЭТФ 53 (1967) 1213.
[6] КАЛИНИН, Ю.Г., ЛИН, Д.Н., РЮТОВ, В.Д., СКОРЮПИН, В.А., ЖЭТФ 59 (1968) 1245.
[7] ФАНЧЕНКО, С.Д., ДЕМИДОВ, Б.А., ЕЛАГИН, Н.И., РЮТОВ, Д.Д., ЖЭТФ 46 (1964) 497.
[8] ДЕМИДОВ, Б.А., ЕЛАГИН, Н.И., РЮТОВ, Д.Д., ФАНЧЕНКО, С.Д., ЖЭТФ 48 (1965) 452.
[9] ДЕМИДОВ, Б.А., ФАНЧЕНКО, С.Д., Письма ЖЭТФ 2 (1965) 533.
[10] ДЕМИДОВ, Б.А., ФАНЧЕНКО, С.Д., Атомная энергия 20 (1966) 516.
[11] ДЕМИДОВ, Б.А., ЕЛАГИН, Н.И., ФАНЧЕНКО, С.Д., ДАН СССР 174 (1967) 327.
[12] ФАНЧЕНКО, С.Д., ДЕМИДОВ, Б.А., ЕЛАГИН, Н.И., РЮТОВ, Д.Д., Доклад 4.2.39, 8-я Международная конференция по явлениям в ионизированных газах, Вена, Австрия, 1967.
[13] ДЕМИДОВ, Б.А., ЕЛАГИН, Н.И., ПЕРЕПЕЛКИН, Н.А., РЮТОВ, Д.Д., ФАНЧЕНКО, С.Д., Доклад на Симпозиуме по ударным волнам, Новосибирск, 1967.
[14] ФАЙНБЕРГ, Я.Б., Атомная энергия 11 (1961) 313.
[15] ГОРЕЛИК, Л.Л., СИНИЦЫН, В.В., ЖТФ 32 (1962) 1406.
[16] КОВАН, И.А., КОЗОРОВИЦКИЙ, Л.Л., РУСАНОВ, В.Д., СМИРНОВ, В.П., ТИТОВ, А.В., 7-я Международная конференция по явлениям в ионизированных газах, Белград, Югославия, Доклад 4.4.6(4), 1965.
[17] БАЛАХАНОВ, В.Я., РУСАНОВ, В.Д., СТРИГАНОВ, А.В., ЖТФ 36 8 (1966) 1383.

DISCUSSION

R.M. SINCLAIR: *Could you say something about the confinement time?*

S.D. FANCHENKO: We found that turbulent heating did not prevent subsequent confinement. The confinement time depends on the choice of magnetic trap, and our choice was not made with any particular view to long confinement.

A.G. PONOMARENKO: Investigations of the dynamics of plasma heating by a direct discharge current, carried out at the Institute of Nuclear Physics in Novosibirsk, have shown that the release of energy in a plasma is local in character. It would therefore be interesting to know whether you have observed any relationship in toroidal systems between anomalous resistance and absorbed energy along the system.

S.D. FANCHENKO: Using diamagnetic probes we have made measurements at different points in the system, but have found no substantial difference between the readings.

EXPERIMENTAL STRONG TURBULENT HEATING*

R. V. NEIDIGH, I. ALEXEFF, G. E. GUEST, W. D. JONES, D. C. MONTGOMERY**, D. J. ROSE AND W. L. STIRLING
OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY, OAK RIDGE, TENN., UNITED STATES OF AMERICA

Abstract

EXPERIMENTAL STRONG TURBULENT HEATING. Experiments at ORNL are exploring the strong turbulent interaction between a steady-state, magnetically collimated electron beam and its self-generated plasma.

The technology to maximize ion heating is being developed in Burnout V, a simple mirror device with magnetic fields of 50-25-50 kG, and with an axial electron beam (6 A at 10 kV) which gives a beam power density in the plasma exceeding one kW cm^{-3}. Necessary, but not sufficient, evidence for a true thermonuclear temperature is the observed 10^3 s^{-1} cm^{-3} plasma source of 3-MeV protons identifying D-D reactions. Spectral measurements of recombination radiation reveal a line width corresponding to an ion energy of 0.5 keV. Analysis of charge-exchanged neutral atoms reveals the energy spectrum in more detail with a maximum between 100-500 eV and as much as 10 percent near one keV. A flux of 3×10^{14} cm^{-2} s^{-1} of 100 keV deuterons escapes the midplane perimeter. Calorimetric probes measure a plasma heating effect equivalent to 0.5 keV ion bombardment at 2.5×10^{12} cm^{-3}. The rate of decrease of spectral radiation toward the plasma centre establishes an electron density of at least 2.5×10^{12} cm^{-3}. The confinement time, 2×10^{-4} s estimated from density and energy balance, agrees well with the measured spectral-light decay time and is equivalent to hundreds of ion transits through the plasma. Ion heating has been observed to increase strongly with increasing magnetic field strength, suggesting a direction for future development.

In previous experiments electrons were heated to temperatures exceeding 100 keV with densities greater than 10^{11} cm^{-3}. To study these oscillations, special impedance-matched probes now have been used to measure plasma electron oscillation frequencies up to 4 kMc, coherence times, and electric field values with the aid of travelling-wave tube oscilloscopes. Simple methods related to correlation techniques have been used to estimate the auto- and cross-correlations on the signals observed on two electrostatic probes, with the aid of sampling oscilloscopes used as high-speed gates. These techniques allow us to observe "average" frequencies up to 2 kMc and "average" wavelengths which are observed to be a few cm. All these new techniques aid us in determining the dispersion relation and other important quantities for the plasma-electron oscillations, and help us in determining the direction for future progress.

INTRODUCTION

Experiments at ORNL are exploring the strong turbulent interaction between a steady-state, magnetically collimated electron beam and its self-generated plasma. Our objectives are to heat ions and electrons, and to understand the heating mechanism in each case. In this paper we describe the most recent results we have obtained by using our published techniques for maximizing either the ion or electron temperature-density product.[1-3] We discuss a technique developed to observe the electric field in the plasma as a function of time, and to obtain auto- and cross-correlation data that yield "average" frequencies and wavelengths for the oscillations. Data obtained for the electron oscillations at frequencies up to 3 kMc yield both

* Research sponsored by the U.S. Atomic Energy Commission under contract with the Union Carbide Corporation.

† Consultant, University of Iowa, Iowa City, Iowa, United States of America.

the electrostatic energy content in the plasma oscillations, and an experimental dispersion relation that is being studied theoretically to determine the electron heating mechanism.

ION HEATING

We find that when electron beams pass through plasmas, regimes of operation may exist, Fig. 1, in which power introduced into the plasma by the interaction momentarily exceeds radiation and particle energy loss rates.[1] New equilibrium conditions are then established in which electrons, ions, or both are strongly heated by turbulent electric fields.[2] The technology to maximize ion heating is being developed in a series of experiments we call the burnout experiments. The most recent, Burnout V, is a simple mirror device with magnetic fields of 50-25-50 kG, and with an axial electron beam (6 A at 10 kV, steady state) which gives a beam power density in the plasma region exceeding one kW cm^{-3}. It is depicted schematically in Fig. 2 and further described in the literature.[3] In this paper we will only briefly summarize the published data but deal with the recent unpublished observations of density, temperature, and containment time in greater detail.

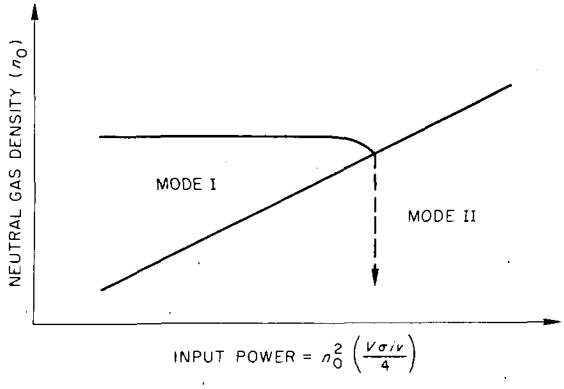


FIG.1. Neutral density vs power, W, deposited in the plasma by the beam. V is the volume, σ the excitation cross-section, i the power required for one ionization and V the electron velocity. The straight line divides the usual plasma generating mode (mode I) where de-excitation is the power sink from the new, highly ionized, equilibrium condition (mode II) obtained when power input exceeds radiation and particle energy loss rates.

In the burnout experiments we know something about the plasma, but little about the heating mechanism. We have found necessary but not sufficient evidence for a true thermonuclear temperature in the observed 10^3 sec^{-1} cm^{-3} plasma source of 3 MeV protons identifying D-D reactions. Spectral measurements of recombination radiation reveal a line width corresponding to an ion energy of 0.5 keV. Analysis of charge exchanged neutral atoms gives the energy spectrum in more detail with a maximum between 100 - 500 eV with 10 percent near one keV. We find it possible to temporarily alter the energy distribution upward by raising beam power above design level. Containment times from density and energy balance are in rough agreement with spectral decay times of $(2 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ sec. We will discuss density from spectral measurements first. Although the data were taken on Burnout IV the results should apply to Burnout V as well.

Abel-inverted data giving radial variation in intensity of atomic and molecular light observed at the midplane section of the plasma are shown in Fig. 3. It is noted that except near the center of the machine, the radial dependence of the light intensity for the molecular and atomic light is qualitatively very similar. As we proceed from the outside inward, the light goes through a maximum, as might be expected if the gas encounters a relatively

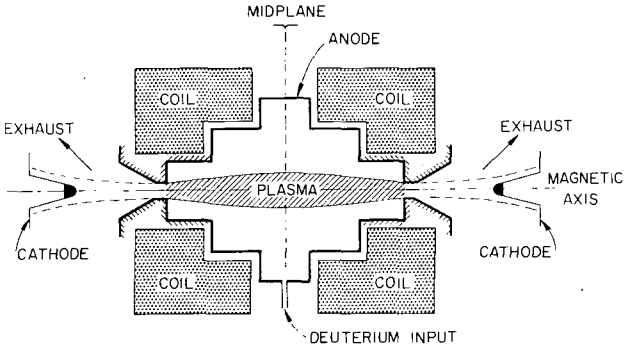


FIG.2. Burnout V, axial section. The anode structure includes the magnetic trap which is normally 50-25-50 kG. Cathodes are outside the mirrors. All structures are water-cooled. Only the cathode tips are incandescent. Ambient pressures are about 5×10^{-3} torr within the anode and 10^{-5} torr in the cathode region. The spacing between cathodes is about 100 cm, 50 cm between mirrors. The mirror orifice is 1.27 cm in diameter. The cross-hatched region marked "plasma" locates it within the anode but is not intended to indicate its size.

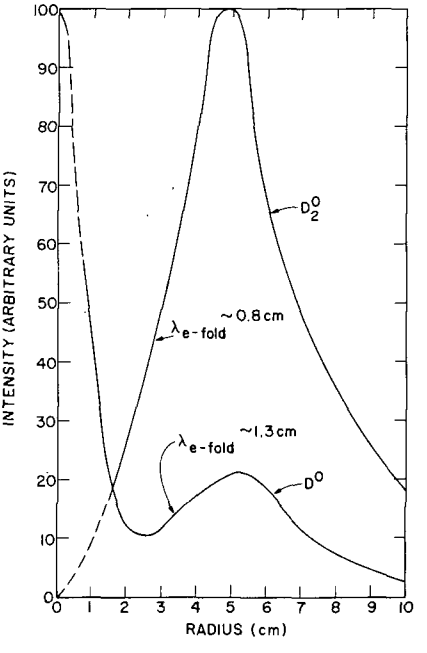


FIG.3. Radial dependence of molecular and atomic excitation light intensity in Burnout IV. The intensity of the molecular light was some 100 times as large as the atomic light. The bandpass of the filtering systems used in the respective measurements were 5700-6300 Å for the Balmer α light.

abrupt dense wall of electrons. Both visual observations and probe measurements have given us reason to expect that this might be the case. Inside the maxima there is a region of 3 or 4 cm over which the light intensity decreases in a fairly exponential manner. The molecular light seems to decay toward zero intensity at the machine axis, as if the attentuation of molecules is complete at the center of the plasma. On the other hand, the intensity of atomic light increases rapidly near the center. Thus far we have been able to interpret this to mean only that the attenuation of atoms is not complete at the center of the plasma and that the electron density increases rapidly at the center. The latter speculation seems quite reasonable, since this is just the region we would expect to be occupied by the unreacted reflex electron beam.

If we somewhat arbitrarily choose an electron density of 10^{13} cm^{-3}, use an average ionization rate coefficient for molecules equal to $5 \times 10^{-8} cm^3\ sec^{-1}$, and a molecular speed of 1.2×10^5 cm sec^{-1}, we find an e-folding attentuation length of 2.4 mm. The observed e-folding distance for the excited molecular light intensity is about 8 mm. If we make the assumption that the electron density is varying slowly compared to the indicated rather rapid rate of variation of neutral molecular density, comparison of experiment and this first-approximation theory yields as a second approximation an electron density of 3×10^{12} cm^{-3}.

Both from normal plasma recombination processes at the wall as well as from some recombination of the rapidly escaping Franck-Condon neutrals, we see that the initial model of an outer cylindrical shell source of neutral molecules is not complete. The recombination gives rise to a strong source of molecules at the side walls of the cavity and a sink for atoms. Thus, we have not only an outer shell of molecules, but a radial source as well. This additional source counteracts, to some extent, the radial attenuation by ionization, leading to an experimental light intensity attenuation length for molecules which is larger than the one calculated using only the shell source. On this basis, since the calculated density varies inversely with attenuation length, the above value of 3×10^{12} cm^{-3} represents a lower limit on the electron density.

We have made some studies of the time rate of decay of molecular and atomic spectral light coming from the plasma, upon turnoff. Turnoff of the plasma was effected by crowbarring the electron-beam power supply, using a knife switch, which arcs on closure resulting in a very fast turnoff. The decay seems to be approximately exponential with an e-folding time of about 300 μsec. An interpretation of this decay time as being that of the plasma is somewhat premature at this point. The plasma could be decaying quite rapidly, for example, while neutral light could be generating for a long time by a small trapped group of hot electrons.

In addition to Doppler broadening of D_α, D_β, D_α spectral lines and D-D reaction rates, we measure the energy distribution of charge-exchanged neutral emission. There is general agreement between these plasma "temperature" measurements. The Doppler spread is near one kilovolt. The energy peak at 3 MeV identifies the scintillations of a NaI crystal as caused by D-D reaction protons, Fig. 4. Energy distribution of the neutral particle flux is in agreement with the Doppler spread and when taken together with the density found by spatial distribution of the spectral intensity can account for the reaction rate observed.

A change in the ion energy distribution as shown by the neutral particle flux was observed when the beam power was temporarily raised to 30 percent above the steady state power handling capability of the anode. Neutral particle distributions from segments of the plasma are shown in Fig. 5. On overload the energy is altered upward with a peak in the distribution at

about 10 keV. A factor of about two increase in the reaction rate was seen simultaneously. This could be done only in quasi-steady state, a 50 percent duty cycle with about a one minute period.

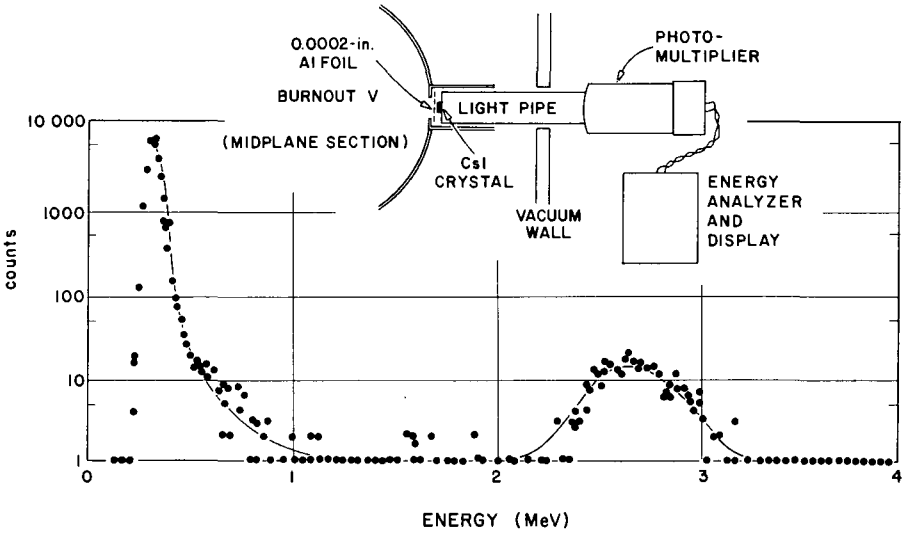


FIG.4. Proton energy distribution in Burnout V. Calibration was made with 5.5 MeV alpha particles from ^{241}Am. The inset schematically describes the scintillator and its location in Burnout IV.

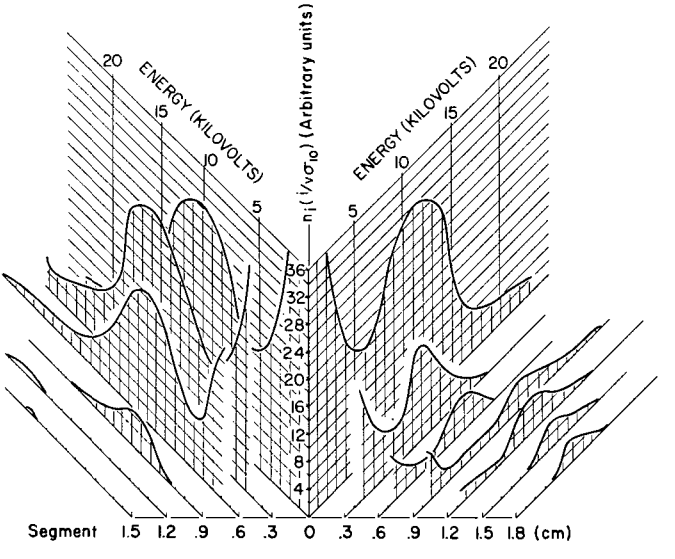


FIG.5. Energy distribution of neutral particle flux from plasma segments. The ordinate, n_i, is proportional to ion density. The data were obtained with the plasma in quasi-steady state.

We have repeatedly found that ion heating increases rapidly with increased magnetic field strength. A typical observation is that of the power dissipated in a plasma limiter located at midplane. The effect of the magnetic field is shown for different limiter positions in Fig. 6. Note that power loss in the limiter may increase as rapidly as the square of the field strength. With the limiter at minimum radius and magnetic field strength at 28 kG the power dissipated in the limiter was about one kilowatt cm^{-2} of surface facing the plasma. If all of this is due to ion bombardment then the average ion energy was about 500 eV. We feel that advanced ion heating experiments using beam-plasma interaction will require yet greater magnetic fields.

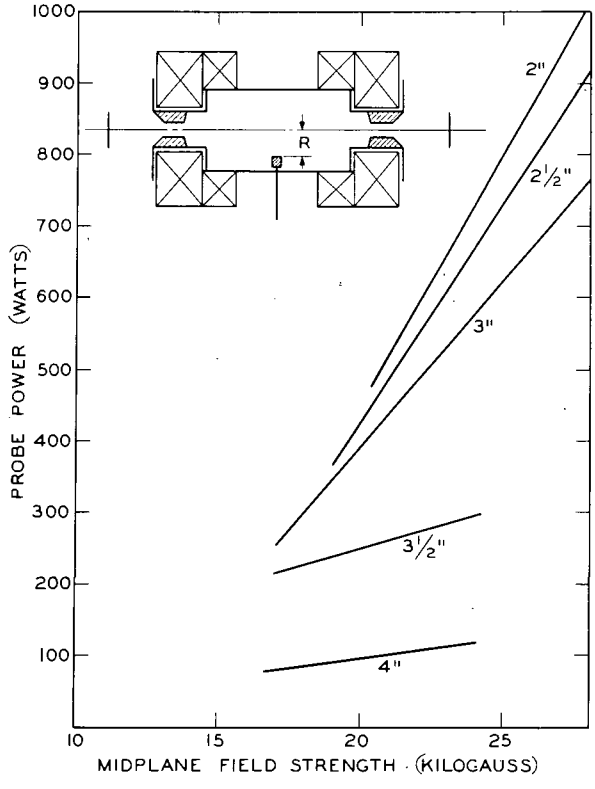


FIG.6. Probe power vs magnetic field strength. The curves are for different probe positions as indicated in the sketch.

ELECTRON HEATING

In our previous work, which was discussed at Culham several years ago, we described a technique by which a plasma in a magnetic mirror could have the electrons intensely heated by means of a reflex electron beam.[2] In these early experiments, an electron beam of 7 kilovolts at approximately 1/2 ampere produced a plasma having an electron temperature of 100 keV, a maximum electron energy of 1 MeV, and an electron density of 10^{11} electrons per cm^{-3}. Our efforts were primarily devoted to the measurements confirming the temperature and density of this empirically produced plasma. In addition, we reported that the plasma appeared to be stable on decay and

was lost solely by means of electron-neutral gas scattering collisions. Although the heating mechanism was not understood, we did have measurements showing that it had an efficiency greater than several percent. Thus this plasma was dense, stable, relatively easy to produce, and its electrons were very hot.

Since that paper was presented, numerous other experimenters have verified the empirical observations of hot electron plasma production by means of beam-plasma interactions.[4] There is an excellent bibliography of recent work in the paper by M. Seidl and P. Sunka.[5]

In the present paper we would like to report on detailed investigations concerning the electron heating mechanism in our plasma. By means of specially designed electrostatic probes and newly developed correlation techniques, we obtain the following kinds of information about the heating mechanism: First we examine the electron oscillations directly as a function of time at frequencies up to several kilomegacycles. We find that oscillations present during the heating are not characterized by white noise. Instead a fixed frequency will grow rapidly during a period of several cycles, last for several more cycles, then damp away and be replaced by another frequency perhaps differing by a factor of 2. Thus the plasma is characterized by intense oscillations at one frequency, but this frequency continuously changes in a rather sudden and random way. This characteristic frequency generally lies below both the characteristic electron plasma and the characteristic electron-cyclotron frequencies, down to as low as one-tenth of these characteristic frequencies. Secondly, crude measurements of the electric field present in the plasma during the oscillations show that the electric field is very high. Radiofrequency voltages $\geq$ 1000 volts per centimeter are present. These voltages are so high that on the order of half of the energy stored in the cold plasma is in electric fields. Indeed, the electric field is so high that we can expect large numbers of electrons to be ejected in spite of the requirements for space-charged neutrality. This ejection of electrons can easily be responsible for a changing average electron density and a changing frequency of oscillation. Third, by use of simple auto-correlation techniques we can find the average frequency present during the electron heating, and the length of time for which this frequency is coherent. Fourth, by use of cross-correlation techniques, we obtain an idea of the average wavelength (a few centimeters) present in the plasma during the heating. These last two pieces of data allow us to construct an empirical dispersion relation, and this has been compared with theoretical predictions. Agreement is interesting if not completely definitive.

These oscillations appear to be longitudinal, propagating along the magnetic field with a velocity that closely matches that of the input electron beam. Theory suggests that in this case, a very strong instability is present between the cold background plasma and the two electron beams, the initial beam and the reflected electron beam, that very efficiently transmits the energy from the directed counter-streaming beams into transverse energy and traps many electrons.

One final point is that the 100 keV electrons present in the plasma appear to be far too hot and have too rapid a transit time across the device to take part in these beam-plasma oscillations. Thus, we see that the oscillating system is composed of two counter-streaming electron beams and the cold background plasma. The 100 keV electrons are obviously being produced by coupling to the instability, but do not take part directly in the instability.

The order of the remainder of this section is as follows: First, we discuss the measurements of the flux of Bremsstrahlung from the hot electron plasma as a function of magnetic field for conditions of optimum operation.

The results suggest strongly that hot electrons are generated only when the plasma electron frequency is near resonance with the plasma electron-cyclotron frequency. Second, we present radiofrequency measurements of bare beam traversing the system. We point out that frequencies corresponding to the transit time of the electrons across the system may be observed. If the transit of the electrons across the system is responsible for the energy feed to the system, then when the electrons are being heated the electron beam should be observed to lose energy, and this indeed is verified. Third, we discuss our observations of the electrons. Fourth, we discuss the results of our autocorrelation and cross-correlation devices. We compute the velocity of these waves using the average wavelength and the average frequency observed with the correlators and find that these waves appear to be propagating through the system longitudinally with the velocity matching that of the incident electron beam. Fifth, and finally, we describe the theoretical attempt to fit the experimental results, using a model having two monoenergetic, oppositely-directed electron beams flowing through a cold background plasma.

Dependence of Intensity of X-ray Bremsstrahlung on Magnetic Field

According to our early estimates in our previous publications and according to calculations by others, the heating of electrons to high temperature should occur if, and only if, the plasma-electron frequency is near the electron-cyclotron frequency. We verify that this is the case by use of the following simple calculations:

ω_{pe} is proportional to $n_e^{1/2}$ and ω_{ce} is proportional to B

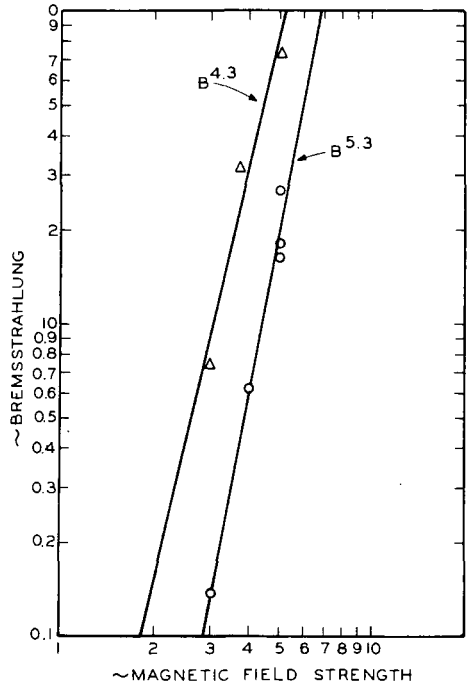


FIG. 7. Bremsstrahlung/(electron temperature)$^{1/2}$ vs magnetic field strength. The significance of the data is the approximate B^4 dependence on bremsstrahlung/$T_e^{1/2}$ which can be true only if the plasma is highly ionized. The two curves were made with different gas feed rates and pumping speeds.

Then, if the two frequencies are kept in resonance, n_e must be proportional to B^2. Now, we know that the total flux "S" of Bremsstrahlung from the hot (Maxwellian) electrons is proportional to $z^2 n_e(n_i+n_o)T_e^{1/2}$. Here, n_i is the ion density, n_o is the neutral gas density, and T_e is the electron temperature. In our electron heating experiments, the plasma is strongly ionized and $n_e \approx n_i$. Thus, for z=1 or hydrogen, S is approximately equal to $n_e^2 T_e^{1/2}$. Since at resonance n_e is proportional to B^2, S must be proportional to $B^4 T_e^{1/2}$.

We plot the observed Bremsstrahlung intensity S divided by $T_e^{1/2}$ vs magnetic field for two experiments in helium, Fig. 7. In both experiments S divided by $T_e^{1/2}$ is multiplied by a convenient arbitrary constant. We find that indeed the Bremsstrahlung divided by $T_e^{1/2}$ does vary as B^α, $4.3 \lesssim \alpha \lesssim 5.3$, suggesting that the resonance between the electron-cyclotron and electron-plasma frequency is necessary to produce intensely heated electrons.

The data suggest that one can increase the field strength in an apparatus and still have intense electron heating as long as the plasma density n_e is increased as B^2.

Studies of the Electron Beam in the Apparatus

In one set of experiments we verify that the bare electron beam in the system introduced a frequency related to the transit time of the electrons. We have plotted this frequency against cathode potential in Fig. 8. It varies as the square root of the applied potential, therefore is related to electron transit time, and is in the right range to be caused by oscillations between the mirrors of the system.

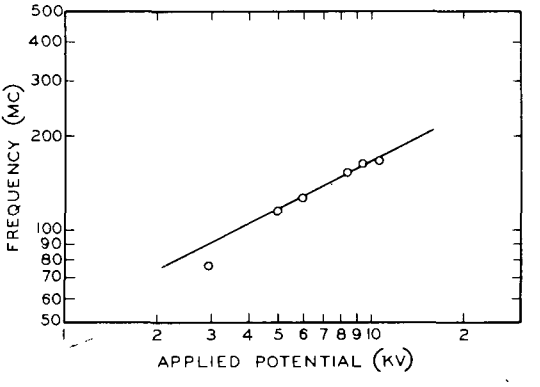


FIG.8. Radiation frequency vs accelerating potential. The transit time of the bunched electron beam is clearly a linear function of the square root of the accelerating potential.

A second set of experiments, done on the electron beam during the actual heating of plasma electrons, demonstrated that the directed energy of the electron beam is lost during the plasma heating. Typical results are shown in Fig. 9. Note that the electron beam appears to have lost most of its direct energy, but has acquired an energy spread corresponding to about a 300 eV temperature. Thus, during the heating, much energy is removed from the directed electron beam.

Radiofrequency Measurements of Plasma Oscillations

Two sets of measurements were made on the hot electron plasma, both of which demonstrate that the oscillations do not correspond to white noise but

correspond to one frequency of oscillation which, however, changes rapidly from frequency to frequency as a function of time.

In the first set of experiments two panoramic receivers were used. Two panoramic receivers are required because one panoramic receiver is inadequate to tell the difference between one frequency, which is rapidly changing in time, and several frequencies simultaneously present. This fact is illustrated in Fig. 10, which shows an artist's conception of what happens. In time the frequency slowly changes (note the time and frequency scales marked which are illustrative only). Because a spectrum analyzer samples slowly in time, it samples along a line such as AB. At each crossing of AB with the spectrum, a signal is recorded. Note now that this time sweep is presented to the observer as a frequency sweep. Every analyzer output, even on a single sweep, will yield results like that shown on the left side of Fig. 10, turned sideways. Thus, the (spurious) simultaneously appearing frequencies are observed. To verify that only one frequency is present in the system at a time, we connect two synchronized spectrum analyzers as shown in Fig. 11. One sweeps up the line AB of Fig. 10 and the other sweeps down the line CD of Fig. 10. The outputs of the two spectrum analyzers are displayed simultaneously on a dual beam

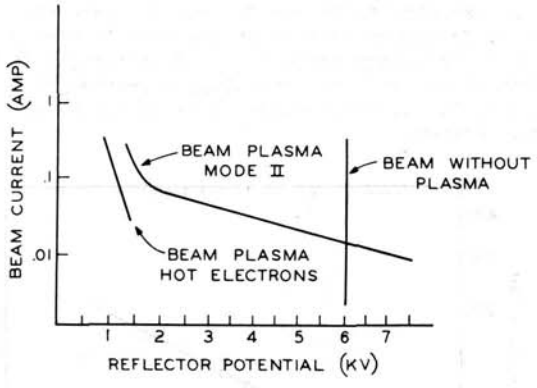


FIG.9. Energy distribution in the beam. The curves depict a portion of the high-energy side for the beam without plasma and two modes of interaction with the plasma.

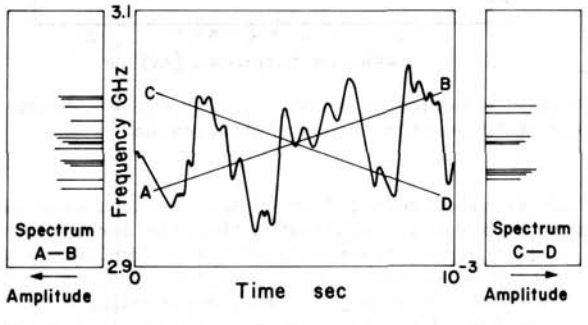


FIG.10. Conceptual spectrum analyser display. The spectrum analyser samples slowly in time, such as along A-B or C-D. Frequency fluctuation of the signal is depicted by the wavy line. At each crossing a signal is recorded. The spectrum at the left is typical of the Hewlett-Packard instrument which sweeps up in frequency while the spectrum on the right is typical of the Singer-Metrics instrument which sweeps down in frequency. Time is from bottom to top on the left spectrum and from top to bottom on the right spectrum.

oscilloscope. If the plasma exhibits only one frequency at a time, then no coincidences should be observed, with the possible exception of the singular point where line AB and line CD cross. The inspection of many recorded spectral pairs demonstrated remarkably few coincidences; no more than would be caused by instrumental bandwidth plus a frequency crossing point. Thus we can say definitely that many frequencies are not present simultaneously in the apparatus, and probably no more than one is present at one time.

A more convincing set of data concerning the existence of only one frequency at a time was made by recording the fluctuating waveform itself, as is shown in Fig. 12. In this technique, a special tapered 50 ohm radio-frequency probe was inserted radially into the plasma. This probe measures the radial component of the electric field. The signal is brought out through a matched 50 ohm line and connected to a traveling wave tube oscilloscope. This oscilloscope records frequencies up to 4 kilomegacycles. The top trace

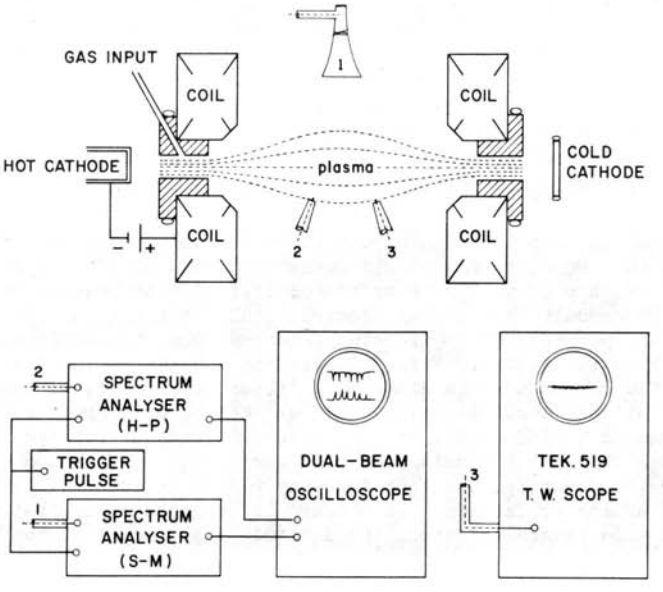


FIG. 11. Experimental arrangement. Magnetic field strength was typically 3300 - 1000 - 3300 G. Beam power supply, 5 kV, 0.5 A. Note the gas input to one coil throat. Microwave horn (1) and impedance matched probes (2), (3), with their connections to spectrum analysers and oscilloscopes are shown.

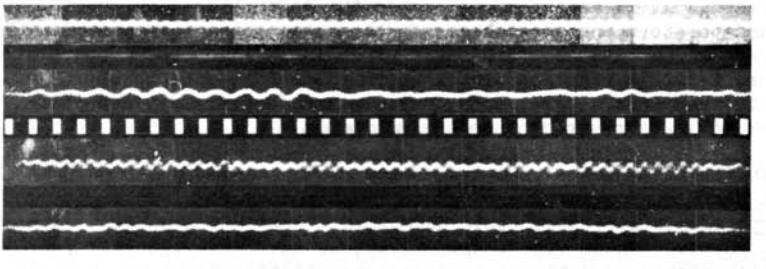


FIG. 12. Fluctuating waveforms. Signals were recorded at random from the steady state plasma. Vertical time markers are at nanosecond intervals.

in Fig. 12 shows a fairly regular oscillation near the electron-cyclotron frequency at 2 kilomegacycles. This frequency corresponds to the midplane magnetic field at the probe of about 700 gauss. More customarily we observed forms like the middle two shown. Note the onset of waves sometimes at a fraction of the electron-cyclotron frequency that grow to a maximum amplitude in a few cycles, last a few cycles, then change to another frequency. One oscilloscope trace shows apparent brief interruptions and phase changes in an otherwise regular oscillation.

The individual wavelengths observed are interesting in that they have reasonable frequency stability; appear, disappear, or change rapidly; have peculiar uniform peak amplitudes; and (at this point we speculated) have some extended spatial coherence. All of this suggests that a strong non-linear limitation on wave amplitude exists. Dupree [6] has estimated such limits for low frequency waves, and there exist similar ones at these very high frequencies. The wave coherence is more suggestive of the wave-plasma mechanism proposed by Smullin [7] rather than by Stix,[8] but the present study is still only preliminary. Of much interest is the presence of waves at frequencies well below (by perhaps a factor of 3) ω_{pe} or ω_{ce}.

The circumstantial evidence that these waves are those responsible for producing hot electrons seems strong to us. Hot electrons have appeared only when the oscillations are present in all our several dozen observations to date.

Some very simple calculations reveal that very high electric fields are present at the probe tip. Knowing the voltage received at the oscilloscope from the oscillations and knowing the characteristic impedance of the line to the tip of the probe, we can easily compute the amount of fluctuating charge induced at the tip of the probe by the electric fields present in the oscillations. The result is a radial electric field of about 1400 volts per cm, and is within a factor of 10 of being intense enough to completely eject electrons from the plasma. This follows from the assumption that the plasma is only a few centimeters in diameter. If, as we suggest, we have longitudinal oscillations, the axial electric field can be much greater than the measured radial field. Thus, it is not surprising that perhaps large numbers of electrons are ejected during the peak periods of oscillation and that the plasma electron density, and therefore the plasma frequency, changes in a random and arbitrary fashion. It appears to be quite clear that these oscillations in this plasma are about the limit in amplitude that the plasma can support.

Auto- and Cross-Correlation Measurements Yielding the Dispersion Relation for the Plasma Electron Oscillations

In a study of the somewhat random turbulent plasma phenomena, the auto- and cross-correlations at two different points in the plasma yields very interesting data concerning plasma oscillations. To carry on correlation measurements it is necessary to sample the signal for very short sampling time and to store the samples for further processing. Two sampling oscilloscopes are easily made into a high-speed auto and cross correlator. However, a single sampling oscilloscope gives a reasonable approximation to the auto- and cross-correlation function and is extremely sensitive, having a lower limit corresponding to one millivolt.

At first, it seems that a sampling oscilloscope cannot be used to study plasma oscillations which are random functions of time and amplitude. However, our experiments discussed above demonstrate that our electric field oscillations do not involve random functions. First, we have observed that the oscillations generally appear as coherent oscillations, lasting for several cycles. Also, we find experimentally that the probability of having high amplitude noise

bursts is a rapidly decreasing function of amplitude. Thus, if we set the trigger of the sampling oscilloscope to a given value V, on the average the oscilloscope will be triggered by singals lying between V and V + ΔV, where ΔV << V. Thus, on the average, we are observing signals that have a peak value chosen at the value V. Let us now compute how this technique allows us to obtain a correlation function.

The definition of a correlation function, $F(\Delta t)$ is

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} V_i(t)\, V_i(t+\Delta t)$$

Here, $V(t)$ is the voltage occurring at time t, and $V(t+\Delta t)$ is the voltage occurring at time $t+\Delta t$.[9] Assume that we observe the correlation function at only one chosen value of $V_i(t) = V_o(t)$. Then $V_o(t)$ is a constant, and may be removed from the summation. Our somewhat more restricted correlation function $F^1(\Delta t)$, is now given by the more simple equation

$$\frac{1}{n} V_o(t) \sum_{i=1}^{n} V_i(t+\Delta t)$$

This is the function displayed in Fig. 13. From the number of cycles observed before the trace "smears", we can compute the coherence time for the oscillations

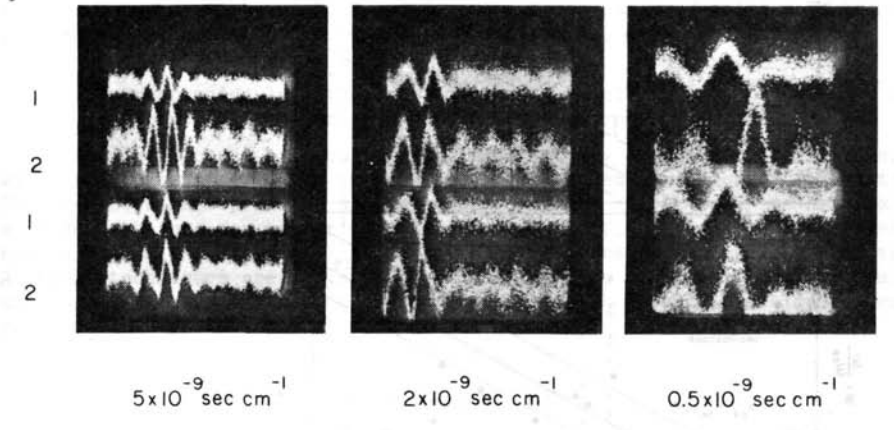


FIG. 13. "Correlated" plasma probe signals. These signals were obtained by a sampling technique. Samples of V at t and (t+Δt) over many thousands of cycles are stored. The result is a kind of correlation, i.e.

$$\frac{1}{n} V_0(t) \sum_{i=1}^{n} V_i(t+\Delta t)$$

where $V_0(t)$ is the chosen peak voltage of an oscillating signal at which a trigger circuit was activated to record the data.

By using one probe to provide a trigger signal, and a second probe to provide a signal for a second trace on the oscilloscope (marked 2), we obtain an approximation to a cross-correlation function between the signals on the two probes. The second probe was moved between the observations of the second and fourth trace. Note how the cross-correlation pattern shifted relative to

the auto-correlation pattern! From the time shift between the two cross-correlation patterns Δx, we compute the average velocity of the electron-plasma waves, $v = \Delta x/\Delta t$. This distance required to move the cross-correlation probe away from the auto-correlation probe to cause the cross-correlation signal to "smear out" yields the correlation length for the plasma oscillations.

Two advantages arise from using the sampling oscilloscope as a correlation device. By changing the sensitivity of the trigger setting, one can obtain the auto- and cross-correlation functions as a function of $V_o(t)$. In general, we find that these values do not depend on $V_o(t)$.

A second advantage of using a simple sampling oscilloscope as a correlator, is that one can distinguish between loss of correlation and amplitude decay. In the first case, the amplitude distribution of dots remains constant with Δt and Δx, but the pattern "smears out". In the second case, the pattern persists, but the amplitude distribution of the dots shrinks toward the x-axis.

Of course, our simple oscilloscope, strictly speaking, is not a complete correlator. However, as Fig. 14 shows, much information about the characteristics of the electron oscillations may still be obtained.

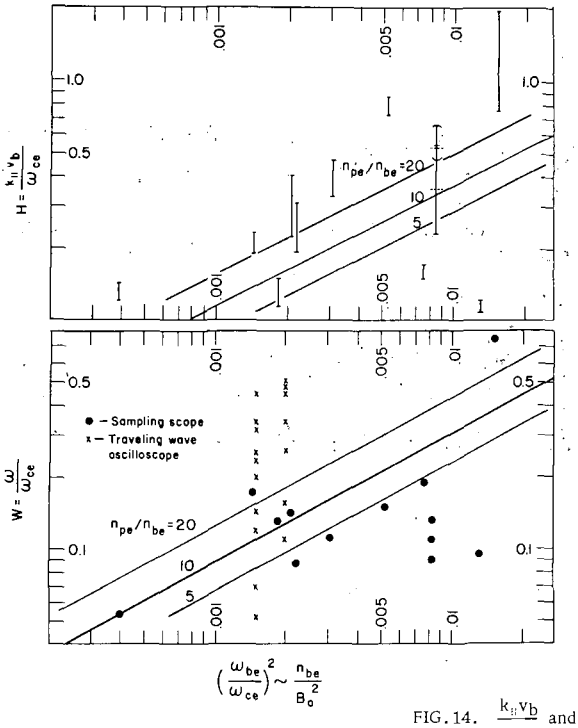


FIG. 14. $\frac{k_\parallel v_b}{\omega_{ce}}$ and $\frac{\omega}{\omega_{ce}}$ versus $\left(\frac{\omega_{be}}{\omega_{ce}}\right)^2$.

The Dispersion Relation

In the absence of a theory for the spectrum of fluctuations to be expected in a turbulent plasma, we consider the scaling properties of the instabilities predicted in a linear theory using cold-plasma models. We have studied a plasma made up of two oppositely-directed monoenergetic electon beams passing through a cold background plasma in a uniform magnetic field. If the electron beams

flow along the magnetic field the appropriate dispersion relation for electrostatic waves is

$$\frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{be}^2}\frac{k^2}{k_\perp^2} = \frac{1}{(W-H)^2-1} + \frac{1}{(W+H)^2-1}$$

$$+ \frac{k_\parallel^2}{k_\perp^2}\frac{1}{(W-H)^2} + \frac{1}{(W+H)^2}$$

$$+ \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{be}^2}\frac{1}{W^2-1} + \frac{k_\parallel^2}{k_\perp^2}\frac{1}{W^2}$$

Here $W \equiv \omega/\omega_{ce}$ and $H \equiv k_\parallel u_b/\omega_{ce}$, where ω is the wave frequency, ω_{ce} the electron gyrofrequency, $k_\parallel$ the component of the wave vector parallel to the magnetic field, and u_b is the speed of the electron beams; ω_{be} and ω_{pe} are the plasma frequencies corresponding to the electron beam and background electron densities. The ions have been assumed infinitely massive.

We solve the dispersion relation for (complex) ω as a function of (real) k and display in Fig. 14 the dependence of ω and k for maximum growth rate on the plasma parameters, $\omega_{be}^2/\omega_{ce}^2$ and n_{pe}/n_{be}, the relative densities of background to beam electrons. The outstanding features of the expected growing waves are

(i) phase speeds $\sim 0.7\, u_b$;
(ii) frequencies less than but comparable to electron gyrofrequency, hence generally comparable to background electron plasma frequencies.

The significance of results from linear theory or weak turbulence theory will have to be assessed by comparison with detailed experimental observations. The present work represents a first step in such a comparison: we have exhibited a crude technique for measuring properties of the flucuations in a turbulently-heated plasma and found a gross compatibility of observation with linear theory. As these techniques are refined, the resulting data may permit a more detailed understanding of the state of the plasma, leading hopefully to reliable scaling relations and optimization procedures.

REFERENCES

[1] ALEXEFF, I., NEIDIGH, R. V., Phys. Rev. Letters 13 (1964) 179.

[2] ALEXEFF, I. et al., Proc. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA II (1966) 781.

[3] NEZLIN, M. V., SOLNTSEV, A. M., Zh. Eks. Teor. Fiz. 49 (1965) 1377; Soviet Phys. JETP 22 (1966) 949; ALEXEFF, I. et al., Phys. Rev. Letters 18 (1967) 1109; HENSEN, T. H., SCOTT, F. R. Phys. Rev. Letters 19 (1967) 1100.

[4] KHARCHENKO, I. F. et al., Nucl. Fusion Suppl. Part 3 (1962) 1101; SMULLIN, L. D., GETTY, W. D., Phys. Rev. Letters 9 (1962) 3; Proc. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA II (1966) 815; ALEXEFF, I. et al., Phys. Rev. Letters 10 (1963) 273; DEMIRKHANOV, R. A. et al., Proc. Conf. Plasma Physics and Controlled Fusion Research, IAEA II (1966) 801; AKSHANOV, B. S., VOLKOLUPOV, Ju. Ja., SINELNIKOV, K.D., Zh. Tekh. Fiz. 36 (1966) 595; Soviet Phys. tech. Phys. 11 (1966) 446;

BLINOV, P. I. et al., Zh. Eks. Teor. Fiz. 52 (1967) 670; Soviet Phys. JETP 25 (1967) 439; TARUMOV, E. Z. et al., Zh. Eks. Teor. Fiz. 52 (1967) 49; Soviet Phys. JETP 25 (1967) 31; VERMEER, A. et al., Proc. Seventh International Conf. Phenomena in Ionized Gases II (Beograd 1966) 386; APEL, J. R., Phys. Rev. Letters 19 (1967) 744; BOTTIGLIONI, F. et al., EUR-CEA-FC-460 (1968).

[5] SEIDL, M., SUNKA, P., Institute of Plasma Physics, Czechoslovak Acad. Sci., Research Report IPPCZ-81 (1967); SEIDL, M., Culham Laboratory Rpt. CLM-P29 (1963) unpublished.

[6] DUPREE, T. H., Phys. Fluids 10 (1967) 1049.

[7] SMULLIN, L. D., Phys. Fluids 8 (1965) 1412.

[8] STIX, T. H., Phys. Fluids 7 (1964) 1960; 8 (1965) 1415.

[9] Correlation functions of this general type may be expected to play a central role in any theoretical treatment of turbulent heating. Their Fourier transforms with respect to Δt are the spectral densities of the random processes whose correlations are being computed (Wiener-Khinchin theorem).

DISCUSSION

B.A. DEMIDOV: In what frequency range have you detected electromagnetic emission?

R.V. NEIDIGH: In the range of $2 \times 10^8 - 4 \times 10^9$ c/s.

R.L. HIRSCH: Can you measure the ion lifetime in the hot-ion (Burnout V) experiment?

R.V. NEIDIGH: Yes, in this plasma we can measure the ion lifetime by the diamagnetic signal, which has a duration of 40 μs.

H. MOTZ: How is the coherence length introduced into the dispersion equation?

G.E. GUEST: As a co-author of the paper, perhaps I may be allowed to answer this question. Our results give only the frequency and wavelength (of the most rapidly growing instabilities for the experimental plasma parameters) and do not contain predictions of coherence length.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ПУЧКОВОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ПРОБКОТРОНЕ

А.Г.ПЛАХОВ, Д.Д.РЮТОВ и В.В.ШАПКИН
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

INVESTIGATION OF THE MECHANISM OF BEAM HEATING OF A PLASMA IN A MAGNETIC MIRROR TRAP. The authors investigate the heating of electrons by a powerful electron beam passing through a cold plasma. The experimental facility consists of a magnetic mirror machine with a large mirror ratio. The maximum magnetic field is 2 kOe at the middle of the trap and 10.5 kOe in the mirrors. The pulsed electron beam, with a current of up to 20 A and an accelerating voltage of up to 35 kV, is injected along the magnetic field into the trap, which contains a previously prepared cold plasma. The trap is filled with this cold hydrogen plasma by means of a titanium injector. The initial plasma concentration is $(1\text{-}2) \times 10^{12}$ cm^{-3} and the temperature 5-10 eV. During the passage of the electron beam the total plasma concentration remains virtually unchanged, but the electron distribution function changes substantially. The plasma breaks down into two components that differ considerably in density and temperature. The hot electron concentration reaches a value of 10^{10} cm^{-3}. The mean energy of these electrons (as high as 200 keV) significantly exceeds the energy of the beam particles. The electron energy depends on the duration of the electron pulse, the strength of the magnetic field, and the transverse dimensions of the plasma. The containment time for the hot plasma is limited by collisions with the neutral gas. The plasma is observed to emit X-rays over a period of 5-10 s. The hot plasma expands rapidly across the magnetic field and achieves dimensions exceeding the transverse dimensions of the beam by a factor of more than 20. The expansion rate depends on the magnetic field and the beam parameters. Expansion of the plasma is accompanied by an increase in electron energy, while the mean energy density of the hot plasma remains constant even when the plasma volume changes by a factor of more than 10. In the small region occupied by the beam, the energy density of the hot plasma exceeds the overall mean density by a factor of about two. The authors propose a beam heating model based on the assumption that the source of accelerated particles is an electron beam. The experimental results are in satisfactory agreement with this model.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ПУЧКОВОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ПРОБКОТРОНЕ. Исследуется нагрев электронов при прохождении мощного электронного пучка через холодную плазму. Экспериментальная установка представляет собой пробкотрон с большим пробочным отношением. Максимальное магнитное поле в центре ловушки – 2 кэ, в пробках – 10,5 кэ. Импульсный электронный пучок с током до 20 а и ускоряющим напряжением до 35 кв инжектируется вдоль магнитного поля в ловушку с заранее подготовленной холодной плазмой. Для заполнения ловушки холодной водородной плазмой применяется титановый инжектор. Начальная концентрация плазмы $(1 \div 2)\ 10^{12}$ см$^{-3}$ и температура – $5 \div 10$ эв. Во время прохождения электронного пучка полная концентрация плазмы практически остается неизменной, но функция распределения электронов существенно изменяется. Плазма становится двухкомпонентной. Компоненты сильно различаются по плотности и температуре. Концентрация горячих электронов достигает 10^{10} см$^{-3}$. Средняя энергия этих электронов значительно превышает энергию частиц пучка, достигая 200 кэв. Энергия электронов зависит от длительности электронного импульса, напряженности магнитного поля, поперечных размеров плазмы. Время удержания горячей плазмы ограничивается столкновениями с нейтральным газом. Рентгеновское излучение из плазмы наблюдается в течение $5 \div 10$ сек. Горячая плазма с большой скоростью расширяется поперек магнитного поля до размеров, превышающих поперечные размеры пучка более чем в 20 раз. Скорость расширения зависит от величины магнитного поля и параметров пучка. Расширение плазмы сопровождается увеличением энергии электронов, а средняя плотность энергии горячей плазмы остается постоянной при изменении ее объема больше чем в 10 раз. В небольшой области, занимаемой пучком, плотность энергии горячей плазмы превышает среднюю плотность в большом объеме примерно в 2 раза. Предлагается модель пучкового нагрева, основанная на предположении о том, что источником ускоряемых частиц является электронный пучок. Экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с этой моделью.

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1961 году Я.Б.Файнбергом и И.Ф.Харченко с сотрудниками [1] было обнаружено, что при пропускании электронного пучка через холодную плазму в ней появляются ускоренные электроны, энергия которых превосходит энергию пучка. В дальнейшем различные авторы [2 – 9] провели целую серию опытов по пучковому нагреву плазмы в открытых (пробочных) ловушках. В этих опытах было показано, что взаимодействие пучка с холодной плазмой приводит к образованию некоторого количества горячей плазмы, температура которой в 5 – 15 раз превышает энергию электронного пучка, причем образовавшаяся горячая плазма заполняет весь объем ловушки, в то время как поперечный размер пучка существенно меньше диаметра ловушки.

Несмотря на обширное число экспериментальных и теоретических работ в области пучково-плазменного взаимодействия, до последнего времени не удавалось построить общей концепции пучкового нагрева в пробочных ловушках и выяснить условия, при которых эффективность нагрева максимальна. Такая ситуация связана с отсутствием достаточного количества опытных данных, поскольку применявшиеся установки позволяли исследовать эффект нагрева лишь в сравнительно узком диапазоне экспериментальных условий. Использованная в наших опытах установка была в значительной мере избавлена от этого недостатка. Можно было изменять в широких пределах магнитное поле, переходить от одного пробочного отношения к другому, ограничивать плазму диафрагмами (не нарушая вакуума в камере), менять ток пучка, его энергию и длительность. Изменение каждого параметра можно было проводить практически независимо от всех остальных.

Для интерпретации экспериментальных результатов используется диффузионная модель пучкового нагрева, предложенная одним из авторов (Д.Д.Рютовым).

2. КОНСТРУКЦИЯ И ПАРАМЕТРЫ УСТАНОВКИ

Установка, схематически изображенная на рис.1, представляет собой ловушку с магнитными пробками. Предельное значение магнитного поля в центре ловушки – 2 кэ, в пробках – 10,5 кэ.

На оси ловушки за пробками на одном конце помещается электронная пушка (1), на другом – плазменный инжектор (2) для предварительного заполнения ловушки холодной плазмой. Инжекция плазменной струи и электронного пучка происходит вдоль магнитного поля навстречу друг другу. Электронная пушка представляет собой двухэлектродную систему, помещенную в сильное магнитное поле. Катодом пушки служит таблетка из гексаборида лантана, анодом-танталовая сетка. Расстояние между катодом и анодом – около 1 см. Предельные параметры стабильно работающей пушки: ток – 20 а, ускоряющее напряжение – 35 кв при длительности прямоугольного импульса напряжения 250 мксек. Электронная пушка отделена от объема, занимаемого плазмой, узким и длинным каналом и имеет автономную откачку. Это практически устраняет влияние плазменной струи на работу электронной пушки. Плазменный инжектор состоит из двух электродов, изготовленных из листового титана, напитанного водородом. Между электродами происходит разряд мало-

индуктивного конденсатора. В зависимости от величины емкости конденсатора и приложенного напряжения меняется начальная концентрация холодной плазмы. Концентрация холодной плазмы во всех опытах была не ниже 10^{12} см$^{-3}$. Момент срабатывания инжектора задается поджигающим устройством, которое включается с регулируемым временным сдвигом относительно импульса электронной пушки.

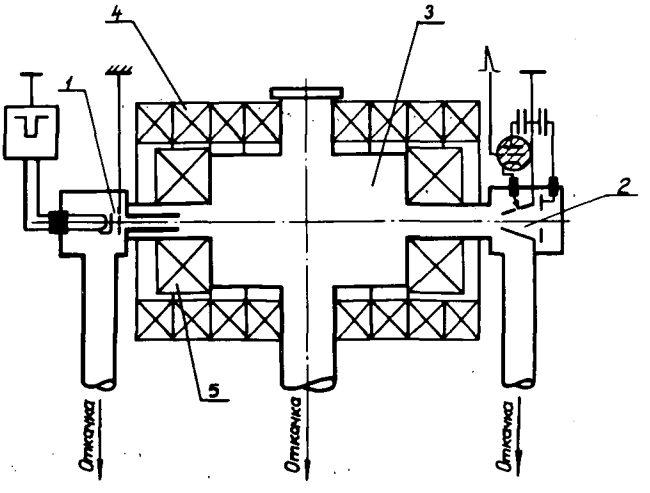


Рис.1. Схематический чертеж установки:
1 – электронная пушка; 2 – плазменный инжектор; 3 – вакуумная камера; 4 – катушки основного магнитного поля; 5 – пробочные катушки.

Вакуумная камера изготовлена из нержавеющей стали. В средней части камера имеет диаметр 40 см, в районе пробок – 10 см. Остаточное давление в камере-10^{-6} мм рт.ст.

Диагностические методы, использованные в работе, следующие: 1) двухканальные интерферометры на длинах волн 0,8 и 3 см; 2) зонды для измерения диамагнетизма плазмы; 3) датчики жесткого рентгеновского излучения.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис.2 представлена зависимость электронной температуры от магнитного поля при различных длительностях нагревающего импульса. Температурные зависимости получены по спектрам тормозного излучения из плазмы с помощью спектрометрического сцинтилляционного датчика и стоканального амплитудного анализатора. Анализатор работал в ждущем режиме и включался одновременно с началом разряда на первые 20 мсек. Таким образом, спектр, следовательно и температура, усреднены в течение этого времени. Число разрядов для снятия одного спектра с хорошей статистикой составляло около 200.

Из рис.2 видно, что зависимость электронной температуры от величины магнитного поля и ее предельный уровень для t=250 мксек и t=130 мксек практически совпадают, но при t= 60 мксек температура становится зна-

чительно ниже. Таким образом, в данных условиях эксперимента существует некоторое оптимальное время нагрева для достижения предельной электронной температуры. Как будет видно из дальнейшего, это время связано с двумя эффектами: уходом частиц в конус потерь и диффузией поперек магнитного поля.

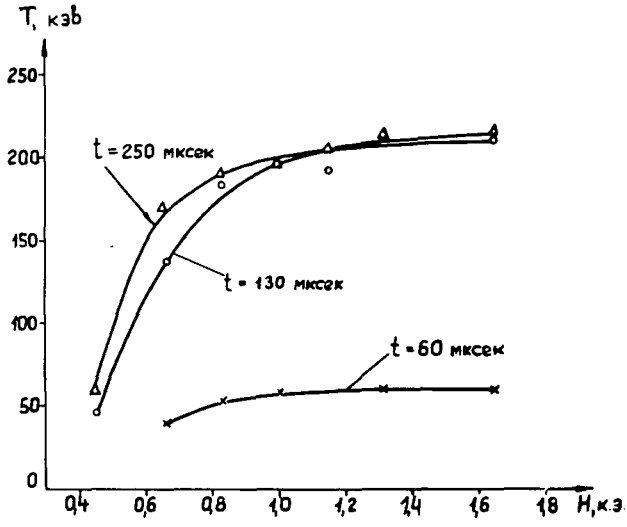


Рис.2. Зависимость электронной температуры от величины магнитного поля при различных длительностях электронного пучка. Плазма ограничена диафрагмой с радиусом 12 см. Ток пучка – 10 а, ускоряющее напряжение на электронной пушке 27 кв.

Далее, было установлено, что энергия электронов уменьшается при уменьшении радиуса ограничивающей плазму диафрагмы. Например, измерения электронной температуры при диафрагмах с радиусами 12 и 6 см в магнитном поле 1,32 кэ и длительности электронного импульса 250 мксек дали соответственно 200 кэв и 80 кэв.

Другая серия экспериментов относится к измерению энергосодержания плазмы в зависимости от магнитного поля при различных поперечных размерах плазмы. Под термином "энергосодержание" мы понимаем величину $Q = nT_{\perp} S$, где S – поперечное сечение горячей плазмы, а $nT_{\perp}$ – плотность энергии поперечного движения частиц. Изучение зависимости энергосодержания от величины магнитного поля и поперечных размеров плазмы является существенным для экспериментального обоснования модельных представлений, развиваемых в данной работе (см. раздел 4). Поперечные размеры плазмы задавались диафрагмами, устанавливаемыми в центре системы. В качестве большой диафрагмы ($r = 12$ см) служил диамагнитный зонд, неподвижно закрепленный внутри камеры. Две другие диафрагмы из листовой меди имели радиусы отверстий 4,5 и 6 см. Эти диафрагмы размещелись в боковом патрубке в центре камеры и выдвигались в любой последовательности на ось системы. Радиусы отверстий диафрагм значительно превышали радиус электронного пучка. Зависимость энергосодержания плазмы от величины магнитного поля для диафрагм различного

размера показана на рис.3. Эти результаты получены следующим образом.

Одна из диафрагм выдвигалась из бокового патрубка на ось ловушки. Для каждого значения магнитного поля снимались осциллограммы диамагнитного сигнала. Диамагнитный сигнал плавно нарастал от нуля до некоторого уровня, отвечающего стационарному состоянию. Величина этого стационарного уровня сигнала при соответствующем пересчете дает энергосодержание плазмы Q. Точки на рис.3 являются средними из большого числа осциллограмм. Эта процедура повторялась для каждой из диафрагм.

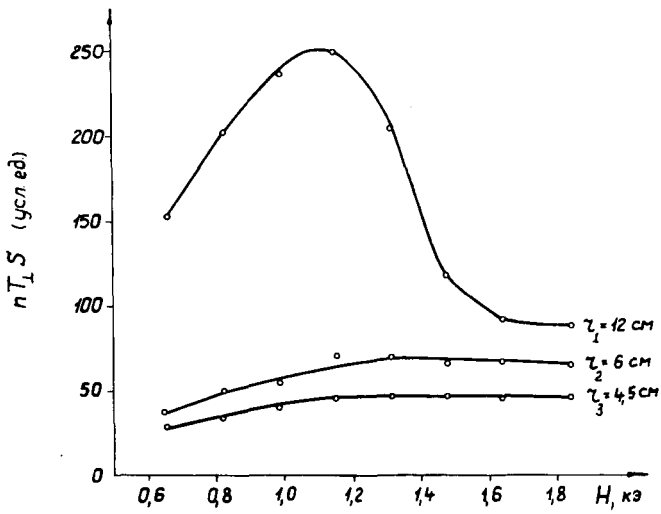


Рис.3. Зависимость энергосодержания плазмы от величины магнитного поля при ограничении диафрагмами различных размеров. Ток пучка – 10 а, ускоряющее напряжение на электронной пушке – 27 кв.

Для диафрагм с радиусами 4,5 и 6 см кривые зависимости энергосодержания от магнитного поля практически не различаются по форме. В обоих случаях, по мере усиления магнитного поля, сначала наблюдается рост энергосодержания плазмы, а затем этот рост останавливается и в дальнейшем энергосодержание поддерживается на постоянном уровне. Однако, картина существенно меняется при переходе к диафрагме большего размера (r = 12 см). Кривая зависимости энергосодержания плазмы от магнитного поля приобретает колоколообразную форму с резко выраженным максимумом при H = 1,15 кэ. В магнитных полях справа от максимума (H > 1,15 кэ) наблюдается значительный спад энергосодержания плазмы, хотя температура в этой области значений магнитного поля остается постоянной. Уменьшение энергосодержания является следствием уменьшения объема горячей плазмы, а следовательно, и полного числа горячих электронов. Восходящая ветвь кривой на рис.3 хорошо коррелирует с ростом электронной температуры в слабых магнитных полях (рис.2).

Эффект значительного увеличения поперечных размеров плазмы по сравнению с диаметром электронного пучка является характерной особен-

ностью пучково-плазменного взаимодействия. Поэтому представляет интерес измерить скорость расширения горячей плазмы в поперечном направлении в зависимости от величины магнитного поля и параметров электронного пучка. Для определения скорости движения границы горячей плазмы использовалась рентгеновская методика, которая сводится к следующему. Если горячая плазма при расширении встречает препятствие (стенку или какую-либо мишень), то в результате торможения электронов возникает интенсивное рентгеновское излучение. Установив мишень на заданном расстоянии от оси ловушки и измерив время запаздывания рентгеновского излучения с мишени относительно момента включения электронного пучка, можно определить скорость расширения плазмы. Мишенью в наших опытах служила вольфрамовая игла, которая могла перемещаться по радиусу камеры. Рентгеновский датчик заключен в свинцовый контейнер, и излучение с острия иглы попадает на кристалл только через узкий и длинный канал в свинцовом коллиматоре. Чтобы убедиться, что датчик отзывается только на излучение с мишени, последняя убиралась из поля зрения коллиматора. Излучение из видимого через коллиматор объема плазмы по интенсивности было, по крайней мере, на два порядка меньше и поэтому не мешало измерениям. В стенке камеры, против коллиматора, имелось отверстие для откачки, так что в этом месте стенка находилась далеко за пределами камеры и не давала рентгеновского излучения, а излучение от остальной поверхности камеры не попадало в поле зрения коллиматора.

Время прихода горячей плазмы на мишень в функции магнитного поля представлено на рис.4 (кривая 1). Полученные результаты позволили установить, как зависит от магнитного поля эффективный коэффи-

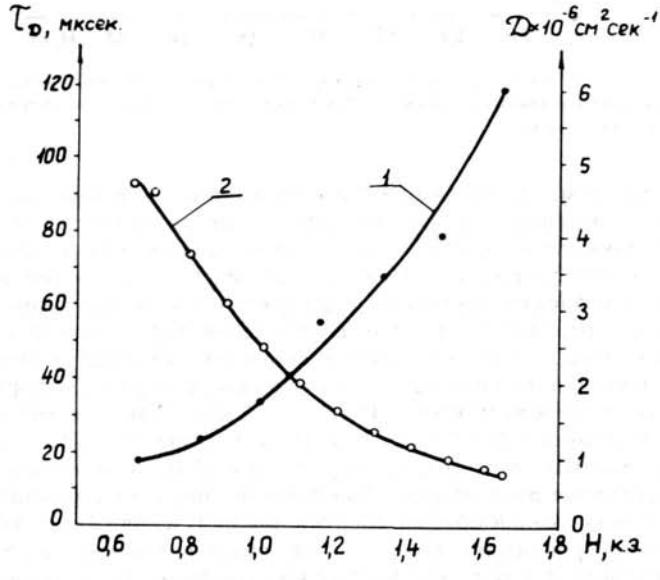


Рис.4. Время движения границы горячей плазмы до мишени в зависимости от величины магнитного поля (кривая 1). Эффективный коэффициент диффузии (кривая 2). Расстояние мишени от оси пучка – 9 см. Ток пучка – 10 а, ускоряющее напряжение на электронной пушке 27 кв.

циент диффузии (кривая 2), определяемый нами по формуле: $D_{eff} = r^2/\tau_D$, где r – расстояние от мишени до оси ловушки, а τ_D – время, в течение которого горячая плазма достигает мишени. Зависимость D_{eff} от магнитного поля близка к H^{-2}. Следует заметить, что D_{eff} существенно превышает классический коэффициент диффузии, рассчитанный по модели кулоновских столкновений.

На рис.5 показаны осциллограммы диамагнитного сигнала для различных токов электронного пучка. Отчетливо видно, что скорость расширения плазмы возрастает по мере увеличения электронного тока. При токе 4 а (верхняя осциллограмма) за время инжекции электронного пучка (t = 250 мксек) диамагнитный сигнал непрерывно возрастает и плазма не достигает стационарного состояния. При токе 8 а плазма примерно за 175 мксек достигает стенки и устанавливается стационарный режим,

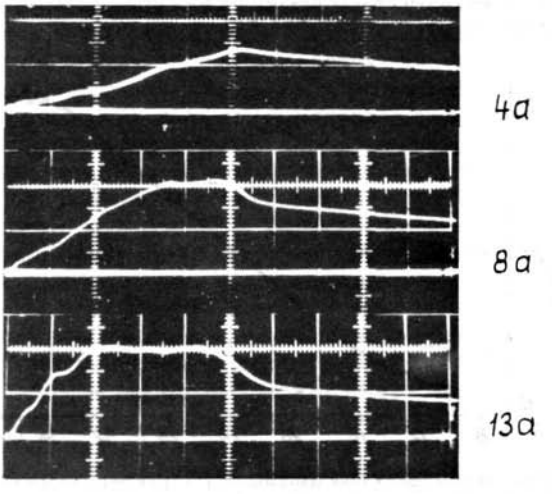


Рис.5. Осциллограммы диамагнитного сигнала при различных токах электронного пучка. Магнитное поле H = 1,15 кэ, ускоряющее напряжение на электронной пушке – 27 кв. Плазма ограничена диафрагмой с радиусом 12 см. Длительность развертки 500 мксек.

а при токе 13 а (нижняя осциллограмма) стационарное состояние достигается еще быстрее (100 мксек). По осциллограммам подобного типа построена зависимость энергосодержания от тока пучка (рис.6). Видно, что в исследованном интервале изменения тока пучка сильно возрастает скорость расширения плазмы поперек магнитного поля (рис.5). Энергосодержание же при этом меняется слабо (рис.6). Иначе обстоит дело, когда мы увеличиваем энергию электронов пучка. Энергосодержание возрастает больше чем на порядок при изменении энергии частиц пучка в небольших пределах. На рис.7 показана эта зависимость. Скорость расширения плазмы, на основании имеющихся у нас предварительных данных, не зависит от энергии первичного пучка. Полученные экспериментальные данные позволяют нам сделать заключение, что ток пучка определяет диффузию поперек магнитного поля, а энергия электронов пучка определяет плотность горячей плазмы.

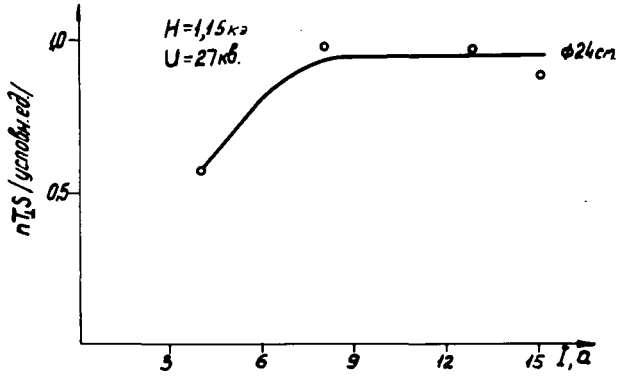


Рис.6. Зависимость энергосодержания плазмы от тока пучка. Магнитное поле H = 1,15 кэ, ускоряющее напряжение на электронной пушке – 27 кв.

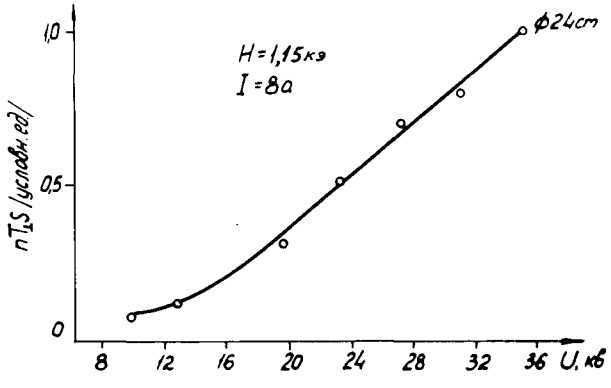


Рис.7. Зависимость энергосодержания плазмы от ускоряющего напряжения на электронной пушке. Магнитное поле H = 1,15 кэ, ток пучка – 8 а.

4. ДИФФУЗИОННАЯ МОДЕЛЬ НАГРЕВА

В настоящее время не вызывает сомнений, что образование горячей компоненты плазмы в опытах по пучковому нагреву обусловлено взаимодействием электронов с колебаниями, источником которых является электронный пучок. Попытаемся выяснить, какой именно тип колебаний ответствен за этот эффект нагрева.

Наличие сильной зависимости температуры горячих электронов от радиуса диафрагмы показывает, что основную долю своей окончательной энергии горячие электроны набирают не в области пучка, а на больших (по сравнению с радиусом пучка) расстояниях от него. На этом основании можно сразу исключить из рассмотрения те специфически "пучковые" типы колебаний, для существования которых необходимо наличие потоков заряженных частиц (см. например, [11]), поскольку такие колебания могли бы вызвать нагрев только в области пучка.

Концентрация холодной плазмы в наших опытах значительно выше, чем концентрация горячей плазмы. Следовательно, дисперсионные свойства колебаний определяются холодной плазмой. Кроме того, в этих опытах электронная плазменная частота ω_p существенно (в 3 – 10 раз) превышает электронную циклотронную частоту ω_H в объеме ловушки. Из линейной теории неустойчивости пучка следует, что в таких условиях среди всех типов колебаний, которые могут распространяться в области вне пучка, наиболее быстро возбуждаются электронные ленгмюровские колебания (см. [12]). Таким образом, можно предполагать, что нагрев электронов обусловлен их взаимодействием с ленгмюровскими колебаниями.

Вышеприведенные соображения находятся в согласии с результатами экспериментов [6, 10], в которых производилась регистрация СВЧ-колебаний плазмы при пучковом нагреве и было установлено, что при условии $\omega_p \gg \omega_H$ эти колебания сосредоточены вблизи от электронной плазменной частоты.

В качестве характерного инкремента ленгмюровских колебаний следует взять величину $\gamma \sim \omega_p n'/n$, так как в нашем эксперименте выполняется условие $\gamma L/v_b \gg 1$ (где n' – концентрация электронов пучка, n – концентрация электронов плазмы, L – длина ловушки, а v_b – скорость пучка при входе в плазму), т.е. пучок успевает за время пролета через ловушку в значительной мере "размазаться" по скоростям. Вследствие такой "размазки" характерная фазовая скорость ленгмюровских колебаний будет в 2 ÷ 3 раза меньше v_b, а их характерный волновой вектор k будет порядка[1] $(2 \div 3)\ \omega_p/v_b$.

Возникшие в области пучка ленгмюровские колебания распространяются от оси к периферии ловушки и заполняют всю область, занятую холодной плазмой. При условии $\omega_p \gg \omega_H$ взаимодействие электронов с этими колебаниями определяется, в основном, эффектом Черенкова, причем взаимодействие между электроном со скоростью $\vec{v}$ и ленгмюровским колебанием с волновым вектором $\vec{k}$ может иметь место, если только выполняется соотношение $\omega_p - \vec{k}\vec{v} = 0$ или иначе

$$v_{ph} = v \cos\psi \qquad (1)$$

где ψ – угол между векторами $\vec{k}$ и $\vec{v}$, а v_{ph} – фазовая скорость. Отсюда видно, что электроны холодной плазмы не могут взаимодействовать с колебаниями, возбуждаемыми пучком, поскольку скорость этих электронов существенно меньше v_{ph}, и условие (1) для них не может быть выполнено. Следовательно, пучок не может вызвать нагрева электронов холодной плазмы. Поэтому необходимо предположить, что существует некоторый механизм, поставляющий в область вне пучка электроны, скорость которых превышает v_{ph}, так как только такие электроны могут взаимодействовать с колебаниями и ускоряться.

Естественно допустить, что вследствие развития пучковой неустойчивости некоторая доля электронов "выбивается" из пучка[2]. Скорость

---

[1] Отметим, что в нашем эксперименте выполнялось неравенство $ka \gg 1$, где a – радиус пучка, т.е. для оценки инкремента действительно можно пользоваться приближением безграничного пучка, что мы и делали выше.

[2] Отметим, что для обеспечения наблюдаемой экспериментально скорости заполнения ловушки горячей плазмой достаточно, чтобы из пучка "выбивалось" всего лишь от 1 до 3% частиц.

"выбитых" электронов превышает v_{ph}, и они могут взаимодействовать с колебаниями. Поэтому мы будем считать, что источником быстрых электронов, вовлекаемых в процесс ускорения, является электронный пучок. В настоящее время затруднительно дать строгое обоснование этого предположения, но, как будет видно из дальнейшего, оно позволяет понять многие экспериментальные результаты.

Поскольку в процессе ускорения электроны приобретают скорости, существенно превышающие скорости пучка (и, следовательно, v_{ph}), мы рассмотрим более подробно черенковское взаимодействие в случае $v \gg v_{ph}$. Из соотношения (1) следует, что при этом $\psi \simeq \pi/2$, т.е. каждый электрон взаимодействует только с теми колебаниями, которые распространяются почти перпендикулярно вектору его скорости. Как известно [13], такое взаимодействие сводится к двум эффектам: упругому рассеянию электронов и их ускорению, причем характерное время ускорения в v^2/v_{ph}^2 раз больше времени упругого рассеяния.

Упругое рассеяние вызывает диффузию электронов и их уход через пробки. Может показаться, что из-за рассеяния в конус ухода быстрые электроны вообще не смогут удалиться от пучка на расстояние, превышающее их ларморовский радиус r_H, поскольку электрон рассеивается в конус ухода, грубо говоря, за время одного упругого столкновения, но за это же время он не может сместиться по радиусу ловушки на величину, существенно превышающую r_H.

Ситуация, однако, существенно изменяется, если в системе возбуждены преимущественно колебания, для которых угол Q между вектором $\vec{k}$ и осью ловушки не слишком велик. Рассмотрим для простоты случай, когда колебания с углами Q, превышающими некоторое критическое значение Q_0, вообще, отсутствуют. Иными словами, мы будем считать, что спектральная плотность энергии колебаний $w_{\vec{k}}$ равна нулю при $Q > Q_0$ (естественно, что $Q < \pi/2$). Как было отмечено выше, условие взаимодействия быстрого электрона с колебанием имеет вид $\psi \simeq \pi/2$. Это означает, что при сделанном нами предположении относительно спектральной функции $w_{\vec{k}}$ взаимодействуют с колебаниями (т.е. рассеиваются и ускоряются) только такие электроны, для которых угол Q' между вектором скорости и осью ловушки достаточно велик (см.рис.8).

В процессе рассеяния угол Q' может меняться только в пределах области 2 на рис.8. Как видно из этого рисунка, при достаточно большом пробочном отношении рассеяние не будет приводить к уходу электронов из ловушки. Соответствующее ограничение на величину угла α при вершине конуса ухода имеет вид:

$$\alpha < \pi/2 - Q_0 \qquad (2)$$

Если же неравенство (2) не выполняется, то электроны быстро рассеиваются в конус ухода и нагрев отсутствует. Эти соображения находятся в согласии с результатами экспериментов [4 – 6], в которых была обнаружена пороговая зависимость эффекта нагрева от пробочного отношения R: нагрев отсутствовал, когда R было меньше некоторого критического значения R_0. Соотношение (2) позволяет связать значение R_0 с величиной Q_0:

$$R_0 = \frac{1}{\mathrm{Cos}^2 Q_0} \qquad (3)$$

Как следует из вышесказанного, предположение об анизотропии спектральной функции $w_{\vec{k}}$ является совершенно необходимым для того, чтобы можно было объяснить нагрев электронов их черенковским взаимодействием с ленгмюровскими колебаниями. В качестве возможной причины такой анизотропии следует указать на зависимость инкремента ленгмюровских колебаний от угла между волновым вектором и направлением пучка[3]. С другой стороны, анизотропия спектра колебаний может в некотором смысле рассматриваться как экспериментальный факт, поскольку само по себе наличие нагрева свидетельствует о существовании такой анизотропии. Поэтому в дальнейшем мы будем считать, что функция $w_{\vec{k}}$ обладает соответствующей анизотропией.

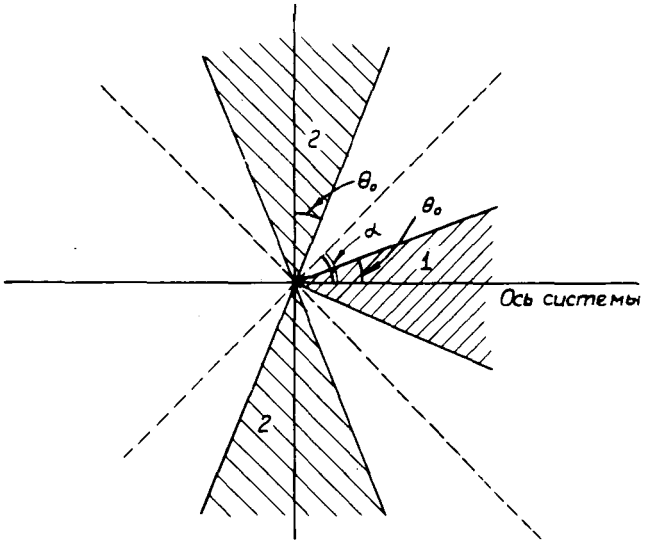


Рис.8. Взаимодействие быстрых электронов с ленгмюровскими колебаниями, имеющими анизотропный спектр.

Отметим, что реально необходимая для объяснения экспериментов степень анизотропии не очень велика: подставляя в соотношение (3), измеренное в работе [4], значение критического пробочного отношения $R_0 \simeq 4$, получаем, что $Q_0 \simeq 60°$, т.е. колебания должны отсутствовать только в области углов шириной $\sim 30°$. В действительности, по-видимому, имеется некоторый конечный (хотя и малый) уровень колебаний и в области $Q > Q_0$. При взаимодействии с этими колебаниями электроны рассеиваются в конус ухода, но характерное время такого процесса (которое мы будем обозначать через τ_s) велико по сравнению со временем ускорения. Подробные вычисления, которые будут опубликованы в другом месте, показывают, что величина τ_s не зависит от магнитного поля.

Сформулируем теперь главные предположения, положенные в основу рассматриваемой здесь модели нагрева. Предполагается, что источником электронов, вовлекаемых в процесс ускорения, является пучок.

---

[3] Известно, что инкремент уменьшается при увеличении Q [14]. Поэтому волновые векторы колебаний, испускаемых пучком, ориентированы преимущественно вдоль оси пучка.

Начальная энергия этих электронов по порядку величины равна энергии электронов пучка. Считается также, что пучок является источником ленгмюровских колебаний с анизотропным спектром, взаимодействуя с которыми "выбитые" из пучка электроны диффундируют в радиальном направлении и одновременно ускоряются. Поскольку в рамках предлагаемой модели заполнение ловушки горячей плазмой происходит за счет диффузии быстрых электронов от оси к периферии ловушки, мы будем называть эту модель нагрева диффузионной. Холодная плазма в диффузионной модели играет, по существу, пассивную роль: она является просто той средой, в которой распространяются ленгмюровские колебания.

Энергия, набираемая электроном, определяется временем его жизни в ловушке τ, которое можно представить в виде:

$$\tau = \left(\frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_D}\right)^{-1}$$

где τ_s – время рассеяния в конус ухода, а τ_D – время диффузии электрона до внешней границы плазмы ($\tau_D \sim r^2/D_{eff}$). Величина τ_D пропорциональна H^2, а τ_s, как указывалось выше, не зависит от H. В области малых магнитных полей, пока $\tau_D < \tau_s$, время жизни определяется временем диффузии и растет пропорционально H. При некотором значении H время диффузии сравнивается со временем рассеяния. При дальнейшем увеличении H время жизни определяется τ_s и не зависит от H (рис.9а). Ясно, что температура горячей плазмы является возрастающей функцией от времени жизни и поэтому кривая T(H) должна качественно повторять ход кривой τ(H). Этот вывод находится в согласии с результатами эксперимента (ср.рис.9а и 2).

Уменьшение радиуса диафрагмы приводит к уменьшению диффузионного времени τ_D, вследствие чего кривая зависимости τ(H) изменяется так, как это показано на рис.9а пунктиром. Из рисунка видно, что в области малых полей время жизни уменьшается. Это уменьшение соответствует наблюдавшейся в наших опытах зависимости электронной температуры от радиуса диафрагм.

Рассмотрим вопрос о том, как зависит от магнитного поля радиус плазмы ρ. Пока магнитное поле мало, так что $\tau_D < \tau_s$ плазма достигает диафрагмы и ее радиус равен r. При увеличении магнитного поля до значений, отвечающих неравенству $\tau_D > \tau_s$, плазма не достигает диафрагмы и ее радиус определяется соотношением $\rho \sim (\tau_s D_{eff})^{1/2} < r$. Такой эффект наблюдался нами экспериментально [5]. Поскольку $D_{eff} \propto H^{-2}$, то зависимость ρ от H в области сильных полей дается формулой $\rho \propto H^{-1}$ (см. рис.9б).

На основе рис.9а и 9б можно объяснить зависимость энергосодержания Q от магнитного поля. Величина Q пропорциональна площади сечения плазмы и температуре горячих электронов: $Q \propto \rho^2 T$. В области малых полей, пока $\tau_D < \tau_s$, радиус плазмы ρ равен радиусу диафрагмы и не зависит от H, а температура T является возрастающей функцией от H. Поэтому в области слабых полей Q есть возрастающая функция от H. В области сильных полей, при $\tau_D > \tau_s$ температура постоянна, а радиус плазмы убывает. Следовательно, в этой области Q является убывающей функцией H. В промежуточной области, при $\tau_D \sim \tau_s$, имеется максимум Q.

В заключение резюмируем главные выводы, следующие из диффузионной модели нагрева. Прежде всего, теория дает правильную зависи-

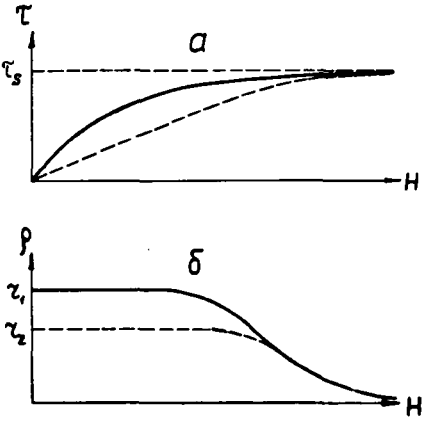


Рис.9. Зависимости $\tau(H)$ и $\rho(H)$, получающиеся на основе диффузионной модели нагрева при различных радиусах диафрагм ($r_2 < r_1$). Пунктирные кривые относятся к меньшему радиусу.

мость коэффициента диффузии от магнитного поля. Далее, получает естественное объяснение наблюдавшаяся ранее зависимость энергосодержания от пробочного отношения. Наконец, теория позволяет понять зависимость энергосодержания и температуры горячих электронов от магнитного поля и поперечных размеров плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] ХАРЧЕНКО, И.Ф., ФАЙНБЕРГ, Я.Б., НИКОЛАЕВ, Р.М., КОРНИЛОВ, Е.А., ЛУЦЕНКО, Е.И., ПЕДЕНКО, Н.С., Конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Зальцбург, 1961, доклад CN-10/230. Ядерный синтез, дополнение, ч.3, 1961, стр.1101.
[2] ALEXEEF, I., NEIDIGH, R.V., PEED, W.E., SHIPLY, E.D., Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 273.
[3] ALEXEEF, I., NEIDIGH, R.V., PEED, W.E., STIRLING, W.L., Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research, Culham, CN-21/102, 1965.
[4] БЛИНОВ, П.И., ЗАКАТОВ, Л.П., ПЛАХОВ, А.Г., ЧИКИН, Р.В., ШАПКИН, В.В., ЖЭТФ 52 (1967) 670.
[5] ЗАКАТОВ, Л.П., ПЛАХОВ, А.Г., РЮТОВ, Д.Д., ШАПКИН, В.В., ЖЭТФ 54 (1968).
[6] SMULLIN, L.D., GETTY, W.D., Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research, Culham, CN-21/122, 1965.
[7] ДЕМИРХАНОВ, Р.А., ГЕВОРКОВ, А.К., ПОПОВ, А.Ф., ХОРАСАНОВ, Г.А., Конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Калэм, CN-21/194, 1965.
[8] ТАРУМОВ, Э.З., БАКШАЕВ, Ю.Л., БОРЗЕНКО, В.Л., ПЕНЬКИНА, В.С., РОЗАНОВА, В.И., ЖЭТФ 52 (1967) 49.
[9] SEIDL, M., SUNKA, P., Research Report IPPCZ-81, Inst. of Plasma Phys., CSSR, 1967.
[10] КОРНИЛОВ, Е.А., КОВПИК, О.Ф., ФАЙНБЕРГ, Я.Б., ХАРЧЕНКО, И.Ф., ЖЭТФ 35 (1965) 1372.
[11] МИХАЙЛОВСКИЙ, А.Б., ЖТФ 35 (1965) 1945.
[12] ФАЙНБЕРГ, Я.Б., Атомная энергия 11 (1961) 313.
[13] РУДАКОВ, Л.И., КОРАБЛЕВ, Л.В., ЖЭТФ 50 (1966) 220.
[14] ВЕДЕНОВ, А.А., Сб. "Вопросы теории плазмы", Госатомиздат 3 (1966), стр.203.

DISCUSSION

B.D. FRIED: Could Mr. Ryutov say a few words about the theory underlying this work?

D.D. RYUTOV: The theory is based on two assumptions: that the beam is a source of Langmuir oscillations and fast electrons (with energy of the order of the beam energy); that the spectrum of the Langmuir oscillations is significantly anisotropic, there being a predominance of oscillations with wave vectors that form a small angle with the magnetic field.

Using these assumptions, it is possible to solve the kinetic equation for fast electrons with allowance for their interaction with the Langmuir oscillations. The solution enables one to find the dependence of the plasma temperature and diamagnetism on the magnetic field and the diaphragm radius. The results of the calculations are in good agreement with experiment.

ОБ УПРАВЛЕНИИ ПУЧКОВЫМИ НЕУСТОЙЧИВОСТЯМИ

А.К.БЕРЕЗИН, Я.Б.ФАЙНБЕРГ, Л.И.БОЛОТИН,
Г.П.БЕРЕЗИНА, И.А.БЕЗЪЯЗЫЧНЫЙ, В.И.КУРИЛКО,
В.Д.ШАПИРО, В.П.ЗЕЙДЛИЦ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР, ХАРЬКОВ,
СССР
и
И.УЛШМИД
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ, ПРАГА,
ЧССР

Abstract — Аннотация

CONTROL OF BEAM INSTABILITIES. Results of experimental studies on controlling beam instabilities by initial beam modulation and introducing an initial perturbation of non-fluctuating nature are presented in this paper. It is shown that h. f. high-power oscillations may be controlled by a very weak regular outer h. f. signal. The control of oscillation boils down to varying the spectra with respect to frequencies and phase velocities, degree of stochasticity and non-linearity of the excited oscillations. At a regular signal power of about 0.1 - 1W the h. f. oscillations excited by beam-plasma interaction can be controlled with a power of 100-150 kW. Since the correlation method and the method of direct observation of the oscillation shape with subsequent Fourier analysis are the most efficient methods of studying the dynamics of instability development, the degree of stochasticity of the excited oscillations and their frequency spectra, it was particularly these methods which were used in studying h. f. and l. f. oscillations in the plasma-beam discharge. The results of measuring the growth rates of h. f. fields for an interaction of non-modulated and modulated electron beams with the plasma are presented.

ОБ УПРАВЛЕНИИ ПУЧКОВЫМИ НЕУСТОЙЧИВОСТЯМИ. Приведены результаты экспериментальных исследований по управлению пучковыми неустойчивостями с помощью начальной модуляции пучка и задания начального возмущения нефлуктуационного характера. Показано, что с помощью очень слабого внешнего регулярного ВЧ-сигнала можно управлять ВЧ-колебаниями большой мощности. Управление сводится к изменению спектров по частотам и фазовым скоростям, степени стохастичности и нелинейности возбуждаемых колебаний. При мощности регулярного сигнала $\approx 0{,}1 - 1$ вт удается управлять ВЧ-колебаниями, возбуждаемыми в результате взаимодействия пучка с плазмой, с мощностью $100 - 150$ квт. Так как наиболее эффективным способом исследования динамики развития неустойчивостей, степени стохастичности возбуждаемых колебаний, их частотных спектров являются корреляционный метод и метод непосредственного наблюдения формы колебаний с последующим Фурье-анализом, то именно эти методы были использованы для исследования ВЧ- и НЧ-колебаний в плазменно-пучковом разряде. Приводятся результаты измерений инкрементов нарастания ВЧ-полей при взаимодействии немодулированных и модулированных электронных пучков с плазмой.

Эксперименты проводились на установке, подробно описанной в работе [1]. Ее основные параметры таковы: ток пучка – 25 а; напряжение – 25 кв; длительность импульса – 4,5 мксек; область взаимодействия – медная труба с внутренним диаметром 3,5 см и длиной 33 см; рабочий газ – азот, воздух; напряженность продольного магнитного поля 1 – 2 кэ. Высокочастотные колебания исследовались в диапазонах 100 – 1400, 6500 – 12 000 и 22 000 – 36 000 Мгц. Модуляция электронного пучка и отбор мощности высокочастотных колебаний осуществлялись при помощи спиральных переходов. Частота модуляции – 291 и 880 Мгц.

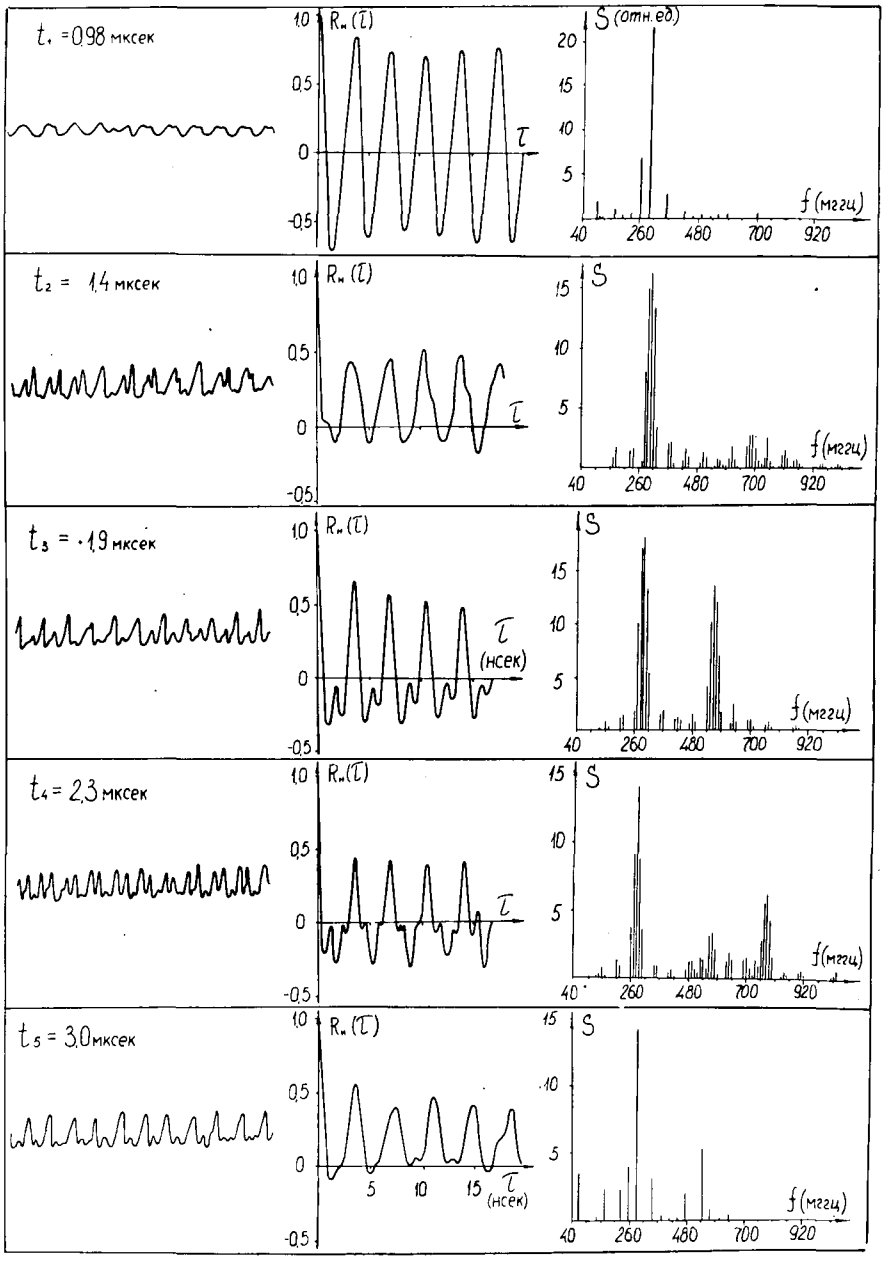


Рис.1. Осциллограммы колебаний, их автокорреляционные функции и спектры для различных моментов времени по длительности импульса тока в случае модулированного пучка. Энергия пучка-25 кэв, ток-25 а, длительность импульса – 4,5 мксек, напряженность магнитного поля – 2 кэ, мощность начальной модуляции – 6,5 квт, частота модуляции – 291 Мгц.

На экране скоростного осциллографа с полосой до 2000 Мгц наблюдалась форма возбуждаемых колебаний в различные моменты времени относительно начала токового импульса. Затем с помощью Фурье-анализа определялись автокорреляционные функции и мгновенные частотные спектры возбуждаемых колебаний.

На рис. 1 и 2 представлены формы возбуждаемых колебаний, временные автокорреляционные функции и частотные спектры возбуждаемых колебаний при наличии и отсутствии модуляции.

Следует отметить, что начальная модуляция привела к сильному сужению спектра возбуждаемых частот, возрастанию времени корреляции от 2 – 4 мсек до 0,5 мксек, генерации гармоник основной частоты модуляции. Специальные измерения, аналогичные описанным в [1], показали, что время корреляции увеличивается с возрастанием уровня мощности модуляции следующим образом: 250 нсек при 6,5 квт, 500 нсек при 10 квт (при частоте модуляции 291 Мгц).

Очень важным представляется то обстоятельство, что управление интенсивными колебаниями может быть осуществлено при наложении на вход системы плазма – пучок очень слабого регулярного сигнала с мощностью порядка 1 – 0,1 вт, то-есть в $10^5 - 10^6$ раз меньше мощности возбуждаемых колебаний. Существенным отличием является то, что в этом случае модуляция осуществлялась на частоте 800 Мгц, близкой к частотам, возбуждаемым с максимальной интенсивностью. На рис. 3 представлен график, на котором изображена зависимость полуширины частотного спектра от мощности модулирующего сигнала для частот 291 и 880 Мгц.

Необходимо отметить, что в случае модуляции на высоких частотах (880 Мгц) требуемые для управления мощности очень малы, в то время как в случае модуляции на низких частотах (291 Мгц) мощность управляющего сигнала больше, но можно возбудить нелинейные волны в результате плазменно-пучкового взаимодействия.

Таким образом, задание начального сигнала регулярного характера позволяет управлять генерируемыми колебаниями, то-есть в широких пределах изменять время корреляции (степень стохастичности), ширину частотного спектра, а также форму (степень нелинейности) возбуждаемых колебаний.

Изменение электронной плотности плазмы в зависимости от времени определялось методом открытого резонатора [2]. В наших экспериментах таким резонатором служила область взаимодействия: медная труба с внутренним диаметром 3,5 см и длиной 33 см, возбуждаемая на частотах $f_0 = 10\,500$ Мгц (мода TM_{111}) и $f_0 = 36\,640$ Мгц (мода TM_{141}).

Плотность плазмы вычислялась по формулам линейной теории возмущений, причем форм-фактор (A_ν) предполагался постоянным и равным форм-фактору, полученному для электронного пучка ($A_\nu = 0{,}6$ для моды TM_{111} и $A_\nu = 0{,}2$ для моды TM_{141}). Измерения производились до значения плотности $\approx 6 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ ($f_0 = 10\,500$ Мгц) и $\approx 3 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$ ($f_0 = 36\,640$ Мгц). Используемая аппаратура позволяла произвести одно или несколько измерений плотности плазмы за импульс с интервалом ~ 100 нсек.

Недостаток этого метода заключался в том, что измеряемые значения электронной плотности были усреднены по всему объему плазмы.

Графики изменения плотности в зависимости от времени для немодулированного и модулированного пучков при различных давлениях рабочего газа приведены на рис. 4 а) и 5 а).

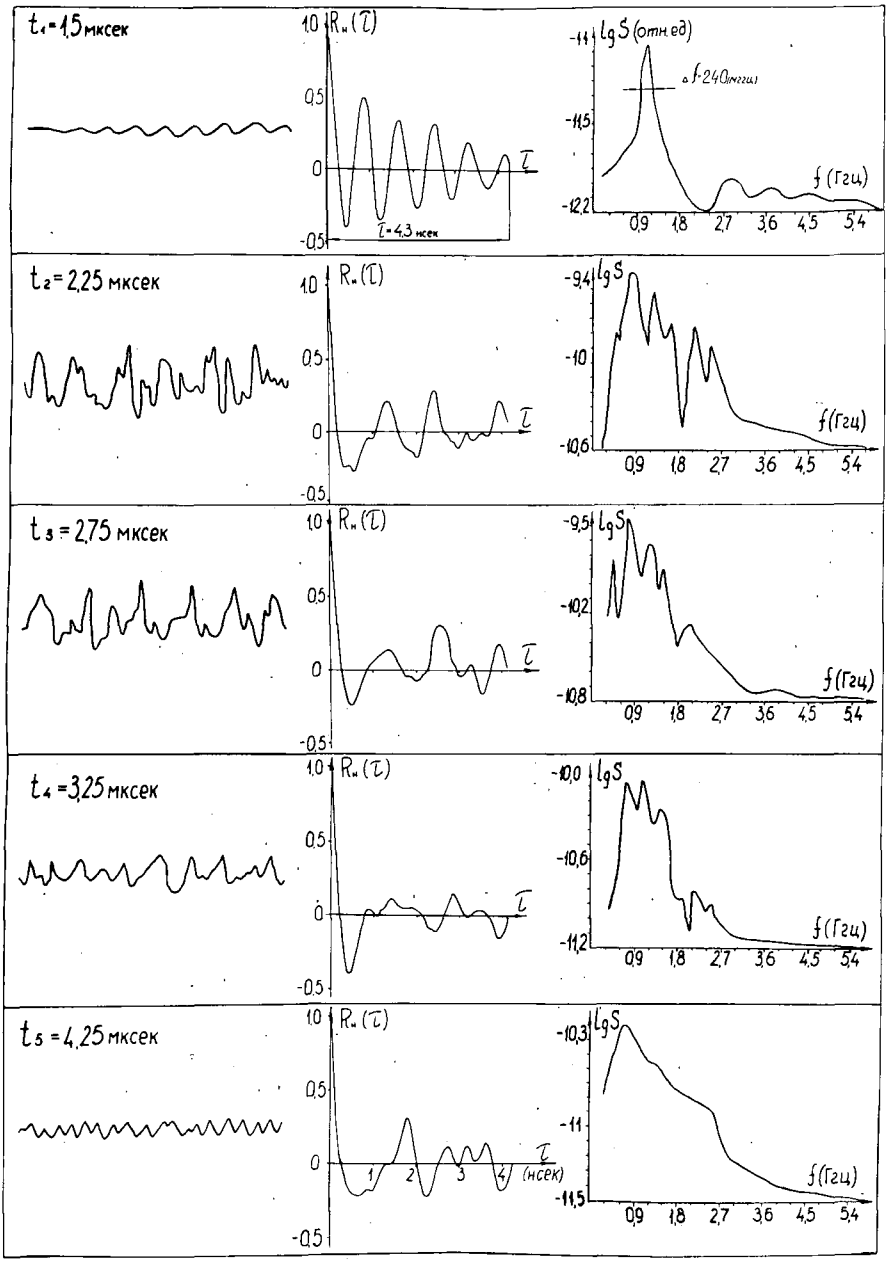


Рис.2. Осциллограммы колебаний, их автокорреляционные функции и спектры для случая немодулированного пучка. Параметры те же, что и на рис.1.

Характер изменения плотности во времени существенно зависит от длительности импульса высокочастотных колебаний. В случае коротких импульсов (f < 1200 Мгц, мощность 25 квт) рост плотности плазмы замедляется в момент максимума колебаний. Когда интенсивные высокочастотные колебания исчезают, плотность плазмы начинает возрастать и регистрируются колебания в диапазонах длин волн 4,5 см, а затем 1,4 см (с мощностью < 1 вт), которые намного превосходят по мощности зондирующий сигнал, что приводит к ограничению максимально измеряемой плотности (рис. 4б, кривые II и III соответственно).

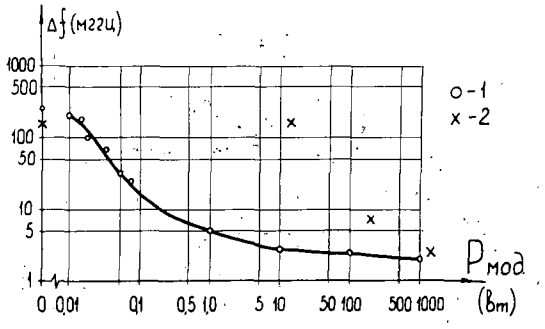


Рис.3. Зависимость ширины спектра колебаний (на уровне 0,5) от мощности модуляции. Частота модуляции: 1 – 880 Мгц; 2 – 291 Мгц.

В случае длинного (≈ 2,5 мксек) импульса высокочастотных колебаний с мощностью 40 – 70 квт, который продолжается до конца импульса тока, плотность плазмы практически не нарастает (рис. 5а, кривая II) и колебания возбуждались только в диапазоне 100 – 1200 Мгц (рис. 5б).

Из анализа приведенных кривых следует, что генерация колебаний при указанных давлениях наблюдается тогда, когда плотность плазмы достигает порогового значения $(3-5)\cdot 10^{10}$ см$^{-3}$.

Этот эффект можно объяснить следующим образом. Максимум инкремента (интенсивности колебаний) соответствует черенковской неустойчивости пучка в плазме, при которой скорость пучка v_0 равна фазовой скорости медленной волны плазменного волновода:

$$V_\varphi \equiv C\left[\varepsilon_\perp\left(1-\frac{\lambda_p^2 C^2}{\omega^2 a^2 \varepsilon_\parallel}\right)\right]^{-1/2} \qquad \varepsilon_\parallel \equiv 1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \qquad \varepsilon_\perp \equiv 1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2-\omega_H^2}$$

где a – радиус плазменного волновода, λ_p – постоянная, определяемая граничными условиями [3], ω_p и ω_H – плазменная и циклотронная частоты соответственно. При малой плотности плазмы условие черенковского возбуждения $v_\varphi = v_0$ не выполнено и возможна лишь аномально-допплеровская неустойчивость [4]. Плотность плазмы, для которой условие $v_\varphi = v_0$ выполнено при a = 1,7 см для частоты $f = 9\cdot 10^8$ сек$^{-1}$, соответствующей максимуму интенсивности возбуждаемых колебаний, оказывается равной $7\cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, что находится в удовлетворительном соответствии с экспериментально измеренными значениями.

В работе с помощью описанной выше методики также исследован характер и скорость нарастания колебаний во времени (инкременты). Обработка осциллограмм позволяла построить огибающую возбуждаемых высо-

кочастотных колебаний. На рис. 6 а, б) приведены огибающие колебаний для немодулированного пучка, а на рис. 6 в, г, д) – для модулированного пучка на частоте 880 Мгц для различных значений мощности модуляции. Для случая немодулированного пучка колебания генерируются в виде коротких пиков длительностью 5 – 15 нсек, амплитуда которых достигает насыщения за время 100 – 150 нсек.

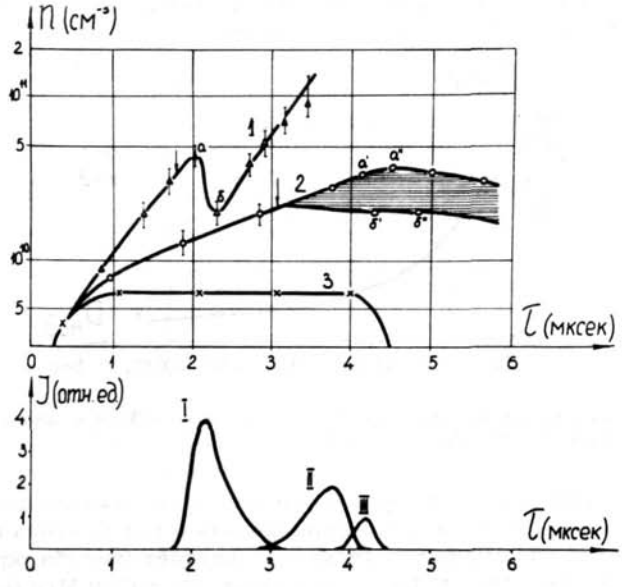


Рис. 4. а) Характер изменения электронной плотности плазмы для немодулированного пучка при различных давлениях в области взаимодействия. Энергия пучка – 25 кэв, ток пучка – 28 а, напряженность магнитного поля – 2 кэ. 1 – давление $6 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст.; 2 – давление $3 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст.; 3 – контур плотности пучка. Точки а, б; а', б'; а'', б'' – определялись за одно измерение.
б) Огибающая высокочастотных колебаний, возбуждаемых в системе при давлении $6 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. (кривая 1). I – в диапазоне частот 600 – 1200 Мгц; II – диапазон частот от 6500 Мгц и выше; III – диапазон частот от 22 500 Мгц и выше (Цена деления 25 дб/дел).

Проведем сравнение полученных инкрементов с теоретическими данными. Значения γ/ω изменяются от 0,01 в начале фронта до 0,11 в установившемся режиме ($\gamma \approx 6 \cdot 10^7 - 7 \cdot 10^8$ сек$^{-1}$ соответственно). Средняя скорость нарастания огибающей пиков намного меньше и изменяется в пределах $\gamma/\omega \approx 0{,}006 - 0{,}018$ ($\gamma \approx 4 \cdot 10^7 - 10^8$ сек$^{-1}$).

Линейная теория для случая монохроматического пучка дает значение инкремента

$$\gamma_{лин} = \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \omega \left(\frac{n_1}{n_p} \right) \sim 2 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$$

то-есть намного больше всех приведенных выше значений. Здесь ω – рабочая частота, n_1 и n_p – соответственно плотности пучка и плазмы.

Квазилинейная теория, учитывающая возможность существенного развития функции распределения пучка по скоростям под действием возбуждаемых колебаний дает существенно меньшее значение инкремента и времени насыщения t_H

$$\gamma_{кв} \sim \omega \frac{n_1}{n_p} \sim 8 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$$

$$t_H \sim \frac{1}{\gamma} \ln \frac{W_1}{W_2} \sim 20 \text{ нсек}$$

где $W_1 = n_1 m v^2$ $\quad W_2 = \kappa T_e / 2^3$

Здесь m – масса электрона, v – скорость электронов пучка, T_e – электронная температура плазмы, r – дебаевский радиус, k – постоянная Больцмана.

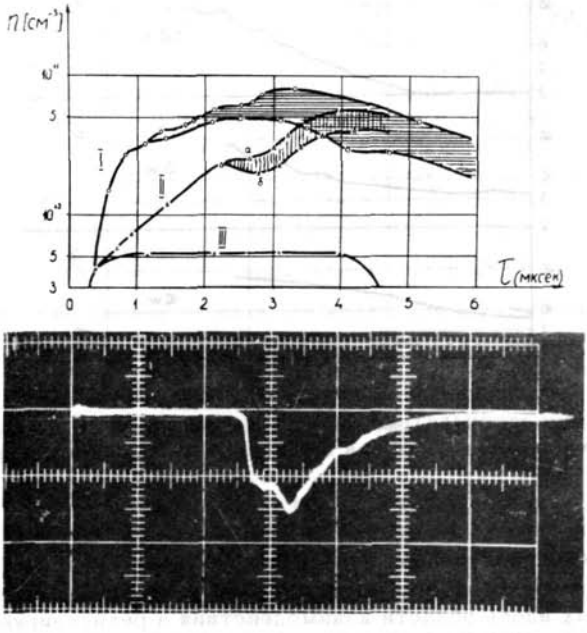


Рис.5. а) Характер нарастания плотности для случая модулированного (I) (мощность модуляции – 3 квт, частота модуляции – 880 Мгц) и немодулированного (II) пучка при давлении $4 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст., выходная мощность – 50 квт. (III) – кривая плотности пучка. б) Осциллограмма огибающей высокочастотных колебаний в диапазоне 600 – 1200 Мгц для немодулированного пучка.

Из сравнения экспериментальных и теоретических данных следует, что линейная теория дает значения инкремента, существенно превышающие величины, получающиеся в эксперименте, в то время как инкременты нарастания в квазилинейной теории оказываются близкими к полученным в эксперименте.

Характер развития колебаний существенно изменяется в случае начальной модуляции пучка, которая приводит к тому, что критическая плотность $n_0 \approx (3-5)\cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ достигается раньше (рис. 5а), а инкременты становятся меньше (рис. 6 в, г, д). При увеличении мощности модуляции инкременты еще уменьшаются и изменяется характер колебаний (пропадает выброс). Это качественно совпадает с теорией, предложенной в работе [5].

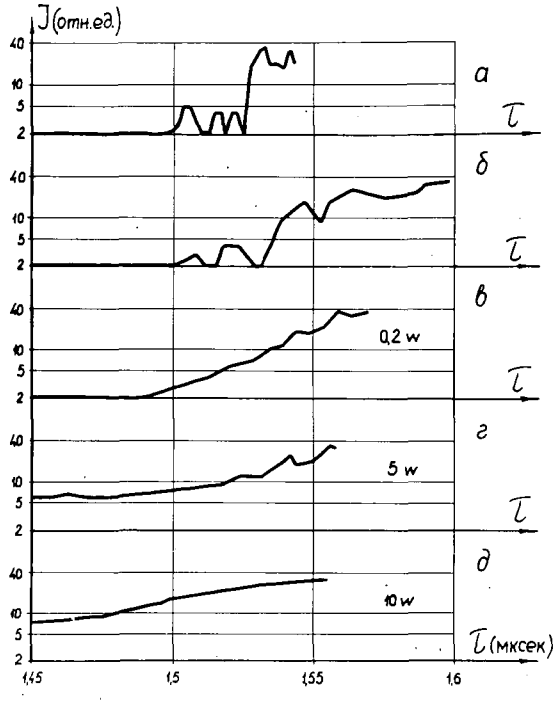


Рис.6. Амплитуда нарастания колебаний в момент развития высокочастотных неустойчивостей для немодулированного (а, б) и модулированного (в, г, д) пучка при различных мощностях модуляции.

Для определения степени стохастичности возбуждаемых колебаний в работе исследовалась форма возбуждаемых колебаний с помощью зондов, расположенных вдоль области взаимодействия и регистрирующих E_z – компоненту электрического поля в диапазоне частот не выше 5 Мгц. Сигналы с зондов фотографировались на экране 5-лучевого электронного осциллографа. На основе этих измерений были построены пространственно-временные функции корреляции $\overline{E_z(t,z)E_z(t+\tau,z+e)}$, где черта означает усреднение по z и t.

В ранее проводившихся измерениях [1, 6] определялись автокорреляционные функции:

$$\overline{E_z(t)\,E_z(t+\tau)}$$

либо функции пространственной корреляции:

$$\overline{E_z(z)E_z(z+\ell)}$$

Фурье-преобразование этих корреляционных функций определяет частотный спектр возбуждаемых колебаний, либо спектр по волновым числам "k". Недостатком таких измерений является то, что определение, например, частотного спектра, основанное на измерении автокорреляционной функции, не позволяет выделить колебания с заданным волновым числом "k". Поэтому остается невыясненным вопрос о том, связано ли уширение частотного спектра с возбуждением в плазме широкого набора волновых чисел, либо с нелинейным уширением спектральной плотности колебаний с заданным "k".

Фурье-преобразование пространственно-временной корреляционной функции $R(l,\tau)$, измеряемой в работе, позволяет определить спектральную плотность энергии возбуждаемых колебаний с заданным "k" и ω:

$$S(\kappa,\omega) = \frac{1}{16\pi^2}\iint R(\ell,\tau)\,e^{-i\kappa\ell+i\omega\tau}\,d\ell\,d\tau$$

Зная спектральную плотность энергии колебаний $S(\kappa,\omega)$, можно вычислить ширину частотного спектра для колебаний с заданным волновым числом "k". В линейной теории колебаний бесстолкновительной плазмы каждому значению "k" соответствует вполне определенное значение ω (или дискретный набор ω). Уширение частотного спектра для заданного "k" в бесстолкновительной плазме может быть связано только с нелинейностью колебаний. Обратная величина полуширины линии $S(\kappa,\omega)$ определяет так называемое время корреляции для колебаний с заданным "k", которое было введено феноменологически в теории турбулентной плазмы в работе [7].

Эксперименты [1] проводились на установке со следующими параметрами: ток пучка – 5 а, напряжение – 10 кв, длительность импульса – 100 мксек, электронная плотность плазмы – $5\cdot10^{12} - 2\cdot10^{13}$ см$^{-3}$, напряженность продольного магнитного поля – 1,7 кэ.

Колебания с зондов, расположенных вдоль области взаимодействия (стеклянная труба) на расстояниях 0, 6, 12, 18 и 24 см, подавались на 5-ти лучевой электронный осциллограф (полоса усиливаемых частот не выше 6 Мгц). Из полученных осциллограмм определялись функции $R(\ell,\tau)$, а затем $S(\kappa,\omega)$ На рис. 7 приведена спектральная плотность $S(\kappa,\omega)$, вычисленная в диапазоне частот 40 – 300 кгц для "k"= 0,1 см$^{-1}$. Полуширина линии составляет примерно 200 кгц.

Следует отметить, что в условиях данного эксперимента наблюдаемое уширение спектральной плотности может быть обусловлено соударениями, так как частота соударений оказывается сравнимой с полушириной кривой $S(k,\omega)$. Для выяснения относительного вклада коллективных процессов в уширение этой кривой необходимы дополнительные исследования.

Измерения спектральной плотности $S(\kappa,\omega)$ в области частот порядка 5 Мгц показывают (см. рис. 8), что в этой области частот полуширина

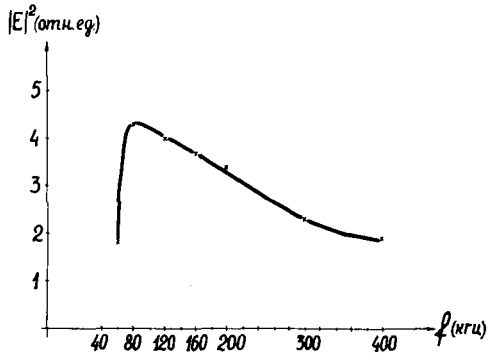


Рис.7. Спектральная плотность энергии колебаний в диапазоне 40 – 300 кгц.

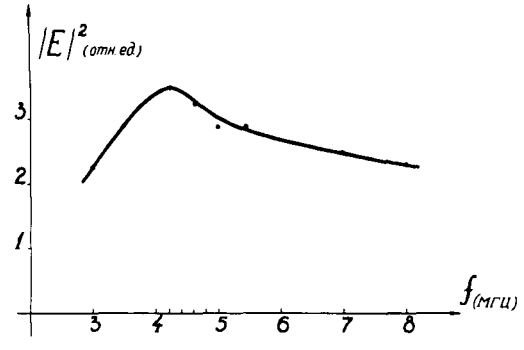


Рис.8. Спектральная плотность энергии колебаний в диапазоне 5 мгц.

спектральной плотности энергии колебаний оказывается примерно на порядок больше частоты парных соударений. Отсюда следует, что в рассматриваемых условиях время корреляции высокочастотных колебаний определяется эффектами нелинейной диссипации.

ЛИТЕРАТУРА

[1] БЕРЕЗИН, А.К., ФАЙНБЕРГ, Я.Б., и др., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA 1 1966, p. 515.
[2] ГОЛАНТ, В.Е., ЖТФ 35 (1965) 2042.
[3] ЭЛЛИС, В., БУКСБАУМ, С., БЕРС, Л., "Волны в анизотропной плазме", Атомиздат, 1966;
КАЛМЫКОВА, С.С., КУРИЛКО, В.И., сб. "Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза", Изд. АН УССР, Киев 4 1965, стр. 68.
[4] SEIDL, M., SUNKA, P., Доклад на Международном симпозиуме по взаимодействию пучков с плазмой, ЧССР, Прага, сентябрь 1967.
[5] ФАЙНБЕРГ, Я.Б., ШАПИРО, В.Д., Атомная энергия 18 (1965) 315.
[6] КОРНИЛОВ, Е.А., ФАЙНБЕРГ, Я.Б., и др., Письма ЖЭТФ 4 (1966) 147.
[7] ФАЙНБЕРГ, Я.Б., БАСС, Ф.Г., ШАПИРО, В.Д., ЖЭТФ 49 (1965) 329.

DISCUSSION

G. BRIFFOD: How did you determine the correlation time?

A.K. BEREZIN: In the case of an unmodulated beam we used the $c(\tau)$ curves. In the case of a modulated beam we performed special experiments and used a correlator.

GENERATION AND HEATING OF PLASMA BY BEAM-PLASMA INTERACTION

J. JANČAŘÍK, V. KOPECKÝ, V. PIFFL, J. POHANKA,
J. PREINHAELTER, M. SEIDL, P. ŠUNKA AND J. ULLSCHMIED
INSTITUTE OF PLASMA PHYSICS,
CZECHOSLOVAK ACADEMY OF SCIENCES,
PRAGUE, CZECHOSLOVAKIA

Abstract

GENERATION AND HEATING OF PLASMA BY BEAM-PLASMA INTERACTION. The excitation of high-frequency fields in beam-plasma systems, their absorption in the plasma and their effect on the plasma parameters have been investigated both theoretically and experimentally. The experiments have been performed in a homogeneous as well as in a mirror-type magnetic field, and with various electron beams.

In a homogeneous magnetic field, the frequency and wavelength of the excited waves are in good agreement with the linear theory, non-linear effects causing relaxation in space and time. Strong absorption of the excited waves is due to the radial inhomogeneity of the plasma, and it occurs near to cyclotron harmonics. Using these facts, the successive stages of plasma buildup from neutral gas have been clarified, and the conditions for breakdown have been established.

In a mirror-type magnetic field, the spectrum of the instabilities is the same as in a uniform field, but the oscillations are localized in regions where the inhomogeneity is small. Effective heating of electrons occurs if the excited waves are absorbed in the containment region and the particles gain perpendicular energy. Strong absorption of the waves occurs again as a result of inhomogeneities. In addition to the radial density inhomogeneity, the absorption is also affected by the longitudinal inhomogeneity of both the magnetic field and plasma density. The waves excited in the containment region are absorbed by the warm plasma electrons in regions where the resonance condition $\omega = \tilde{n}\,\omega_{ce}$ can be reached. The waves excited in the mirrors can be absorbed by the inhomogeneities of either the magnetic field or the plasma density.

The limitations of beam-plasma interactions for plasma heating are discussed.

1. INTRODUCTION

Beam-plasma interaction represents a technologically simple method of producing hot-electron plasmas. On the other hand, the basic processes underlying this method are so complex that progress towards understanding the details of plasma generation and heating is slow.

Comparatively well understood are the high-frequency instabilities of beam-generated plasmas which are of primary importance for electron heating. It has been shown in Ref.[1], where references to related work are given, that many of the observed properties of high-frequency waves excited in electron beam-plasma systems are in fair agreement with the simplest theoretical model consisting of an unbounded homogeneous cold plasma and an unbounded electron beam in a uniform magnetic field. The finite transverse dimensions of the real system can be taken into account by choosing for the transverse wave number $k_\perp$ a value satisfying the boundary conditions. The frequency ω and the wavenumber $k_\parallel$ of the excited waves satisfy simultaneously the cold-plasma dispersion equation and the condition for synchronism

$$\omega - m\omega_c - k_\parallel v_\parallel = 0 \qquad (1)$$

where ω_c is the electron cyclotron frequency, $v_{\parallel}$ the beam velocity, and the integer m defines the interaction mode. By eliminating $k_{\parallel}$ from the above equations one obtains the excited frequency as a function of plasma and beam parameters. The result can be conveniently expressed by curves in the CMA diagram for a given interaction mode m and the parameter $g = k_{\perp} v_{\parallel}/\omega_c$. Such curves are plotted in Figs 1 and 2 for m = 0 (Cherenkov interaction) and using the electrostatic approximation. Figure 1 shows the low-frequency waves (L) situated in the quadrant $\omega_p^2/\omega^2 > 1$, $\omega_c^2/\omega^2 > 1$.

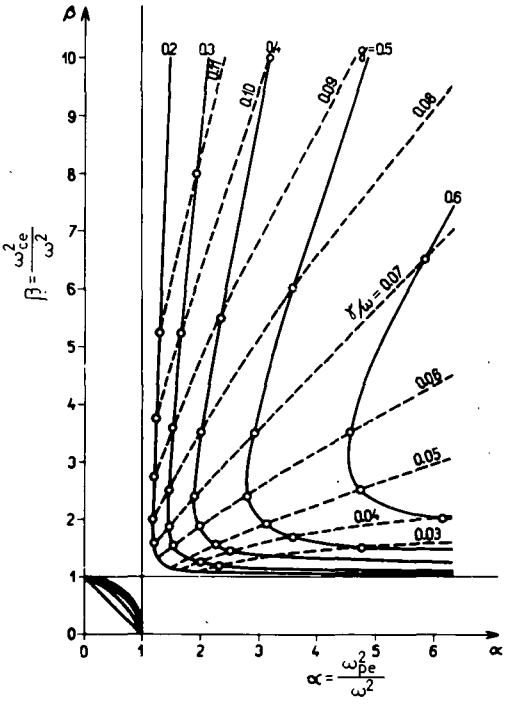


FIG. 1. CMA diagram representing L waves excited by m = 0 interaction. Full curves: excited frequency for given parameter $g = k_{\perp} v_{\parallel}/\omega_c$. Dotted: curves of constant relative growth rate γ/ω = const. for $\omega_b^2/\omega_c^2 = 0.001$.

Figure 2 shows the high-frequency waves (H). Level lines γ/ω = const. of constant relative growth rate are also shown in the figures for a cold beam ($v_{\perp} = 0$). As the plasma density changes, the other parameters remaining constant, the representative point moves along one of the curves g = const. The corresponding frequency and growth rate can be directly read from the figures. Similar curves have been plotted for the m = -1 interaction with a cold beam. A helical beam excites only fast cyclotron waves (m > 0) because of its high velocity spread [1].

Non-linear effects cause saturation of the wave amplitude, relaxation of the waves in space and time, and mode competition. As a result of mode competition only a single wave, – that with the highest growth rate, – exists in a given space and time interval. The H waves are situated near the injector end while the L waves have the largest amplitude at the collector

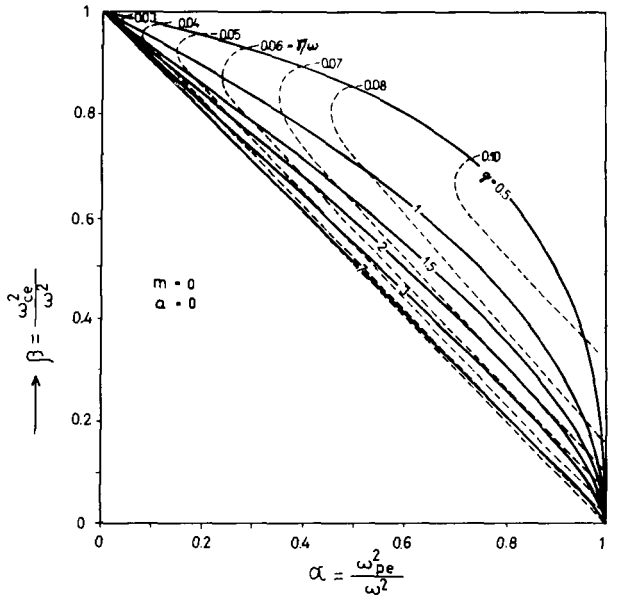


FIG.2. CMA diagram representing the H waves excited by m = 0 interaction. Full curves: excited frequency at constant parameter $g = k_{\perp} v_{ti}/\omega_c$. Dotted: curves of constant relative growth rate γ/ω = const. for $\omega_b^2/\omega_c^2 = 0.01$.

end. The oscillations appear in short pulses whose length is of the order of the reciprocal growth rate [2, 3].

This paper describes experimental and theoretical investigations of plasma heating by the above-mentioned high-frequency waves.

2. GENERATION OF PLASMA IN A UNIFORM MAGNETIC FIELD

The apparatus used to investigate plasma buildup in a uniform magnetic field is shown in Fig. 3. A pulsed parallel-flow electron beam (3 to 5 kV, 10 to 500 mA) was injected along the axis of an approximately uniform magnetic field variable up to 2000 G. The beam had an annular cross-section of 1 cm mean radius and 0.3 cm width. The working gas was Argon. The plasma was axially limited to a length of 40 to 50 cm by means of a short tube placed in front of the injector and by the front plate of an electrostatic multigrid analyser placed at the collector end. The analyser was used to measure the distribution in parallel velocities of the electrons leaving the plasma. The plasma density was also measured by an 8-mm interferometer and by Langmuir probes. The latter were also used to measure the high frequency fields.

When the gas pressure exceeds some critical value the plasma density grows with time in a manner shown in Fig. 4. Three different regimes are indicated. In the first regime, the plasma is created by ionizing collisions of the beam electrons with gas atoms, and there is no collective beam-plasma interaction. In the second regime, the plasma density is still low ($\omega_p < \omega_c$) but strong high-frequency fields are excited. They heat the plasma

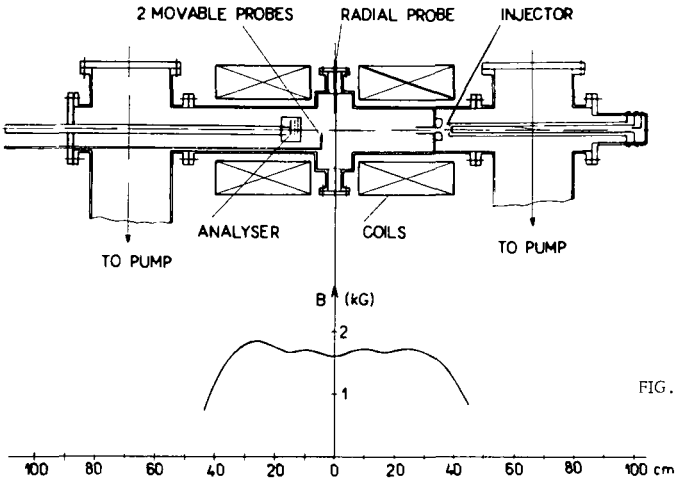


FIG. 3. Experimental apparatus.

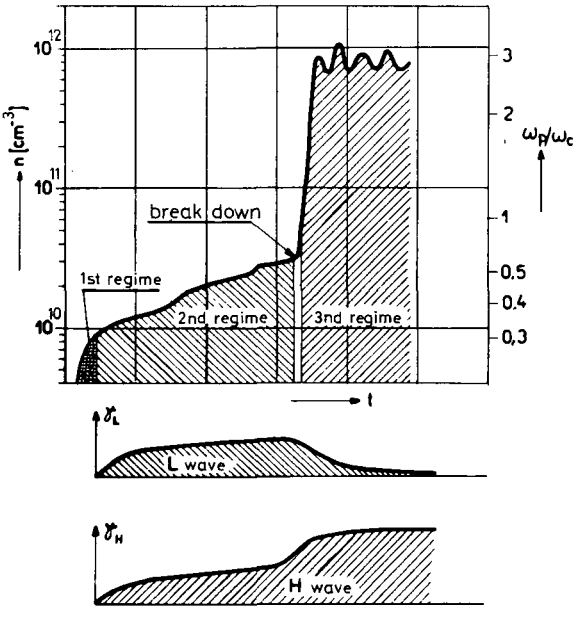


FIG. 4. Time dependence of plasma density. Time is measured from the start of beam injection. Growth rates of L and H waves are indicated.

electrons which start to contribute to gas ionization. The plasma density gradually increases until a hf breakdown occurs, and the density jumps by several orders of magnitude. At high densities the plasma electrons are practically the only ionizing agent. In what follows, we present some details on the above buildup process which has also been investigated earlier [4-8].

2.1. First regime

By keeping the gas pressure sufficiently low the first regime can be extended throughout the whole injection pulse. A quiet plasma is obtained whose density and "temperature" profiles as measured by the electrostatic analyser are shown in Figs 5 and 6. The plasma exists predominantly in the beam region, indicating that the diffusion across the magnetic field

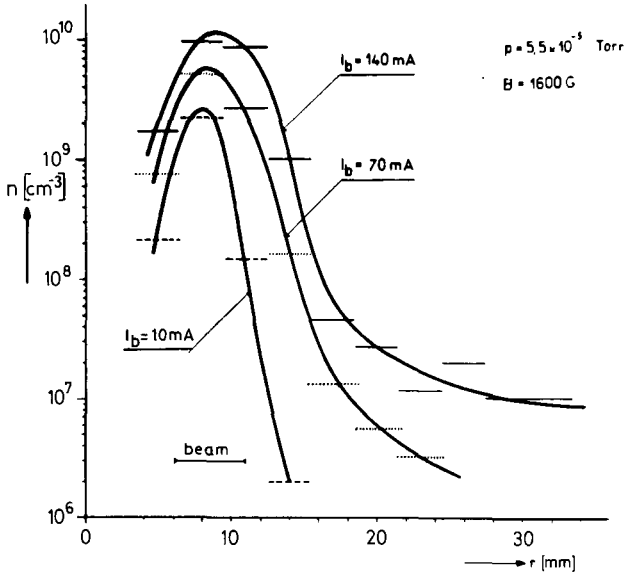


FIG.5. Radial dependence of plasma density in the first regime for different beam currents I_b.

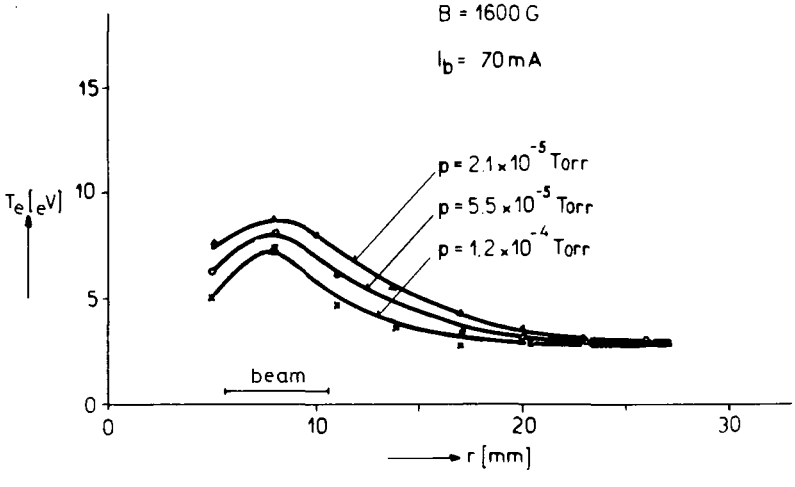


FIG.6. Radial dependence of electron temperature in the first regime for different pressures.

is small. In the axial direction, the plasma is partially confined by electrostatic fields existing in the plasma sheaths adjacent to both end walls. The electron distribution is not Maxwellian since the plasma potential (determined from the energy of ions) is lower (about 10 V) than is predicted by theory (5.4 T_e). Ions are lost at a rate corresponding to the saturated ion current flowing through the end wall sheaths: $I = S\, ne \sqrt{(T_e/m_i)}$, where S is the plasma cross-section, n the plasma density, and e and m_i the ion charge and mass, respectively. The current corresponding to the rate of ion production is $A = I_b n_0 \sigma L$ where I_b is the beam current, n_0 the gas density, σ the collision cross-section, and L the length of the plasma column. The stationary plasma density following from A = I is

$$\frac{n}{n_b} = n_0 \sigma \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{v_b}{v_{pe}} L\sqrt{2} \tag{2}$$

where n_b and v_b are the density and the velocity of the beam electrons and v_{pe} is the thermal velocity of the plasma electrons. This formula agrees with Eq.(34) of Ref.[9]. It is also in fair agreement with our observations.

2.2. Second regime

When the plasma density reaches a critical value given below, the plasma-beam system becomes unstable. Which of the two possible branches (L or H) is first excited depends on the parameter $g = k_\perp v_\parallel / \omega_c$ where $k_\perp$ is the lowest possible transverse wave number. In particular, if $g > 1$ the H branch is excited first since the L branch cannot be excited at all at the m = 0 mode and the m = -1 mode has a low growth rate. In most experiments, however, $g^2 \ll 1$. In this case, it is the L branch which is excited first since its growth rate is higher at low densities than the growth rate of the H branch (cf. Figs 1 and 2). If we assume that the plasma length and the beam current are large enough for the longitudinal boundary conditions to be neglected, the L branch will be excited at densities satisfying the inequality

$$\omega_p^2 > k_\perp^2 v_\parallel^2 \frac{1}{1 - g^2} \approx k_\perp^2 v_\parallel^2 \tag{3}$$

In our experiment, the same value of $k_\perp \approx 1\ \mathrm{cm}^{-1}$ was determined by three independent measurements: (a) from the observed critical density and using Eq.(3), (b) from the observed minimum magnetic field for the excitation of the L branch and using the condition g = 1, (c) from the excited frequency and corresponding plasma frequency at densities higher than the critical density, and using the equation $\omega^2 \approx \omega_p^2 - k_\perp^2 v_\parallel^2$.

The high-frequency field starts to heat the plasma electrons which begin to contribute to the ion production. The growth rate of the L wave, and hence its amplitude, rapidly increase with plasma density. The resulting increase in plasma heating causes the breakdown which usually occurs at a density corresponding to $\omega_p/\omega_c = 0.3 - 1$. At these densities, the growth rate of the H wave becomes comparable to that of the L wave, and both waves compete with each other (see Fig. 4). The experiment

described in Ref.[8] suggests that it is the H wave which causes breakdown if $g \sim 1$. However, in our case, $g^2 \ll 1$, breakdown is caused by the L wave. This is indicated by the following observations: The pressure needed for breakdown and the plasma density at breakdown are independent of the magnetic field strength (see Fig.7); the amplitude of the L wave is much stronger than that of the H wave; there is an excellent correlation between the bursts of the accelerated electrons and the bursts of the hf field corresponding to the L wave.

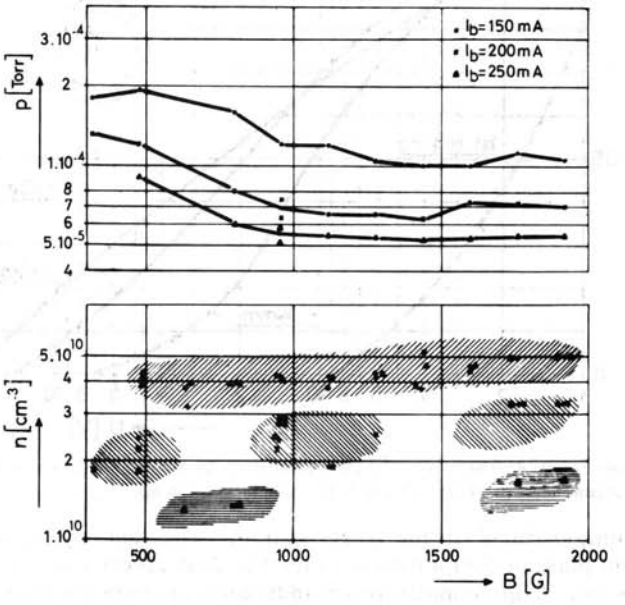


FIG.7. Plot of gas pressure p needed for breakdown and of plasma density n at breakdown as functions of magnetic field strength B.

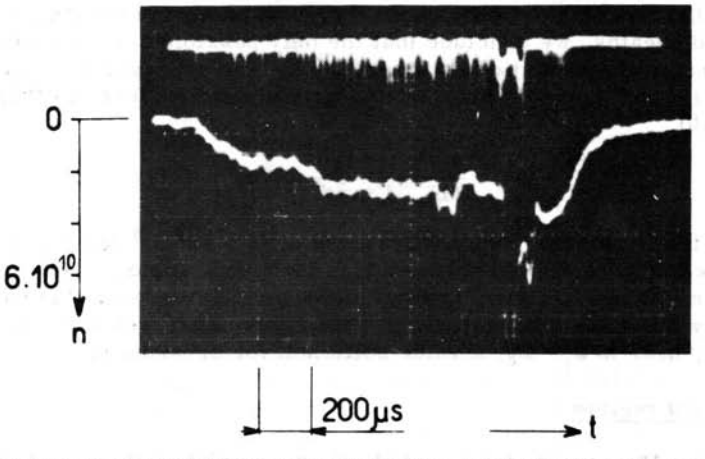


FIG.8. Plasma density measured by 8 mm interferometer (lower trace) and electron current indicated by the electrostatic analyser (upper trace).

Figure 8 shows that the electron current measured by the electrostatic analyser consists of short spikes superimposed upon the background corresponding to the cold plasma. The measured energy distribution in these spikes at different plasma radii is shown in Fig. 9. The energy at which the current decreases e-times is an order of magnitude higher than the

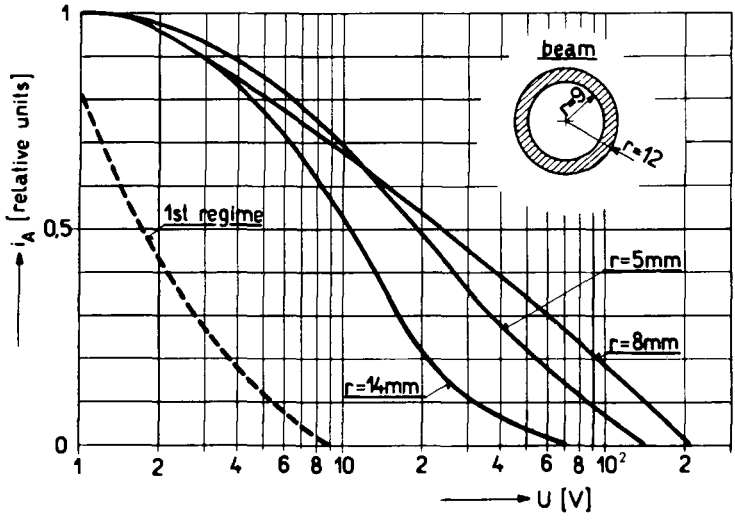


FIG. 9. Electron current density i_A measured by electrostatic analyser as a function of analysing voltage U at different plasma radii ($n = 1.4 \times 10^{10}$ cm^{-3}, B = 1000 G, $I_b = 150$ mA, $V_b = 4.5$ kV).

plasma "temperature" in the first regime. This energy is, of course, not equal to the plasma temperature since the fast electrons are not confined in the plasma. They constitute an additional current flowing through the plasma whose magnitude is about half of the beam current.

The accelerated electrons cannot absorb energy by Landau damping since the excited wave is synchronous with the much faster beam electrons. Disregarding the very short region of plasma resonance, $\omega = \omega_p$, in the end sheaths, we conclude that the only possible heating mechanism is non-resonant stochastic heating [10-12]. The observed average energy $\Delta W \approx 50$ eV can be easily brought into agreement with formula (23) derived in Ref. [10]

$$\Delta W \approx \frac{2\,e^2}{3\,m_e} \frac{\tau}{1+\omega^2\tau^2} E_2^2 \Delta t \qquad (4)$$

by using the reasonable numerical values $\omega/2\pi = 10^9$ s^{-1} for the hf frequency, $\tau = 10^{-8}$ s for the correlation time, $E_z = 50$ V/cm, and $\Delta t = 10^{-7}$ s.

A similar non-resonant heating mechanism acts also in the case $g > 1$ when only the II wave is excited. Its amplitude increases with the density reaching, near to $\omega_p = \omega_c$, a value sufficient for breakdown.

2.3. Third regime

Figure 10 presents the longitudinal energy distribution of electrons escaping from a high-density plasma ($n = 10^{12}$ cm^{-3} $\omega_p/\omega_c \approx 3$). The elec-

trons are accelerated up to longitudinal energies of the order of 100 eV. There are indications that the transverse energy is also large. These electrons produce a current which is at least 10 times as large as the current of the primary beam so that they become the major ionizing agent.

If $g < 1$, both the H and L waves can be excited (and are actually observed); the H wave however, has a higher growth rate (and amplitude). In the often observed case that the plasma builds up in density steps corresponding to the excitation of frequencies close to cyclotron harmonics [1] it would appear that the heating mechanism is cyclotron-resonance heating by the H wave. This heating process was theoretically investigated in Ref. [13]. The difficulty with such a model in a uniform plasma lies in the fact that no waves are excited if the cyclotron damping is large [1]. The situation becomes different if one takes into account that the plasma density decreases with the radius. Since cyclotron damping near the q-th harmonics is proportional to $(k_\perp \rho)^{2(q-1)}$, ρ being the electron Larmor radius, waves with $k_\perp \rho \ll 1$ are only slightly damped. As the wave propagates across the magnetic field into a region of lower plasma density, $k_\perp$ increases until it reaches a high value near the hybrid resonance $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$. Here $k_\perp \rho \approx 1$, and cyclotron damping becomes large. As a result, waves are excited in the dense plasma core and absorbed in a cylindrical layer where the excited frequency is equal to the local hybrid frequency. Essentially the same absorption mechanism has been proposed in Ref.[14] where it was pointed out that in the critical layer a wave transformation takes place. We present the results of a theoretical analysis relevant to our case.

The Fourier component of the potential φ_ω of high-frequency electrostatic waves in an inhomogeneous plasma is given by the equation (assuming $k_\perp \rho \ll 1$):

$$\rho^2 A \frac{\partial^4 \varphi_\omega}{\partial x^4} + 2\rho^2 A \frac{1}{\omega_c^2} \frac{\partial \omega_p^2}{\partial x} \frac{\partial^3 \varphi_\omega}{\partial x^3} + \epsilon_\perp^0 \frac{\partial^2 \varphi_\omega}{\partial x^2} + \frac{\partial \epsilon_\perp^0}{\partial x} \frac{\partial \varphi_\omega}{\partial x} - k_z^2 \epsilon_\parallel^0 \varphi_\omega$$

$$= \int dk_x e^{jk_x x} \varphi_\omega \left[k^2 \mathrm{Im}\, \epsilon_0 - \frac{j}{2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial k_x} (k^2 \mathrm{Im}\, \epsilon_0) \right] \qquad (5)$$

Here ϵ_0 is the dielectric constant of the warm plasma, and the other parameters are

$$A = \frac{3\omega_c^2 \omega_p^2(x)}{(\omega^2 - \omega_c^2)(\omega^2 - 4\omega_c^2)}; \quad \epsilon_\perp^0 = 1 - \frac{\omega_p^2(x)}{\omega^2 - \omega_c^2}; \quad \epsilon_\parallel^0 = 1 - \frac{\omega_p^2(x)}{\omega^2}$$

under the assumption $\omega - q\omega_c \gg k_z v_T$, in which case the damping is small, and the right-hand side of Eq.(5) can be neglected.

WKB solutions of Eq.(5) give two types of waves: the long-wavelength solution of the cold plasma $k_{x1}^2 = -k_z^2 \epsilon_\parallel^0 / \epsilon_\perp^0$, and the Bernstein modes $k_{x2}^2 = \epsilon_\perp^0 / \rho^2 A$ [15, 16]. The WKB approximation is not valid in the vicinity of $k_x \to 0$ and $k_{x1} = k_{x2}$. The latter case takes place near the hybrid resonance $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2 = \omega_H^2$ where $k_{x1} \to \infty$. The dependence of k_x^2 on ω^2 is plotted in Fig.11 for either $\omega_H < 2\omega_c$ (A) or $\omega_H > 2\omega_c$ (B). To show that the long-wavelength mode is transformed into the Bernstein mode, a more

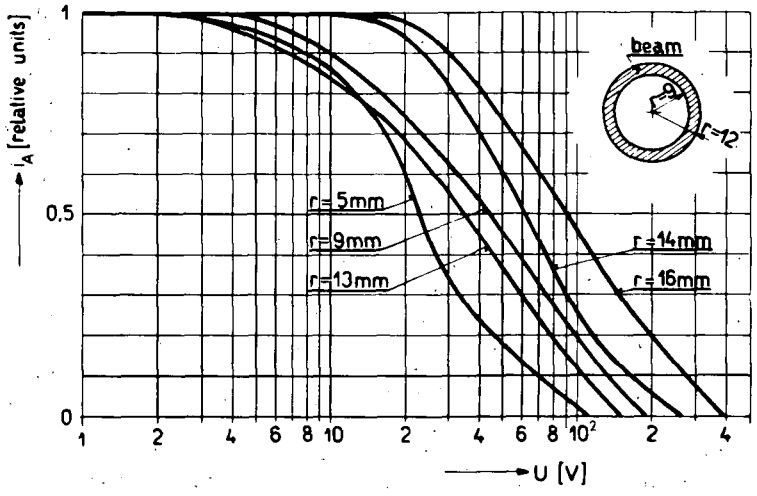


FIG. 10. Electron current density i_A measured by electrostatic analyser as a function of analysing voltage U at different plasma radii ($n = 1.4\times10^{12}$ cm^{-3}, B = 1000 G, I_b = 420 mA, V_b = 5 kV).

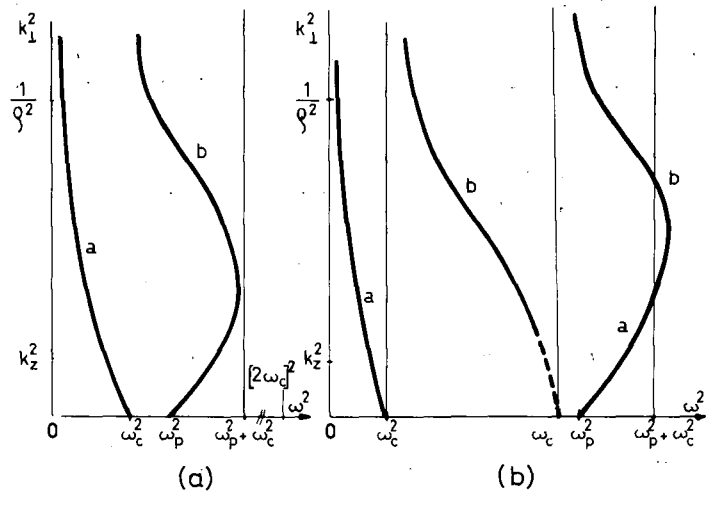


FIG. 11. Dependence of wave number $k_\perp$ on frequency in warm plasma for finite k_z. The cold-plasma dispersion curve a goes over into the Bernstein mode b.

exact solution of Eq. (5) was found near the hybrid resonance which was assumed at $x = x_0$. Putting $\epsilon_\perp^0 = -d\omega_p^2/dx\,(x - x_0)/(\omega^2 - \omega_c^2)$ and using the transformation

$$\varphi_\omega = \phi\,\omega_p(x), \quad y = -(x - x_0)\kappa, \quad \kappa = d\lg n_0/dx \qquad (6)$$

Eq.(5) is transformed to

$$\frac{d^4\phi}{dy^4} + K\left[y\frac{d^2\phi}{dy^2} + \frac{d\phi}{dy} + D\phi\right] = 0 \qquad (7)$$

with $K = 1/\rho^2\kappa^2 A$, $D = -k_z^2\epsilon_{\parallel}^0/\kappa^2$.

This equation has the following solutions satisfying the boundary conditions:

For $K < 0$:

$$\phi(y) = \begin{cases} \pi j H_0^{(1)}(2\sqrt{Dy}) + \left(\frac{\pi^2}{Ky^3}\right)^{1/4} e^{-j\pi/4 + j\frac{2}{3}(Ky^3)^{1/2}}; & y < -|K|^{-1/3} \\ 2K_0(2\sqrt{Dy}); & y > |K|^{-1/3} \end{cases} \qquad (8)$$

For $K > 0$:

$$\phi(y) = \begin{cases} 2K_0(2\sqrt{|D|y}) + \left(\frac{\pi^2}{Ky^3}\right)^{1/4} e^{-3\pi j/4 + j\frac{2}{3}\sqrt{K}y^{3/2}}; & y > |K|^{-1/3} \\ \pi j H_0^{(1)}(-2\sqrt{|Dy|}); & y < -|K|^{-1/3} \end{cases} \qquad (9)$$

Here $H_0^{(1)}$ and K_0 are the Hankel and MacDonald functions, respectively.

Inspection of these solutions shows that the long-wavelength mode is transformed into the short-wavelength Bernstein mode which is reflected back into the plasma core. As k_x increases, cyclotron damping becomes strong since

$$\frac{\mathrm{Im}\ k_x}{k_x} \approx \frac{q\omega_c}{k_z v_t}(k_x\rho)^{2(q-1)} \exp\left[-\left(\frac{\omega - q\omega_c}{k_z v_t}\right)^2\right] \qquad (10)$$

It may be noted that measurements show the highest electron energy near the plasma boundary (see Fig. 10). It is, however, not certain so far whether this effect is caused by the above mechanism.

3. HEATING OF PLASMA IN THE INHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD

Spatial inhomogeneities of either the plasma density or the magnetic field intensity strongly affect the excitation and absorption of the waves. As a first step towards understanding the heating of electrons in a mirror field, the effect of an inhomogeneous magnetic field on the excitation and absorption of the unstable waves has been investigated.

The experiments have been performed with the apparatus shown in Fig. 1 of Ref.[1] with a magnetic field consisting of a uniform part followed by a containment region as shown in Fig. 12. The helical electron beam

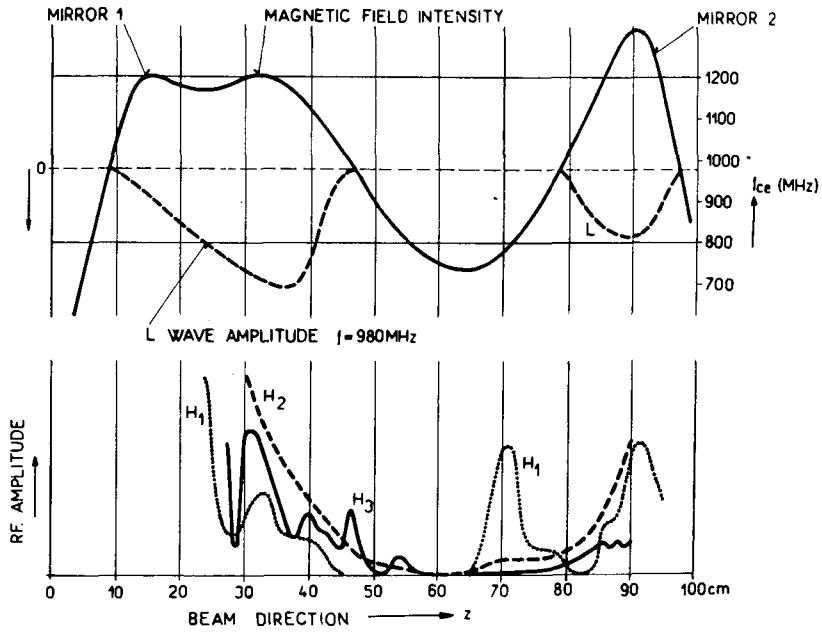


FIG. 12. Magnetic-field intensity and amplitude of excited waves along machine axis.

was injected from left to right. Two types of measurements have been made: (a) the dependence of the excited frequency on the plasma density at various points along the machine axis, (b) the dependence of the amplitude of the unstable modes upon the distance along the machine axis. For small magnetic fields, waves are excited in those regions where the field is least inhomogeneous (top of mirrors and bottom of the containment zone). For high fields, waves are excited also on the slopes of the mirrors. The excited frequency has essentially the same dependence upon the local plasma density and magnetic field as in the uniform case.

As to the region of containment, two regimes of operation could be distinguished.

(A) The only excited mode in the containment region was the H_1 wave (following Ref. [1] H_q denotes the q-th density step where $\omega_H \approx q\,\omega_c$). At higher plasma densities ($\omega_p/\omega_c > 1.5$) the region of containment was free of hf fields. The axial dependence of the amplitude of the unstable modes is shown for this case in Fig. 12. Plasma heating (from the diamagnetic signal) was observed only after the H_2 wave had been excited in the mirror 1 region.

(B) Higher frequencies, corresponding to the H_2 and H_3 waves, were excited also in the region of containment. In Fig. 13 the frequencies of the unstable modes along the machine axis are indicated. The axial dependence of f_c and $2f_c$ is also shown. Figure 14a, in which the diamagnetic signal is negligible, corresponds to the excitation of the H_1 wave in the region of containment. The highest average energy of electrons, about

1 keV according to the diamagnetic signal, as well as the maximum intensity of X-rays, was observed at plasma densities corresponding to the simultaneous excitation of the H_1 wave in mirror 1 and of the H_2 wave in the region of containment, the frequencies of the two waves being close to one another (see Fig. 14b). With increasing plasma density higher-frequency modes (H_2, H_3) were excited and the average energy of the electrons decreased although the diamagnetic signal continued growing (Fig. 14c).

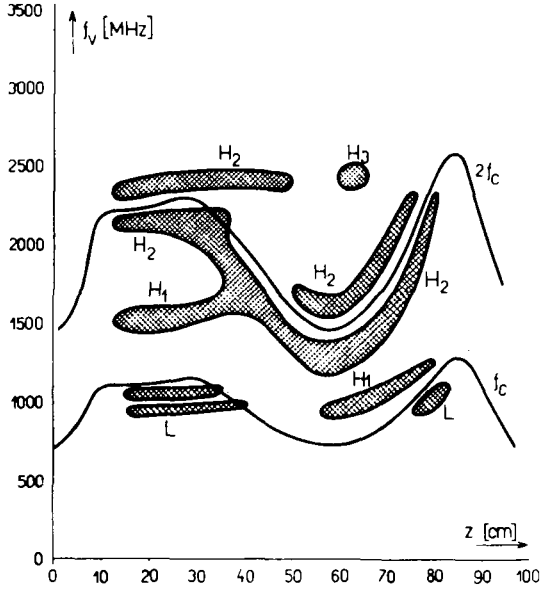


FIG. 13. Dependence of excited frequencies along the machine.

These observations are not fully understood, so far. It is obvious that an effective heating of electrons occurs if the excited waves are absorbed in the region of containment and the electrons mainly gain perpendicular energy. Theoretical considerations show that the waves are absorbed in the cold plasma by longitudinal inhomogeneities if their energy propagates into regions where $k_{\parallel} \to \infty$. This occurs at places where $\omega = \omega_c(z)$ (rf energy goes into the transverse motion of electrons), and where $\omega = \omega_p(z)$ (rf energy goes into the longitudinal motion of electrons) [17]. In a warm plasma additional absorption regions occur at places where $\omega \approx q\,\omega_c$ and $k_{\perp} \to \infty$ due to radial inhomogeneity of plasma density as discussed in the previous section.

The absorption of beam-excited electrostatic waves in a longitudinally inhomogeneous warm plasma has been studied in detail near the plasma resonance, $\omega \approx \omega_p(z_0)$, assuming a uniform magnetic field. The potential $\varphi_{\omega, k_{\perp}}(z)$ of the waves satisfies the equation

$$\frac{3}{2}\frac{v_t^2\omega_p^2}{\omega^4}\frac{\partial^4\varphi}{\partial z^4} + 3\frac{v_t^2}{\omega^4}\frac{\partial\omega_p}{\partial z}\frac{\partial^3\varphi}{\partial z^3} + \frac{\partial}{\partial z}\left[\epsilon_{\parallel}^0\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right] - k_{\perp}^2\epsilon_{\perp}^0\varphi = 0 \qquad (11)$$

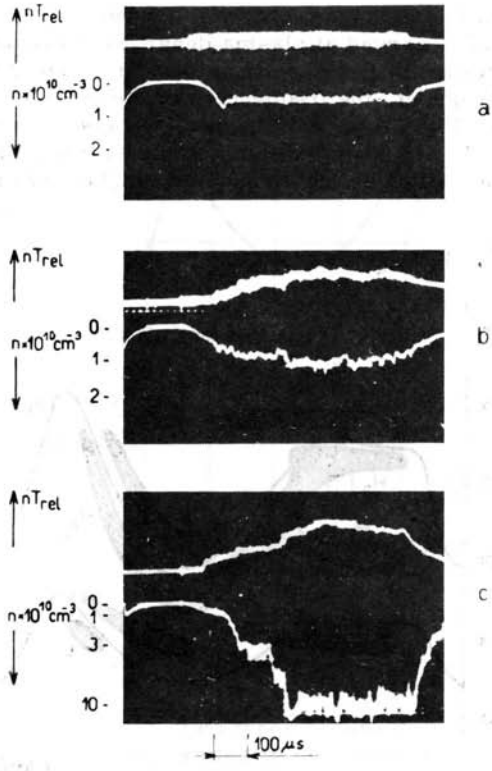


FIG. 14. Time dependence of diamagnetic signal (upper trace) and plasma density (lower trace).

There are two types of WKB solutions of this equation. The first solution describes the cold plasma waves

$$k_{z1}^2 = - k_\perp^2 \epsilon_\perp^0 / \epsilon_\parallel^0 \tag{12}$$

while the second one describes Langmuir waves propagating along the magnetic field ($k_{z2} \gg k_\perp$):

$$k_{z2}^2 = \frac{2}{3} \frac{\omega^4 \epsilon_\parallel^0}{\omega_p^2 v_t^2} \tag{13}$$

Near the plasma resonance an intersection of both branches occurs ($k_{z1} \approx k_{z2}$), and the WKB solution is no more valid. The character of the solution of Eq. (11) near the point $z = z_0$ of plasma resonance has been found by expanding $\epsilon_\parallel^0$ and using transformations similar to (6). An equation of the form (7) has been obtained with $K = (2/3)\omega^2/v_t^2\kappa^2$, $D = - k_\perp^2 \epsilon_\perp^0 / \kappa^2 \omega_p^2$. Its solution shows that, near the plasma resonance, the cold plasma waves (12) are transformed into Langmuir waves (13) which are strongly damped as the plasma density decreases (see Fig. 15).

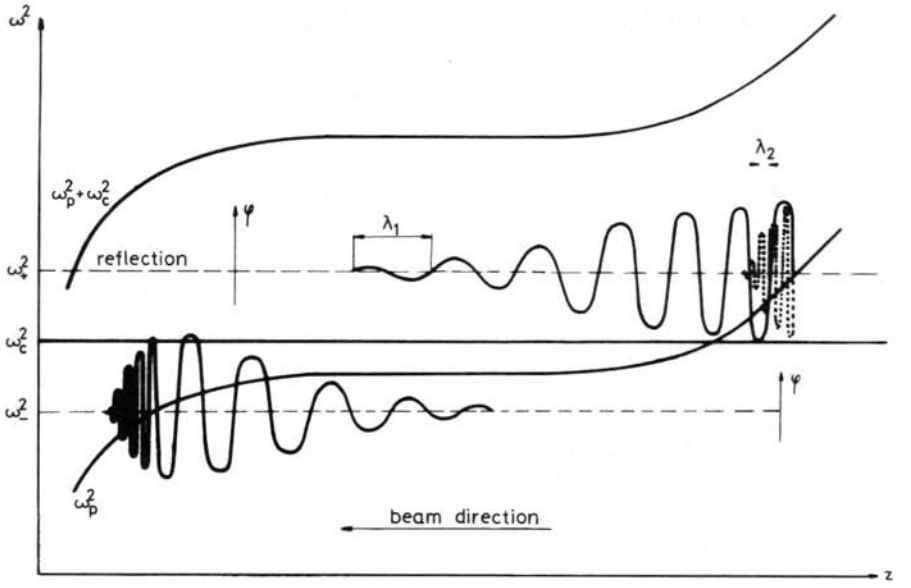


FIG.15. Sketch showing transformation of electrostatic waves excited by the electron beam in a longitudinally inhomogeneous plasma.

REFERENCES

[1] SEIDL, M., ŠUNKA, P., Nucl. Fusion 7 (1967) 237.
[2] BEREZIN, A.K., FAINBERG, Ya.B., BEZYAZYCHNYI, I.A., Zh. éksp. teor. Fiz. Lett. 7 (1968) 156.
[3] HOPMAN, H.J., OTT, W., Plasma Physics 10 (1968) 315.
[4] GETTY, W.D., SMULLIN, L.D., J. appl. Phys. 34 (1963) 3421.
[5] PIFFL, V., SEIDL, M., ŠUNKA, P., ULLSCHMIED, J., 3rd Czech. Conf. Electronics (Prague, 1965) 51.
[6] BEREZIN, A.K., FAINBERG, Ya.B., BOLOTIN, L.I., BEREZINA, G.P., Atomn. Energ. 18 (1965) 5.
[7] KORNILOV, E.A., KOVPIK, O.F., FAINBERG, Ya.B., KHARCHENKO, I.F., Fizika Plazmy, Kiev 4 (1965) 145.
[8] HOPMAN, H.J., MATITTI, T., 8th Int. Conf. Phenomena Ionized Gases, Contributed Papers, Vienna (1967) 384.
[9] DUNN, D.A., SELF, S.A., J. appl. Phys. 35 (1964) 113.
[10] BASS, F.G., FAINBERG, Ya.B., SHAPIRO, V.D., Zh. éksp. teor. Fiz. 49 (1965) 329.
[11] STURROCK, P.A., Phys. Rev. 141 (1966) 186.
[12] KRLÍN, L., Czech. J. Phys. (to be published).
[13] STIX, T.H., Physics Fluids 7 (1964) 1960.
[14] STIX, T.H., Phys. Rev. Lett. 15 (1965) 878.
[15] BERNSTEIN, I.B., Phys. Rev. 109 (1958) 10.
[16] CRAWFORD, F.W., TATARONIS, J.A., J. appl. Phys. 36 (1965) 2930.
[17] PREINHAELTER, J., Plasma Physics 10 (1968) 713.

TIME RESOLVED BEAM DISTRIBUTION FUNCTIONS IN A BEAM-PLASMA EXPERIMENT

J. CABRAL, H.J. HOPMAN, F.G. INSINGER AND W. OTT
FOM-INSTITUTE FOR ATOMIC AND MOLECULAR PHYSICS,
AMSTERDAM, NETHERLANDS

Abstract

TIME RESOLVED BEAM DISTRIBUTION FUNCTIONS IN A BEAM-PLASMA EXPERIMENT. Cyclotron instability and its harmonics appear under certain conditions in injection machines, whether the injection is parallel to the axial magnetic field B_0 (Demirkhanov and Alexeff at the Culham Conference) or perpendicular to B_0 (DCX, Phoenix experiments). The paper describes measurements on these instabilities, around the transition from the first to the second regime. This experiment is characterized by a rapid alternation of different instabilities and plasma-density and temperature changes with each instability. Investigations of these variations have only recently been forthcoming (Kharchenko, Seidl, Hopman at the Conference on Ionized Gases, Vienna, 1967). Main results of this paper are the distribution functions of the beam electrons, correlated with the different types of instabilities. Drastic changes in the distribution function are found. In the second regime the distribution function of axial energies jumps between a narrow plateau between 0.6 and 1.1 eV_b, and a wide plateau extending from 0 to 1.4 eV_b. These plateaus develop in about 100 ns. The wide plateau is found in correlation with an instability whose frequency is twice the electron cyclotron frequency. The narrow plateau is established by the electron cyclotron instability. Only the plateau belonging to the electron plasma instability is symmetric around eV_b; it has a width of 0.1 eV_b. In all three cases the plateaus are found to be flat, independent of their width, and of the radius on which they are measured. In correlation with the cyclotron instability are found beam electrons with transverse energies of the order of 0.3 eV_b, indicating the possibility to build up a high-energy electron plasma, directly from beam electrons, in cases where a magnetic bottle is applied. In connection with the experimental data, numerically calculated dispersion diagrams are presented for bounded beam-plasma systems including temperature effects.

In all types of injection machines the cyclotron instability and its harmonics appear under certain conditions, whether the injection is parallel to the axial magnetic field B_0 (Demirkhanov [1]; Alexeff [2] or perpendicular to B_0 (DCX, Phoenix experiments). Using axial injection of an electron beam, typically with beam voltage 1.5 kV and beam current 10 mA, we describe measurements on these instabilities, around the transition from first to second regime (Smullin [3]). One of the salient features of this experiment is a rapid alternation of different instabilities, as well as plasma density and temperature changes with each instability. Investigation of these variations have only recently been forthcoming (Kharchenko [4]; Seidl [5]; Hopman [6]).

1. EXPERIMENTAL DETAILS

Our beam-plasma experiment has been described in former publications (Vermeer et al. [7]). It consists essentially of a metallic cylinder (diameter 8 cm, length 100 cm) with an axial magnetic field $B_0 \simeq 0.12\,Wb/m^2$. The background pressure amounts to 3×10^{-7} Torr. The neutral gas used is helium at a pressure of $p \simeq 10^{-4}$ Torr. An electron gun injects axially

a narrow beam of moderate energy. The beam voltage is kept constant at V_b = 1500 V and the beam current is varied up to 20 mA.

With the abovegiven steady-state conditions the beam-plasma system shows more than one instability for the same value of external parameters. These instabilities alternate rapidly in time and, with them, the beam-plasma parameters, such as plasma density and axial and transverse beam energy. Therefore the main line of the recent investigation is the correlation between the time-resolved plasma parameters and a certain type of instability. The correlation is obtained by intensity modulation of the oscilloscope beam with pulses derived from the instability. A Langmuir pin probe takes from the plasma the r.f. signals which are supplied to a spectrum analyser. This instrument is used as a narrow bandpass filter (Δf = 5 MHz) converting any chosen frequency into a 60 MHz signal. Detection of this signal results in a series of short pulses with duration of the order of 200 ns which, after adequate amplification, serve as intensity-modulating pulses. In this way we can correlate the appearance of bursts of the desired plasma instability with a certain value in the plasma characteristics. Delays in the correlation system were checked with standard pulses (rise time 5 ns, duration 100 ns).

Among the possible plasma states, two are interesting for this type of correlation measurements. The first is the so-called first-to-second-regime transition, which is defined by the appearance of h.f. ionization due to beam-plasma instabilities. The second is a moderate second regime obtained by increasing the beam current with respect to the first state. In both cases the beam distribution function is found to alternate quickly between two completely different and well defined configurations.

2. THE TRANSITION FROM THE FIRST TO THE SECOND REGIME

The transition or the onset of h.f. ionization is studied as a function of the magnetic field, keeping the beam current as well as other external parameters constant. In time, the transition is characterized by a relaxation-type alternation of states of the beam-plasma system. This alternation is found to occur with about a 30 kHz repetition rate, independent of the value of the magnetic field. In this chapter we describe the excited frequency spectrum, plasma density and axial and transverse beam energies, from which, under certain assumptions, the values of the electric fields in the plasma can be deduced.

The frequency spectra are obtained with the "Polarad" spectrum analyser in a bandwidth of 10 - 4000 MHz. The spectrum is qualitatively independent of the axial position of the probe. In a typical spectrum in the transition we note a series of small-amplitude peaks from 10 MHz up to a few hundred MHz and two large amplitude peaks identified as the electron plasma and electron cyclotron instability.

Plasma densities are measured with an electromagnetic resonant cavity working in the TM_{010} mode at 3560 MHz. In the transition the plasma density exhibits large fluctuations between well-defined limits. The results of the correlation technique are:

a) The plasma instability pulses appear to be correlated with the minimum density;

b) during the cyclotron instability pulses the plasma density increases;
c) the higher the frequency in the cyclotron peak, the higher the plasma density – a result that should be expected because the excited frequency decreases near the upper hybrid frequency.

The limiting values of the plasma density, as a function of the magnetic field, are presented in Table I.

2.1. Axial beam distribution functions. Axial energy

The beam distribution functions are obtained with an electrostatic energy analyser (open hole = 0.05 cm) sweeping the potential of its analysing plate from 0 to -2200 Volt, while the horizontal amplifier of the oscilloscope is driven with a small fraction of this potential in order to obtain a linear energy scale. The vertical amplifier of the oscilloscope detects the current collected by the energy analyser, through a load of 1 KΩ, which provides sufficiently large signals with large bandwidth (RC better than 100 ns). Figure 1 shows an example of an energy analyser characteristic and the result of the correlation with the plasma instability. It was found that there are two different types of energy spread on the beam which could be correlated with the plasma and cyclotron instabilities:

a) During the electron plasma pulses the beam has a narrow energy spread around eV_b;
b) for the cyclotron instability the result depends on the frequency selected in the associated peak. The higher the frequency the more the trapezoidal characteristic approaches the one with the largest energy spread;
c) in both cases the distribution function shows a flat plateau (Fig. 2), in close correspondence to the results of Levitskii and Shashurin [8].

In Fig. 3 we plotted the energy spread as a function of B_0. The distributions shown are only valid at the beam centre. We note:

a) The maximum energy gain is independent of B_0 for both instabilities;
b) the minimum energy varies with B_0 and shows opposite behaviour for the two instabilities.

The measurements could not be extended to smaller values of the magnetic field because below 270×10^{-4} Wb m^{-2} the plasma instability vanishes in the transition, and the beam-plasma system behaves in a completely different manner (Hopman et al. [9]).

From Fig. 3 average values of the parallel electric field of the wave in the beam centre were deduced. On the assumption that the beam electrons having gained a maximum energy of ΔU travel in phase with the axial electric field of the wave, the value of the field is given by (provided $\Delta U \ll eV_b$):

$$E = \frac{\Delta U}{eL}$$

where L = 75 cm is the interaction length. The numerical results are given in Table I.

TABLE I. NUMERICAL RESULTS OF SECTION 2

B_0	$n(10^9\ cm^{-3})$		$r_L(10^{-1}\ cm)$		$U_\perp(eV)$		$E_\perp(V/cm)$		$E_\parallel(V/cm)$	
$10^{-4}\ Wb\ m^{-2}$	pl. inst.	cycl. inst.	pl. inst.	cycl. inst.	pl. inst.	cycl. inst.	pl. inst.	cycl. inst.	pl. inst.	cycl. inst.
270	-	-	-	3.15	-	610	-	26	0.8	3.45
324	0.6	1.75	1.5	2.4	215	530	14	23.5	0.8	3.40
378	1.05	3.35	1.25	1.9	195	440	13.5	21.5	0.8	3.35
432	1.6	5.2	0.90	1.35	130	295	12	18	0.8	3.30
485	2.3	7.2	0.57	0.90	67	165	8.5	13	0.8	3.25
540	2.9	11.2	0.30	0.52	22	68	5.0	8.5	0.8	3.20
594	3.8	14.0	-	0.20	-	12	-	3.6	0.8	3.15

Note: pl. inst. = plasma instability; cycl. inst. = cyclotron instability.

2.2. Radial beam profile. Transverse energy

The radial profiles are obtained by applying a small transverse magnetic field that sweeps the beam over the entrance hole of the energy analyser.

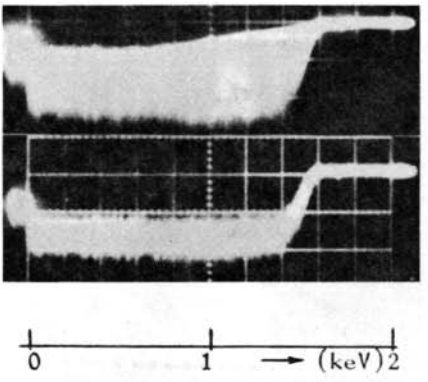


FIG. 1. Example of an axial energy measurement (scale 200 eV/div.): a) uncorrelated; b) correlated with the plasma instability.

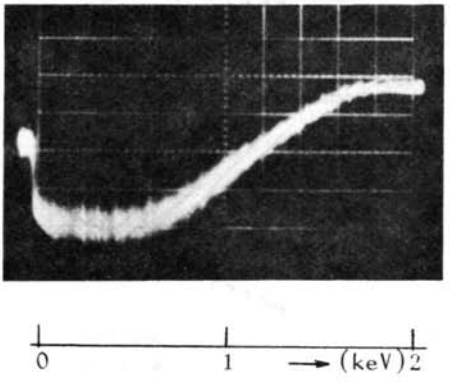


FIG. 2. The energy analyser characteristic j(V) during the cyclotron instability, scale = 200 eV/cm.

The profiles (Fig. 4) show two well-defined limits. Using the correlation technique we could obtain the result presented in Fig. 5, which is the beam diameter, either in vacuum ($p \simeq 10^{-6}$ Torr) or correlated with the plasma and the cyclotron instability respectively. In Fig. 5 we notice:

a) The largest beam diameter is attained during the cyclotron pulses;
b) the diameters appearing during the plasma and the cyclotron instabilities show a linear increase with the inverse of the magnetic field.

We think that the increase in diameter is due to particles travelling in phase with the wave accelerated coherently by the perpendicular component of the electric field. To obtain a minimum value of the transverse

electric field, some assumptions must be made: 1) the transverse electric field has a constant amplitude along the length of the experiment; 2) the beam has its vacuum diameter when the instability starts, although the neutral gas pressure is as high as 10^{-4} Torr; 3) during its travelling time a maximally accelerated beam electron will always feel the electric field in phase; 4) the difference between the final and the vacuum diameter is twice the electron Larmor radius. The relation between the Larmor radius r_L (Fig.5) and the perpendicular electric field $E_\perp$ is given by:

$$v_\perp = 2\pi f_{ce}\, r_L \tag{2}$$

$$E_\perp = -\frac{m}{e}\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{m}{e}\frac{v_\perp}{L} v_b \tag{3}$$

Table I contains the numerical results.

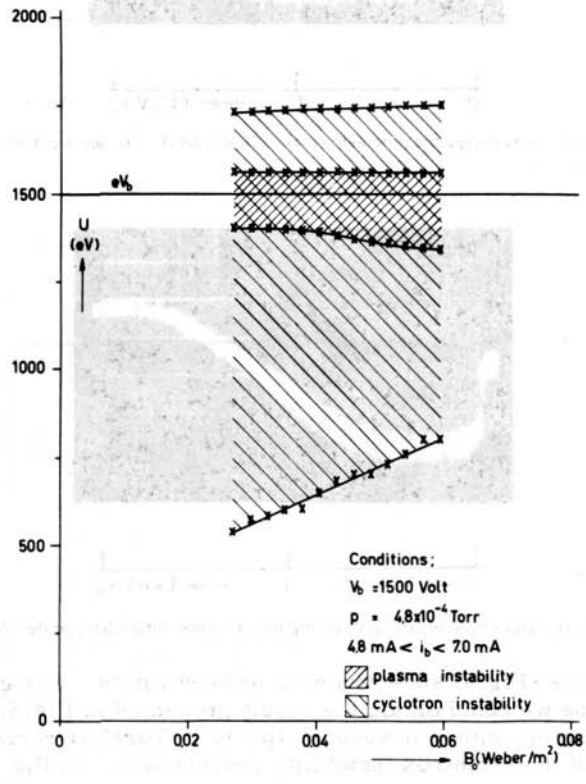


FIG.3. Width of axial beam distribution functions during the plasma and cyclotron instabilities as a function of B_0.

2.3. Radial dependence of the beam distribution function

Using the techniques of sections 2.1 and 2.2 we determined the radial dependence of the distribution function during the cyclotron instability, for one value of the magnetic field, $B_0 = 485 \times 10^{-4}$ Wb/m^2.

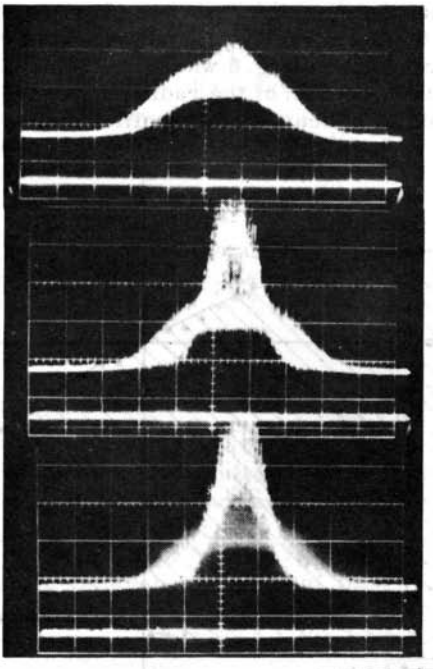


FIG.4. Example of a beam profile measurement (scale 0.1 cm/div.): a) correlated with the cyclotron instability; b) uncorrelated; c) correlated with the plasma instability.

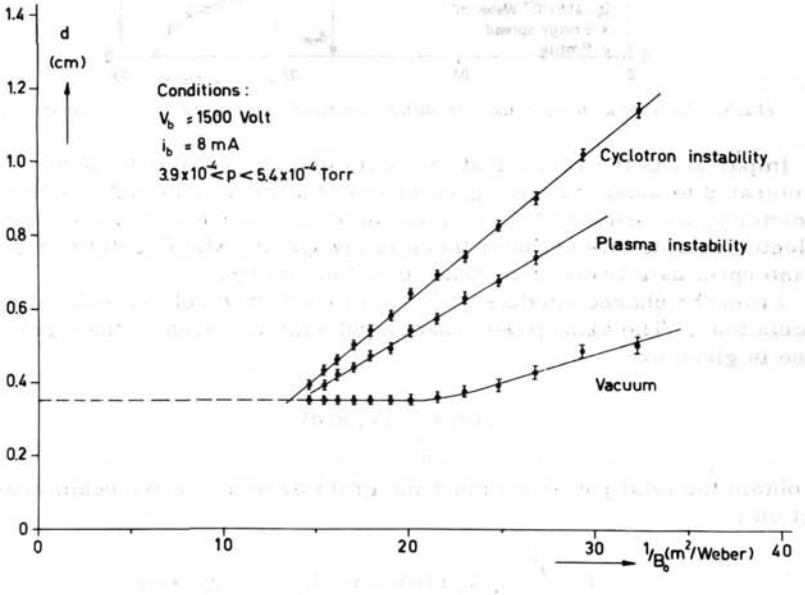


FIG.5. Beam diameter during the plasma and cyclotron instabilities as a function of $1/B_0$.

We verified that the characteristic $j = j(V, r)$ remains approximately trapezoidal, as in the beam centre, for all values of r. The result of this measurement is presented in Fig. 6 where the extension of the energy plateau is plotted as a function of the radius. The value of the beam current density as a function of r (beam radial profile) is also given.

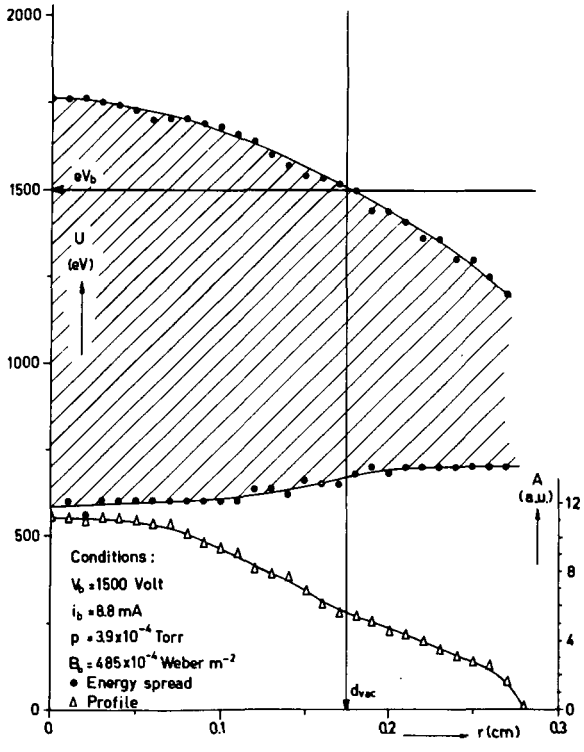


FIG. 6. Radial dependence of the axial distribution function during the cyclotron instability.

Important is the result that the beam electrons are only found to be accelerated to axial energies greater than U_b inside a cylinder with a diameter of the order of the beam diameter in vacuum. For the electrons collected outside this cylinder there is always an axial deceleration, which we interpret as a transfer of axial to radial energy.

From the characteristics $j = j(V, r)$ we are now able to make some calculations. The axial power associated with unit area in the transverse plane is given by:

$$p(r) = \int_0^\infty j(V, r)\, dV \tag{4}$$

To obtain the total power we must integrate over the entire beam cross-section :

$$P = \int_0^\infty \int_0^\infty j(V, r)\, dV \; 2\pi r \, dr = \int_0^\infty p(r)\, 2\pi \, dr \tag{5}$$

In the case of Fig. 6 we used a 12 Watt beam ($V_b = 1500$ V, $i_b = 8$ mA). Calculations using Eq. (5) show that during the cyclotron pulses only 10 W arrive at the collector. From these 10 W, 3.5 W are found outside the initial cylinder determined by the vacuum diameter of the beam.

The loss of nearly 20% of axial power is partly used for the build-up of the oscillations during the instability and partly transferred into beam radial power. The power density at the beam centre during the cyclotron instability was only 20% of the power density in vacuum (difference in radial profiles!).

It was verified that, during the instability, all the beam electrons arrive at the collector, by calculating the total collected current from the profile.

3. THE SECOND-REGIME BEAM DISTRIBUTION FUNCTIONS

The next beam-plasma state to analyse is a moderate second regime where large increases in the axial beam energy are found.

The experimental conditions are: $V_b = 1500$ V, $i_b = 10$ mA, $B_0 = 185 \times 10^{-4}$ Wb m^{-2}, $p = 4.8 \times 10^{-4}$ Torr.
The frequency spectrum (typical spectrum of this plasma state) consists of a series of peaks in a frequency band extending from 10 to about 600 MHz and a large isolated peak at 1050 MHz. This last peak has been identified to be the second harmonic electron cyclotron instability ($f_{ce} = 510$ MHz); the low frequency band is associated with the cyclotron instability. The correlation technique was used and we discussed now the results.

3.1. Axial distribution function

At the beam centre two axial distribution functions can be measured: a large-amplitude large-energy-spread plateau (0 - 2100 eV) and a narrow plateau (800 - 1700 eV). The narrow plateau is correlated with the low frequency band. The large plateau correlates with the peak at 1050 MHz. Figure 7 shows an example of a measurement of the two distribution functions using the correlation technique.

In Fig. 8 we plotted two distribution functions belonging to the normal and second harmonic cyclotron instability. We note the similarity of the results concerning the normal cyclotron instability with those of section 2.1. In correlation with the second-harmonic instability we find a very large energy increase: $\Delta U = 600$ eV $= 0.4\ eV_b$. So the average axial electric field is of the order of 8 V/cm.

The magnetic field dependence gave the following results:

a) This type of interaction was not observed for magnetic fields below 165 or above 400×10^{-4} Wb m^{-2}.
b) A constant energy gain ($\Delta U \simeq 600$ eV) was found for $185 \times 10^{-4} < B_0 < 360 \times 10^{-4}$ Wb m^{-2}.
c) The energy gain decreases outside this domain of B_0, until the interaction disappears.

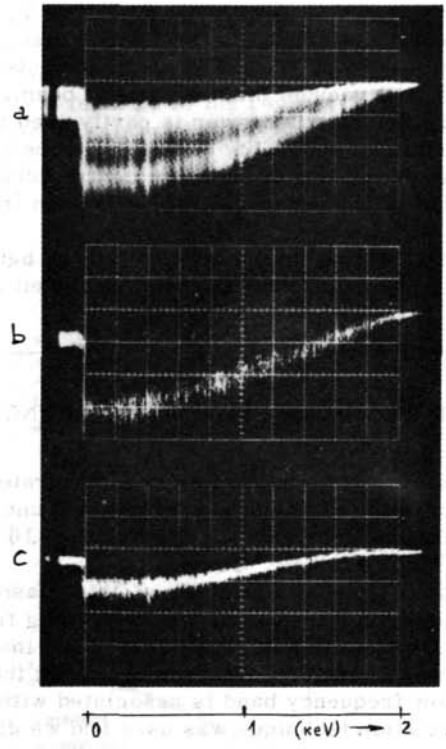


FIG. 7. Example of an axial energy measurement in the second regime (scale 200 eV/div.): a) uncorrelated; b) correlated with the second harmonic instability; c) correlated with the first harmonic instability.

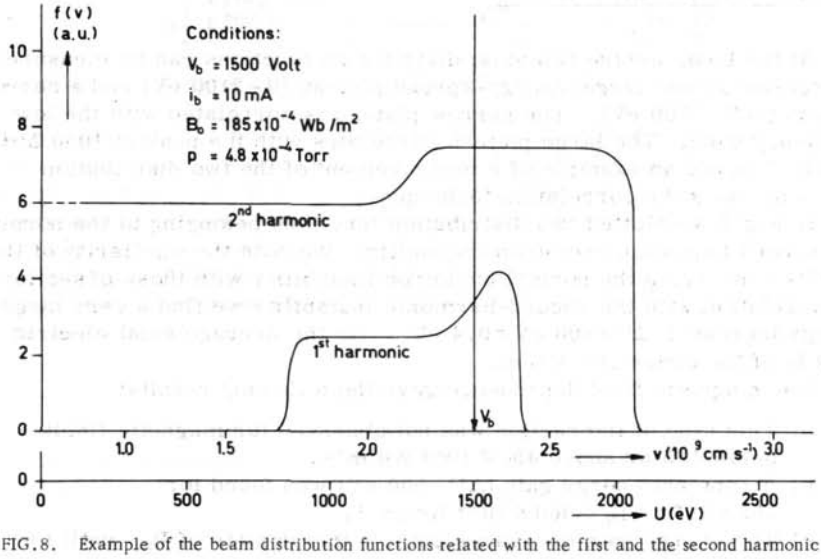


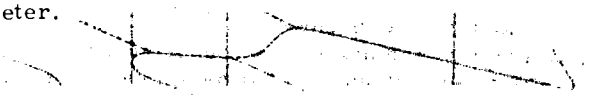
FIG. 8. Example of the beam distribution functions related with the first and the second harmonic cyclotron instabilities.

3.2. Transverse energy

Correlated with the second-harmonic instability the beam diameter was also found to exceed the vacuum value. Again we interpret this as an acquisition of transverse energy. Measurements of the beam diameter as a function of the retarding potential of the energy analyser led to results similar to those of section 2.3 (Fig. 6). A calculation of the transverse energy yielded:

Second harmonic: $r_L = 0.285$ cm $U_\perp = 230$ eV
First harmonic: $r_L = 0.33$ cm $U_\perp = 310$ eV

At the beam edge no electrons were found with more than 700 eV of axial energy. Electrons with an energy higher than eV_b are again found to exist only inside a cylinder with a diameter of about the vacuum beam diameter.



4. DISCUSSION OF THE FREQUENCY SPECTRUM

Starting from the collisionless Boltzmann equation, Stix ([10], chapters 9-16) worked out a general dispersion equation for a plasma with a temperature and in a static magnetic field. This equation holds for electrostatic waves; these are longitudinal waves with $E \parallel k$, the propagation vector. Owing to the spatial variation of the wave electric field over the cyclotron orbits of the particles, the dispersion equation contains an infinite sum over all harmonics of the cyclotron frequency ω_c. The importance of the harmonics is regulated by the parameter λ:

$$\lambda = k_\perp^2 v_{t\perp}^2 / 2\omega_c^2 \qquad (6)$$

where $k_\perp$ is the component of the wave vector, perpendicular to B_0, and $v_{t\perp}$ is the thermal velocity normal to B_0. Approximating the equation of Stix in the first order of λ, we only include the second harmonic into the dispersion equation, which becomes:

$$k_\perp^2 + k^2 - \sum_m \left\{ k_\perp^2 \frac{\omega_{pm}^2 \omega_{cm}^2 (-4 + 3\lambda_m) + \omega_{pm}^2 \omega_{cm}^2}{(\omega_{dm}^2 - \omega_{cm}^2)(\omega_{dm}^2 - 4\omega_{cm}^2)} + k^2 \frac{\omega_{pm}^2 (1 - \lambda_m)}{\omega_{dm}^2} \right\} = 0 \qquad (12)$$

The summation m is over all particle species in the plasma, ω_p is the plasma frequency and ω_d is the Doppler-shifted wave frequency $\omega_d = \omega - kv_b$, v_b is the zero-order beam velocity. In the equation we dropped the Landau damping term together with the axial temperature. As shown in Fig. 2, the distribution function is rectangular and missing the tails, which are in general responsible for the Landau damping. Inclusion of an axial temperature will slightly decrease the growth rates of instabilities, without changing the position and the number of instabilities.

The dispersion equation was computed numerically for a two-species plasma consisting of beam and plasma electrons, for conditions pertaining approximately to the measurements presented in section 3:

$f_{ce} = 0.45$ GHz $\quad f_{pe} = 0.766$ GHz $\quad v_b = 2.5 \times 10^9$ cm s^{-1} $\hat{=}$ 1700 V

$f_{pb} = 0.15$ GHz $\quad k_\perp = 2$ cm^{-1} $\quad v_{t\perp} = 1 \times 10^9$ cm s^{-1} $\hat{=}$ 550 V

The perpendicular temperature is given by a rectangular distribution function with a width corresponding to 1100 eV around the axial beam energy of 1700 eV. The parameter λ amounts to 0.25.

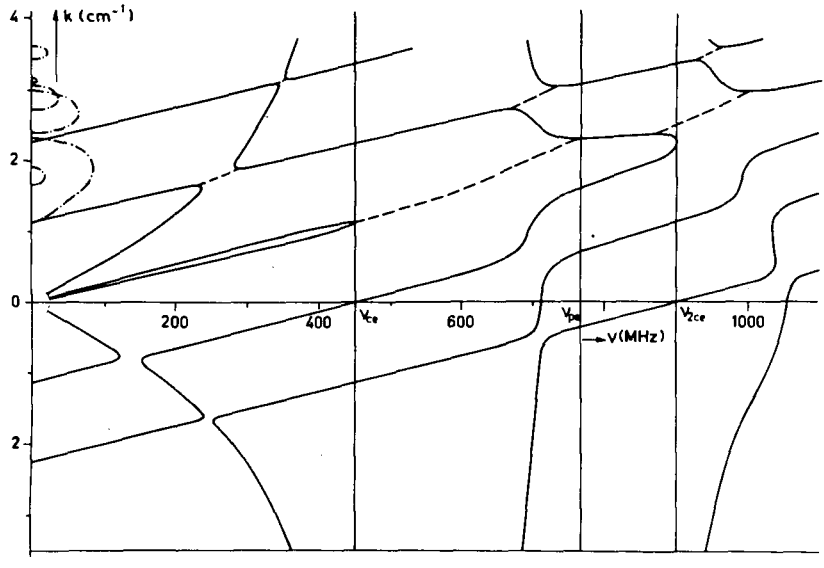


FIG. 9. Dispersion diagram showing complex frequencies for real k values: —·—·— Im ν, ------- Re ν. Beam velocity $v_b = 2.5 \times 10^9$ cm s^{-1}. Transverse temperature $v_{t\perp} = 1.0 \times 10^9$ cm s^{-1}.

A result is shown in Fig. 9. In this dispersion diagram the instability is indicated by the occurrence of complex solutions for the frequency f. The real part of f is given by a broken line, and the imaginary part, or growth rate, by a dot-dash-line. The diagram shows two strong instabilities. One is found near the second-harmonic cyclotron frequency. The second occurs between f_{ce} and f_{pe}. Both instabilities could be observed in the experiment. In both cases the instability is excited by the beam space-charge wave.

The conditions chosen for the diagram of Fig. 9, are such that $f_{uh} = 2\, f_{ce}$. This favours a strong second-harmonic instability. With decreasing plasma density, the growth rate decreases. With increasing plasma density the computations show that the two instabilities merge. There is one large instability extending from f_{ce} up to f_{uh}.

The experiment shows an unstable band below f_{ce}. Indeed dispersion diagrams do show this instability if $k_\perp$ decreases.

5. CONCLUSION

Data on the beam energy U_b during the cyclotron instability presented in section 2 showed the following:

- 50% of the initial energy remains in the axial direction on the initial surface;
- 20% is delivered to plasma to build up the oscillations and transformed into perpendicular beam energy;
- 30% of the axial power is found outside the cylinder occupied by the vacuum beam.

Thus, owing to the interaction of beam particles with the cyclotron wave, a small portion of their energy is converted from parallel to perpendicular energy and a small portion is lost. The measured data indicate that an analysis of the beam distribution function on the axis alone is not sufficient because this measurement would have indicated a loss of 50% of U_b. Of course this apparently large energy loss can only be measured for thin beams, with the vacuum beam diameter being smaller than the Larmor radius of the beam electrons during the instability.

Because of the transfer of energy to the perpendicular direction, which occurs during one passage of the beam electron through the plasma, the electron would have been reflected if a magnetic mirror were present. The reflected beam electrons have an initial energy of about 1500 eV. Thus it might be possible to build up a high-energy electron plasma, directly from beam electrons. The formation of high-energy electron plasmas is well known from beam-plasma experiments in a magnetic bottle (Smullin [11]).

The values of the electric field given in Table 1 are minimum values. For the calculation of $E_\parallel$ it was assumed that the beam particle moves in phase with the wave. But the phase velocity of the wave is smaller than the beam velocity. The $E_\parallel$ field can also be calculated by assuming that the particle feels an oscillating field at the Doppler-shifted frequency. Then $E_\parallel$ is given by $\omega_d \sqrt{2 m \Delta U / e^2}$, and the fields $E_\parallel$ may be larger than those given by Table I. Because of the large spread in particle velocities (Fig. 3) the correction is questionable.

The theory of propagation of second-harmonic cyclotron waves presented by Stix (1962) is a linear theory. However, we have some indication that in our experiment the second harmonic occurs directly after the first-harmonic cyclotron instability. This is explained if the first harmonic has to put a sufficiently large amount of perpendicular energy into the plasma. In this way the second harmonic results actually from a non-linear effect.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors gratefully acknowledge the discussions with Professor Dr. J. Kistemaker.

This work was performed as a part of the research program of the association agreement of Euratom and the "Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie" (FOM) with financial support from the "Nederlandse Organisatie voor Zuiver Wetenschappelijk Onderzoek" (ZWO) and Euratom.

REFERENCES

[1] DEMIRKHANOV, R.A. et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Culham, 1965) 2, IAEA, Vienna (1966) 801.
[2] ALEXEFF, I. et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Culham, 1965) 2, IAEA. Vienna (1966) 781.
[3] SMULLIN, L.D., GETTY, W.D., J. appl. Phys. 34 (1963) 3421.
[4] KHARCHENKO, I.F. et al., Phenomena in Ionized Gases,(Proc. 8th Int. Conf., Vienna (1968) 375, 376. Vienna 1967.
[5] SEIDL, M., ŠUNKA, P., Phenomena in Ionized Gases (Proc. 8th Int. Conf. Vienna), Vienna (1968) 377, 378. Vienna (1967).
[6] HOPMAN, H.J. et al., Phenomena in Ionized Gases, (Proc. 8th Int. Conf. Vienna, 1967) Vienna (1968) 383, 384.
[7] VERMEER, A., HOPMAN, H.J., MATITTI, T., KISTEMAKER, J., Phenomena in Ionized Gases, (Proc. 7th Int. Conf., Belgrade, 1965) 2 Belgrade (1966) 386.
[8] LEVITSKII, S.M., SHASHURIN, I.P., Soviet Phys. JETP 25 (1967) 227.
[9] HOPMAN, H.J. et al., FOM-report 24974 (1968).
[10] STIX, T.H., The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill (1962).
[11] SMULLIN, L.D., in Phenomena in Ionized Gases, Invited Papers (8th Int. Conf., Vienna, 1967), IAEA (1968) 129.

ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕМАКСВЕЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЫ

М.В.НЕЗЛИН
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА,
МОСКВА,
СССР

Abstract — Аннотация

DRIFT INSTABILITY OF A NON-MAXWELLIAN PLASMA. The authors investigate experimentally the instability of a spatially inhomogeneous plasma that incorporates beams of charged particles (electrons). This so-called drift-beam instability is based on the same physical mechanism that causes the drift ("universal") instability of a collisionless plasma with a Maxwellian electron velocity distribution. However, the drift-beam instability possesses a number of peculiarities that permit one to investigate the drift instability mechanism more effectively than is possible in the case of a Maxwellian plasma. According to the theory, the main differences between drift-beam instability and normal drift instability are: (1) The instability begins at some threshold (critical) beam density (in the case of a Maxwellian plasma there is no particle density threshold); (2) The critical beam density (n_{1c}) is very strongly dependent on the electron velocity and beam geometry, the strength of the magnetic field, and the ratio of the electron density of the cold plasma to the beam density; (3) The nature of the dependence of n_{1c} on the fundamental parameters of the system is determined by the spatial structure of the electron-ion oscillations under consideration. In particular, if the oscillations possess axial symmetry, then the dependence in question is the same as for "normal" (non-drift) beam instability. The above-mentioned peculiarities of drift-beam instability were the prerequisites for model experiments carried out to obtain information about the mechanism of drift instability. In these experiments the authors studied the excitation conditions (thresholds), dispersion properties and spatial structure of the drift-beam instability. They found good agreement with the fundamental propositions of the theory. It was shown experimentally that the electron-ion drift-beam instability expresses itself in phenomena such as the interruption of the beam current in the plasma and the heating of the plasma ions to energies of the same order as those of the beam electrons. The latter phenomenon was used successfully in filling magnetic mirror traps with a plasma having an ion temperature of about 1 keV and a density of about 10^{11} cm^{-3}.

ДРЕЙФОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕМАКСВЕЛЛОВСКОЙ ПЛАЗМЫ. Экспериментально исследуется неустойчивость пространственно неоднородной плазмы, включающей в себя пучки заряженных частиц (электронов). В основе этой, так называемой дрейфово-пучковой, неустойчивости лежит тот же самый физический механизм, который вызывает дрейфовую ("универсальную") неустойчивость бесстолкновительной плазмы с максвелловским распределением электронов по скоростям. Однако дрейфово-пучковая неустойчивость обладает рядом особенностей, позволяющих провести экспериментальное исследование механизма дрейфовой неустойчивости более эффективно, чем это возможно в случае максвелловской плазмы. Согласно теории, основные отличия дрейфово-пучковой неустойчивости от обычной дрейфовой состоят в следующем: 1) неустойчивость начинается с некоторой пороговой (критической) плотности пучка (в случае максвелловской плазмы порог по плотности частиц отсутствует); 2) критическая плотность пучка (n_{1k}) очень резко зависит от скорости электронов и геометрии пучка, напряженности магнитного поля и отношения плотности электронов холодной плазмы к плотности пучка; 3) характер зависимостей n_{1k} от основных параметров системы определяется пространственной структурой рассматриваемых электро-ионных колебаний. В частности, если колебания обладают аксиальной симметрией, то указанные зависимости оказываются такими, как при "обычной" (не дрейфовой) пучковой неустойчивости. Перечисленные особенности дрейфово-пучковой неустойчивости явились предпосылками проведенных модельных экспериментов по исследованию механизма дрейфовой неустойчивости плазмы. Изучены условия (пороги) возбуждения, дисперсионные свойства и пространственная структура дрейфово-пучковой неустойчивости. Найдено хорошее согласие с основными положениями теории. Экспериментально показано, что электрон-ионная дрейфово-пучковая неустойчивость выражается в таких явлениях, как срыв тока пучка в плазме и нагрев ионов плазмы до больших энергий (порядка энергий электронов пучка). Последнее явление с успехом использовано для заполнения ловушки с магнитными пробками плазмой с температурой ионов ~1 кэв и плотностью ~10^{11} см$^{-3}$.

ВВЕДЕНИЕ И СВОДКА РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕОРИИ

Хорошо известно (см., например, [1, 2]), что, согласно теории, пространственно неоднородная бесстолкновительная плазма, находящаяся в магнитном поле, подвержена так называемой дрейфовой (или "универсальной") неустойчивости. Эта неустойчивость вызывается резонансными электронами, движущимися вдоль магнитного поля ($\vec{H} = \vec{H}_z$) со скоростями v_z, близкими к фазовой скорости (ω/k_z) возбуждаемой ими (дрейфовой) волны (ω, k_z – частота и продольное волновое число колебаний). Если бы плазма была пространственно однородной, то при максвелловском распределении электронов по скоростям раскачка волны резонансными электронами была бы невозможной вследствие хорошо известного затухания Ландау. Однако неоднородность плазмы вызывает новый эффект: возникновение дрейфовых потоков частиц в скрещенных полях – электрическом поле волны и внешнем магнитном поле. Этот эффект приводит к существенному изменению распределения резонансных электронов по скоростям и, тем самым, действует в сторону, противоположную затуханию Ландау. Полная компенсация затухания Ландау (означающая дрейфовую неустойчивость) наступает при условии (пользуемся цилиндрической системой координат r, φ, z):

$$k_\varphi \cdot \frac{\partial f_0}{\partial t} \cdot \frac{v_z}{\omega_{He} \cdot \omega} > \left. \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \right|_{v_z = \frac{\omega}{k_z}} \qquad (1)$$

и дополнительном условии:

$$v_{Ti} << \frac{\omega}{k_z} << v_{Te}$$

где f_0 – функция распределения электронов плазмы по скоростям и координатам, k_z, k_φ – продольное и азимутальное волновые числа, ω_{He} – ларморовская частота электрона, T_e, T_i, $v_{Te} = \sqrt{\frac{T_e}{m}}$, $v_{Ti} = \sqrt{\frac{T_i}{M}}$ – температуры и тепловые скорости электронов и ионов плазмы. При максвелловском распределении электронов по скоростям условие (1) имеет вид:

$$\frac{k_\varphi \cdot v_z}{a \cdot \omega_{He} \cdot k_z} > 1 \qquad \frac{S \cdot v_z}{a^2 \cdot \omega_{He} \cdot k_z} > 1 \qquad (1')$$

или

$$\omega \lesssim \omega^* = \frac{c \cdot T_e}{e \cdot H \cdot a} \cdot k_\varphi \qquad (2)$$

где a – "радиус плазмы", т.е. характерный размер поперечной (по отношению к направлению внешнего магнитного поля) неоднородности плотности плазмы, $S = k_\varphi \cdot a$ – номер азимутальной моды неустойчивости,

$v_z = \omega/k_z$ – скорость резонансных электронов, ω^* – так называемая дрейфовая частота.

Экспериментальное исследование дрейфовой неустойчивости плазмы с максвелловским распределением электронов по скоростям проводится в течение ряда лет на установках с термически ионизованной плазмой – на так называемых Q-машинах [3]. Метод этого исследования основан на проверке дисперсионного соотношения (2) и наблюдении направления поляризации неустойчивых колебаний: согласно теории [1, 2], нарастающие дрейфовые волны должны распространяться по азимуту в сторону ларморовского вращения электрона. Нетрудно видеть, что этому методу свойственны существенные недостатки, состоящие в следующем:

1. В лабораторной плазме (в частности, в плазме Q-машин) всегда присутствует радиальное электрическое поле, обусловленное равновесным (амбиполярным) потенциалом плазмы. Это поле вызывает вращение плазмы как целого вокруг оси z, что приводит к двум эффектам (во-первых, к допплеровскому сдвигу частоты колебаний, наблюдаемых в лабораторной системе координат, во-вторых, к возникновению центробежной неустойчивости [4], имеющей совсем иную природу).

2. Корректность метода проверки линейной теории путем изучения дисперсионных свойств установившихся (и, следовательно, ограниченных нелинейными эффектами) колебаний априори не очевидна. Вследствие указанных причин однозначная идентификация дрейфовой неустойчивости путем непосредственной проверки условий (1), (1') и (2) в опытах с термической (максвелловской) плазмой оказывается весьма затруднительной. И все же такая идентификация дрейфовой неустойчивости является возможной. Однако для ее осуществления, как показано в данной работе, необходимо изменить объект исследования, а именно: перейти от максвелловской плазмы к плазме, состоящей из электронного пучка, проходящего через компенсирующий его "фон" положительных ионов. Дрейфовая неустойчивость такого квазинейтрального электронного пучка (так называемая дрейфово-пучковая неустойчивость [5, 6]) обладает особенностями, весьма привлекательными с точки зрения непосредственной экспериментальной проверки критерия, совершенно аналогичного критерию (1). Перейдем к рассмотрению дрейфово-пучковой неустойчивости. Представим себе, что распределение электронов плазмы по скоростям не является максвелловским, а имеет вид моноэнергетического пучка. В этом случае, как хорошо известно [7 – 9], неустойчивость, в принципе, может иметь место даже в пространственно однородной системе. Это обычная пучковая неустойчивость. Однако при наличии достаточно сильного поперечного градиента плотности плазмы характер пучковой неустойчивости существенно изменяется вследствие того же эффекта, который вызывает дрейфовую неустойчивость максвелловской плазмы: дрейф электронов в возмущенном электрическом поле, скрещенном с внешним магнитным полем. При условии, совершенно аналогичном условию (1'), а именно:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{k_\varphi \cdot u}{a \cdot \omega_{He} \cdot k_z} > 1 \\ \text{или} \quad &\frac{s' \cdot u}{a^2 \cdot \omega_{He} \cdot k_z} > 1 \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

где U – скорость электронов пучка, пучковая неустойчивость приобретает дрейфовый характер. Рассмотрим это явление несколько подробнее. Известно (см., например, [7]), что обычная пучковая неустойчивость, при распределении электронов пучка по скоростям в виде δ-функции, начинается с некоторой пороговой (критической) плотности заряженных частиц. Этот порог неустойчивости определяется условием:

$$(\omega_1^2)^{1/3} + \left(\frac{\omega_2^2}{\cos^2\Theta}\right)^{1/3} \geqslant (k^2u^2)^{1/3} \qquad (4)$$

$$(\omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_{He})$$

где ω_1 – ленгмюровская частота пучка, к – полное волновое число, ω – частота колебаний, ω_{He}, ω_{Hi} – ларморовские частоты электрона и иона, ω_2 – ленгмюровская частота той компоненты плазмы, взаимодействие пучка с которой обуславливает пучковую неустойчивость, Q – угол между направлением колебаний рассматриваемой компоненты плазмы и направлением магнитного поля. Этой компонентой могут быть либо электроны (в этом случае мы говорим об электрон-электронной неустойчивости), либо ионы (электрон-ионная неустойчивость). В последнем случае величина ω_2 равна ленгмюровской частоте ионов ω_+, и $\cos Q = \cos Q_i = \kappa_z/\kappa$ (для электронов, в силу их замагниченности, очевидно, $\cos Q = \cos Q_e = 1$). Условие (4) означает, что электрон-ионная пучковая неустойчивость всегда имеет порог по плотности пучка, а электрон-электронная неустойчивость имеет такой порог при $\omega_2^2 < k^2u^2$, где ω_2 – ленгмюровская частота электронов плазмы. Условие (4) относится к пространственно однородной системе. Чтобы проследить, как влияет пространственная неоднородность пучка на пороговый ток пучковой неустойчивости $I_к$, дадим краткую сводку результатов теории.

1. Для обычной пучковой неустойчивости квазинейтрального электронного пучка, в котором плотность электронов n_1 равна плотности ионов n_+ (электрон-ионная неустойчивость [7, 8])

$$I_к = \frac{ma^2}{4e} \cdot \frac{k^2 \cdot u^3}{\left[1 + \left(\frac{m}{M} \cdot \frac{k^2}{k_z^2}\right)^{1/3}\right]^3} \qquad (5)$$

При $I \geq I_к$ раскачиваются колебания с частотой

$$\omega_{Hi} < \omega \simeq \frac{k_z \cdot u}{1 + \left(\frac{M}{m} \cdot \frac{k_z^2}{k^2}\right)^{1/3}} \qquad (6)$$

Для определенности отметим, что выражение в квадратных скобках знаменателя (5) в условиях эксперимента незначительно отличается от единицы.

2. Для дрейфово-пучковой неустойчивости квазинейтрального электронного пучка ($\bar{n}_1 = n_+$) [5, 6, 10]:

$$I_к \simeq \frac{ma^2}{4e} \cdot \frac{к^2 u^3}{1 + \frac{2su}{a^2 \omega_{He} k_z}} \qquad (7)$$

$$\omega_{Hi} < \omega < k_z u \qquad (8)$$

Видно, что при условии (3) моды колебаний с $k_\varphi \neq 0$ ($s = k_\varphi a$) должны раскачиваться легче, чем моды с $k_\varphi = 0$. Это означает, что эффекты, связанные с пространственной неоднородностью пучка, при условии (3) понижают порог пучковой неустойчивости примерно в $2s \cdot u / a^2 \omega_{He} k_z$ раз. Поэтому экспериментальная проверка соотношения (7) позволяет выяснить роль фактора $2s \cdot u / a^2 \omega_{He} k_z$, определяющего выполнение критерия (3) дрейфовой (дрейфово-пучковой) неустойчивости плазмы.

3. Для неустойчивости электронного пучка в не слишком редкой плазме (где плотность электронов n_2 может быть соизмеримой с плотностью пучка n_1) [11]

$$I_к = \frac{ma^2}{4e} \cdot \frac{к^2 u^3}{\left[1 + \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{1/3}\right]^3}, \qquad (9)$$

это соответствует соотношению (4),

$$\omega \simeq \frac{k_z u}{1 + \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{1/3}} \qquad (10)$$

4. Для неустойчивости Пирса [12, 13] (неустойчивость квазинейтрального электронного пучка, связанная с обратной связью через внешнюю цепь):

$$I_к = I_п = \frac{ma^2}{4e} \cdot к^2 u^3 \qquad (11)$$

Сравнение выражений (5), (7), (9), (11) показывает, что условия (1') и (3), относящиеся к различным видам функции распределения электронов плазмы по скоростям, характеризуют действие одного и того же механизма: при выполнении этих условий дрейфовые эффекты (как в максвелловской плазме, так и в пучках) оказываются более сильными, чем те эффекты, которые имеют место в однородной плазме. Отличие случая максвелловской плазмы от случая пучка сводится только к различию тех эффектов, которые имеют место в однородной плазме: при максвелловском распределении электронов по скоростям определяющим эффектом является затухание Ландау, и неустойчивость невозможна, а при распределении электронов в виде пучка определяющим

эффектом является обычная пучковая неустойчивость. Поэтому условие (1') является необходимым условием неустойчивости, а условие (3) является условием превращения обычной пучковой неустойчивости в дрейфово-пучковую.

Таким образом, измерение порога (7) дрейфово-пучковой неустойчивости и сопоставление его с порогами (5), (9), (11) представляется нам хорошим методом экспериментальной проверки линейной теории дрейфовой неустойчивости. Наличие порога (7), определяемого тем же фактором $s \cdot u/a^2 \omega_{He} \cdot \kappa_z$, который решающим образом влияет на критерий дрейфовой неустойчивости, составляет основное преимущество рассматриваемого метода моделирования дрейфовой неустойчивости по сравнению с методом, применяемым на Q-машинах. В случае максвелловской плазмы, как видно из (2), аналогичный порог неустойчивости отсутствует. Эксперименты по исследованию неустойчивости пространственно неоднородных электронных пучков в плазме и, в частности, порогов (5) – (11), проводились в течение ряда лет автором с сотрудниками (А.М.Солнцев, М.И.Тактакшвили, А.С.Трубников). Данная работа представляет собой обзор указанных экспериментов с точки зрения поставленной выше задачи – непосредственной проверки теоретических критериев (1) и (3) дрейфовой (дрейфово-пучковой) неустойчивости плазмы. В работе рассматриваются также нелинейные следствия дрейфово-пучковой неустойчивости, например такие, как ограничение (срыв) тока в квазинейтральных электронных пучках [10] и (при распространении пучка в относительно плотной плазме) ускорение ионов плазмы до энергий порядка энергий электронов пучка [14].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Проводившиеся в работе эксперименты можно разделить на три серии.

Эксперименты первой серии проводились на установке, показанной на рис.1. Моноэнергетический пучок электронов, имеющих энергию $W_1 = 50 \div 1000$ эв, распространяется вдоль внешнего однородного магнитного поля, по оси вакуумного цилиндрического объема с металлическими стенками. Напряженность магнитного поля H регулируется в пределах от 100 э до 8000 э и удовлетворяет условиям $\omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_{He}$, $\kappa_z u$. Радиус пучка $a = 0{,}5$ см, радиус цилиндра $R_0 = 15$ см, длина пучка L регулируется от 10 до 100 см ($a \ll R_0$ и обычно $R_0 \ll L$). Сила тока в пучке регулируется от единиц до сотен миллиампер. Ионы, нейтрализующие пространственный заряд пучка, образуются самим пучком, путем ионизации остаточного газа в вакуумном объеме. Давление газа составляет $\sim 1 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст. При таких условиях пучок имеет относительно стенок небольшой отрицательный потенциал, и плотность ионов n_+ практически равна плотности электронов пучка n_1, а плотность плазменных электронов n_2 пренебрежимо мала: $n_2 \ll n_1$. Условия этих опытов хорошо соответствуют основным предпосылкам изложенной выше теории дрейфово-пучковой неустойчивости квазинейтрального электронного пучка. Исследование пространственной структуры колебаний производилось с помощью четырех дисковых электростатических зондов, имевших диаметр 0,8 см и располагавшихся в центральном поперечном сечении установки на различных азимутах, через каждые 90°; радиальные координаты зондов совпадали. Один

из этих зондов мог свободно перемещаться вдоль пучка. В установке имелся также анализатор для измерения поперечных энергий ионов методом задерживающего поля [14]. Измерение плотности ионов плазмы и электронов пучка (а также их радиальных распределений) производилось методом дифференциального анода, предложенным А.В.Жариновым и применявшимся, в частности, в [15]. Потенциалы анода и "катодной" сетки (рис.1) были равны нулю. Переходя к описанию результатов этих экспериментов, мы ограничимся только несколькими наиболее характерными примерами, подробности читатель может найти в [10, 14 – 16].

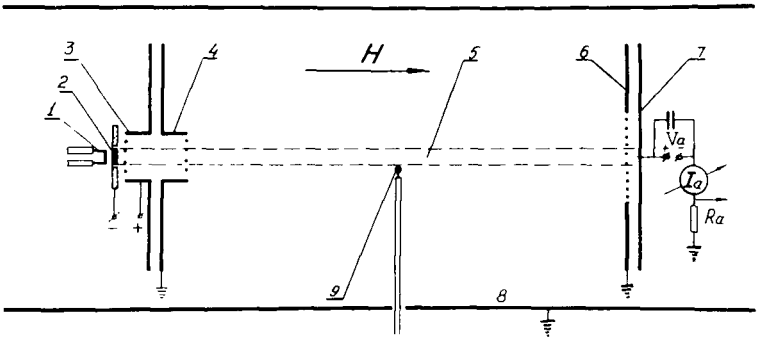


Рис.1. Экспериментальная установка:
1 – нить накала; 2 – катод; 3, 4, 6 – диафрагмы; 5 – пучок; 7 – анод; 8 – вакуумная камера; 9 – электростатический зонд.

1. На рис.2 показан типичный частотный спектр колебаний, наблюдаемых в рассматриваемом диапазоне частот $\omega_{Hi} < \omega < k_z u$. Левая часть этого спектра принадлежит колебаниям, не обладающим аксиальной симметрией, а правая часть спектра соответствует аксиально симметричным колебаниям. Различие пространственной структуры указанных двух типов колебаний фиксировалось по сдвигам фаз сигналов от описанных выше четырех электростатических зондов: при симметричных колебаниях сдвиги фаз отсутствовали ($k_\varphi = 0$), а при несимметричных колебаниях были равны угловым сдвигам соответствующих зондов ($k_\varphi \approx 1/a$); в последнем случае знаки фазовых сдвигов соответствовали распространению колебаний по азимуту в сторону ларморовского вращения электронов. Осциллограммы колебаний обоих типов показаны на рис.3. В отношении продольной (вдоль $\vec{H}$) пространственной структуры колебания обоих типов оказываются сходными: они характеризуются образованием стоячих волн с длиной волны $\lambda_z \equiv 2\pi/k_z \approx 2L$ (L – длина пучка) [15].

2. Рассматриваемые колебания (как с $k_\varphi = 0$, так и с $k_\varphi \neq 0$) возбуждаются в том случае, если ток пучка превышает соответствующее пороговое значение. Этот факт иллюстрируется рис.4, где показаны зависимости амплитуды колебаний и поперечных энергий ионов $W_\perp$ от тока пучка; пороговый ток составляет около 16 ма. Из того факта, что ускорение ионов коррелирует с раскачкой колебаний, следует, что колебания имеют электрон-ионный характер. Рис.4 относится к аксиально симметричным колебаниям. В случае колебаний, не обладающих аксиальной симметрией, получаются совершенно аналогичные результаты [15].

На рис.5 показаны зависимости пороговых токов колебаний обоих рассматриваемых типов от магнитного поля. Обращают на себя внимание следующие четко выраженные факты:

1) ток I_c раскачки симметричных колебаний не зависит от магнитного поля и составляет около половины тока Пирса $I_П$, вычисленного по формуле (11);

2) ток I_{ac} раскачки асимметричных колебаний при малых H сравнительно мал (меньше тока I_c); с увеличением H ток I_{ac} сначала резко возрастает, а затем достигает насыщения; при больших H ток I_{ac} превышает ток I_c в 2 ÷ 2,5 раза.

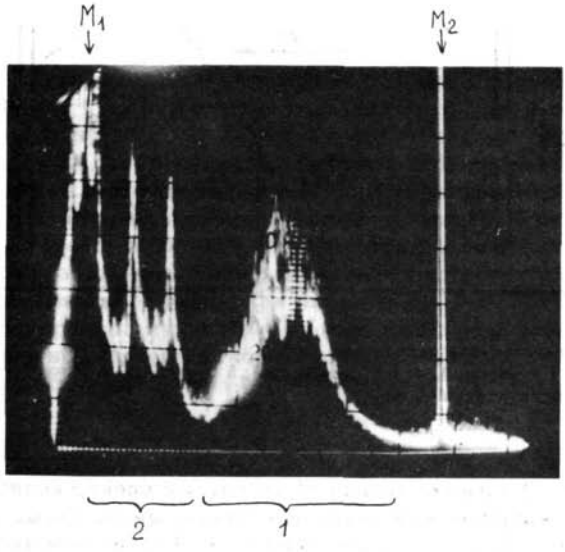


Рис.2. Частотный спектр электрон-ионных колебаний:
1 – колебания, обладающие аксиальной симметрией; 2 – колебания, не обладающие аксиальной симметрией. Метки частоты: $f_{M1} = 0$, $f_{M2} = 1500$ кгц, энергия электронов пучка $W_1 = 150$ эв, ток пучка I = 25 ма, H = 3500 э, L = 70 см, $p = 2 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст., радиальная координата зонда $R_z = 4$ см.

Указанные закономерности легко объяснить, если отождествить ток I_c с током раскачки (5) обычной пучковой неустойчивости квазинейтрального электронного пучка, а ток I_{ac} отождествить с током раскачки (7) дрейфово-пучковой неустойчивости такого пучка. Эта точка зрения подтверждается результатами, представленными на рис.6 и 7, где показаны зависимости пороговых токов I_c и I_{ac} от скорости электронов пучка, u. Видно, что:

1) $I_c \sim u^3$; 2) $I_{ac} \sim u^3$ только при достаточно малых u; при больших u зависимость $I_{ac}(u)$ сильно откланяется от кубичной и оказывается близкой к квадратичной; 3) с уменьшением магнитного поля величина скорости пучка, в районе которой зависимость $I_{ac}(u)$ начинает заметно отклоняться от кубичной, существенно уменьшается. Все эти закономерности также хорошо соответствуют теоретическим соотношениям (5) и (7). К этому следует добавить, что теоретическое соотношение (9) для порога электрон-электронной пучковой неустойчивости также подтверждается экспериментом [17].

Законность отождествления пороговых токов I_c и I_{ac} с теоретическими токами (5) и (7) можно проверить также и путем измерения зависимостей указанных порогов от радиуса пучка a. В самом деле, согласно соотношениям (5) и (7), при $\kappa_\varphi = 0$ порог неустойчивости не должен сколько-нибудь существенно зависеть от a, поскольку $\kappa^2 a^2 \approx \text{const}$; однако при $\kappa_\varphi \neq 0$ пороговый ток неустойчивости (I_{ac}) может существенно зависеть от a, например при условии (3) $I_{ac} \sim a^2$.

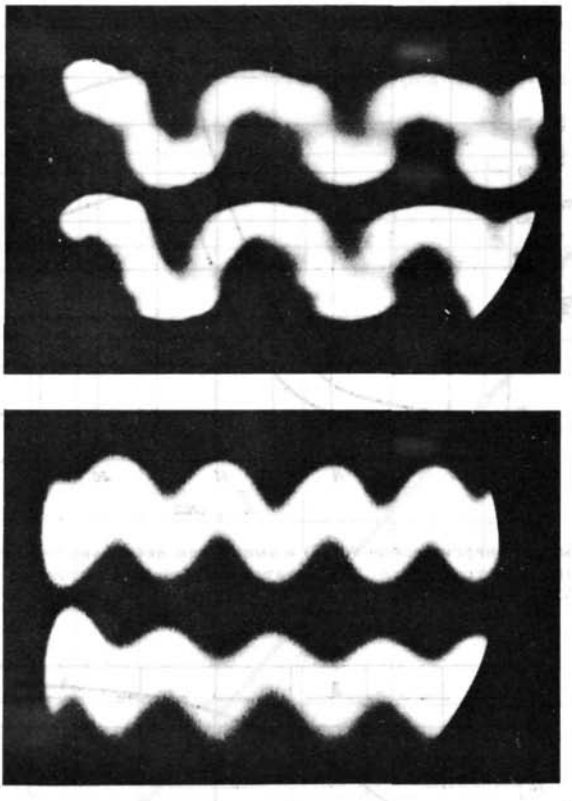


Рис.3. Осциллограммы сигналов с двух электростатических зондов, расположенных с относительным сдвигом по азимуту на 180°:
а) электрон-ионные колебания, обладающие аксиальной симметрией; частота колебаний $f_c = 700$ кгц, $W_1 = 140$ эв, I = 20 ма, L = 90 см, H = 3300 э, $p = 2 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст.; б) электрон-ионные колебания, не обладающие аксиальной симметрией; частота колебаний $f_0 = 240$ кгц. $W_1 = 105$ эв, I = 10 ма; L = 90 см, H = 1000 э, $p = 1 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. (азот).

Приблизительно такая зависимость действительно наблюдается на опыте, результат которого представлен на рис.8.

И, наконец, пространственная структура наблюдаемых на опыте колебаний, в частности, направление поляризации колебаний с $\kappa_\varphi \neq 0$, также соответствует теории, изложенной во введении.

Перейдем теперь к описанию результатов второй серии опытов. В этих опытах давление газа (азот, аргон) было повышенным (до нескольких единиц на 10^{-5} мм рт.ст.), и плотность электронов плазмы n_2 была

порядка или в несколько раз больше плотности пучка n_1. Смысл проведения этих опытов состоял в следующем. Согласно теории [5], диапазон плотностей заряженных частиц, в пределах которого существует дрейфово-пучковая неустойчивость, ограничен условием:

$$\frac{n_2}{n_1} < \frac{R^2}{a^2}, \qquad (12)$$

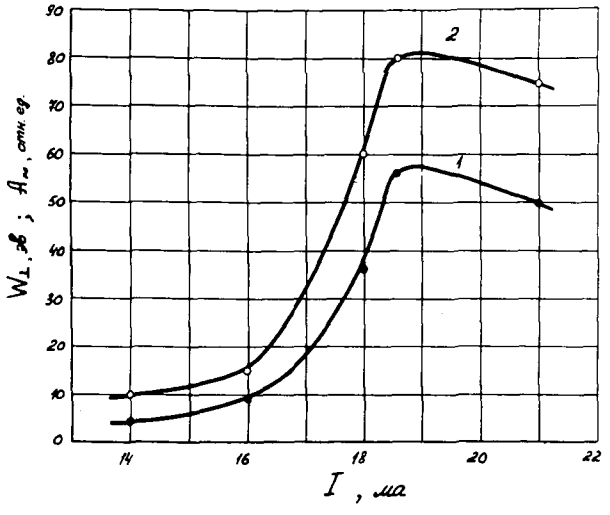


Рис.4. Зависимость энергий ионов $W_\perp$ (2) и амплитуды аксиально симметричных электрон-ионных колебаний (1) от тока пучка. Анализатор энергий ионов стоит на радиусе 8 см. H = 2600 э; L = 90 см, $p = 1 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст., W_1 = 150 эв.

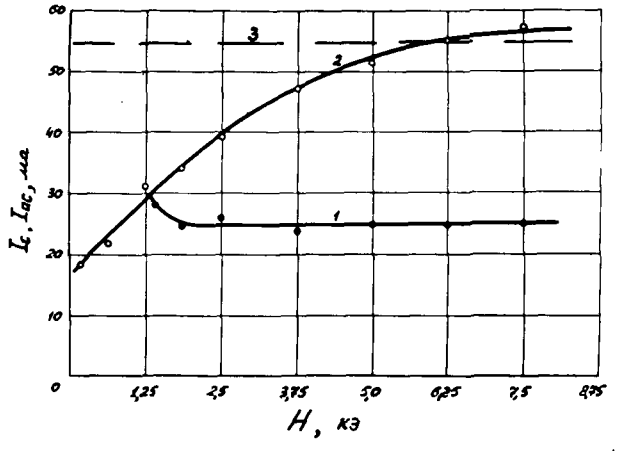


Рис.5. Зависимость порогов (критических токов) возбуждения электрон-ионных колебаний от напряженности магнитного поля:
1) $I = I_c$ – порог возбуждения колебаний, обладающих аксиальной симметрией; 2) $I = I_{ac}$ – порог возбуждения колебаний, не обладающих аксиальной симметрией; 3) $I = I_п$ – ток возбуждения неустойчивости Пирса. W_1 = 200 эв, L = 90 см, $p = 4 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст.

где a и R – радиусы пучка и плазмы. Регулируя отношение n_2/n_1 путем изменения давления газа (p), можно проверить критерий (12). Следует отметить, что, как показали опыты [15], в режиме развитых колебаний отношение R^2/a^2 составляет $4 \div 6$. Зависимость I_{ac} от давления азота показана на рис.8. Видно, что когда плотность плазмы $n_+ \approx n_2$ достигает величины $(5 \div 6)\, n_1$, т.е. когда приблизительно выполняется соотношение $n_2/n_1 \approx R^2/a^2$, дрейфово-пучковая неустойчивость перестает наблюдаться. В связи с этим следует отметить, что отсутствие резкой зависимости $I_{ac}(n_+)$ при малом радиусе пучка (рис.8) также соответствует соотношению (12). И, наконец, следует отметить, что если ток пучка превышает ток $+I_{ac}$ на 10 – 15%, то наступает срыв тока пучка, означающий

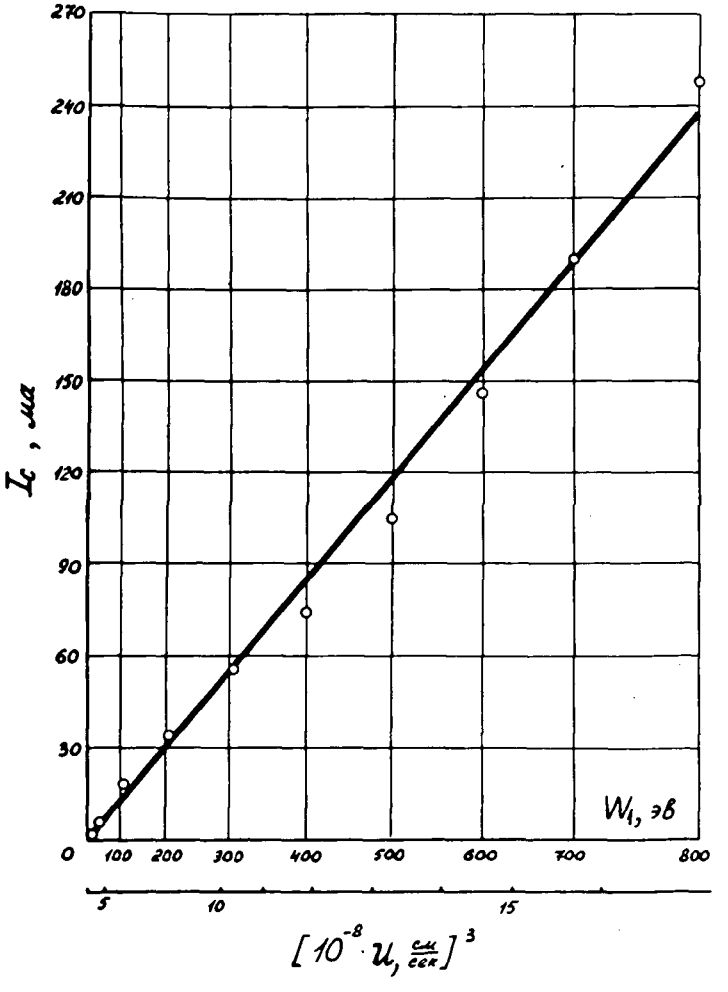


Рис.6. Зависимость порога возбуждения аксиально симметричных электрон-ионных колебаний от куба скорости электронов пучка.
H = 7800 э, L = 90 см, p = 1,4·10⁻⁶ мм рт.ст.

образование в пучке виртуального катода [10, 15]; таким образом, ток I_{ac} практически является предельным током пучка.

Третья серия опытов была проведена в условиях $n_2 \gg n_1$. В этих опытах применялся газовый разряд с накаленным катодом при наличии продольного градиента давления газа (газ подавался в район катода) [16, 15]. Сила тока электронного пучка в этих опытах регулировалась

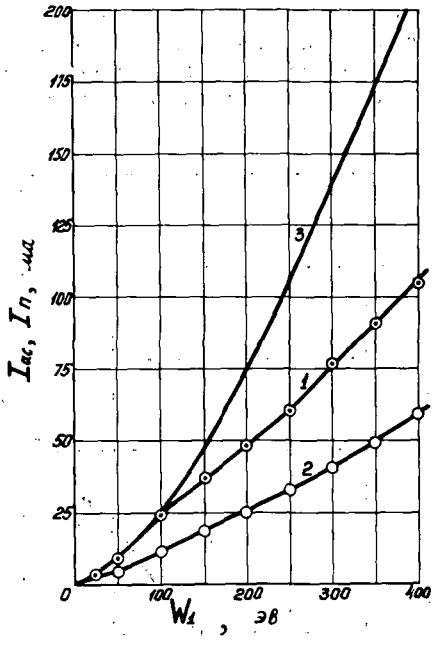


Рис.7. Зависимость порога возбуждения аксиально несимметричных электрон-ионных колебаний от энергии электронов пучка, $2R_0 = 10$ см:
1) H = 4000 э, 2) H = 600 э, 3) Теория Пирса [12, 13].

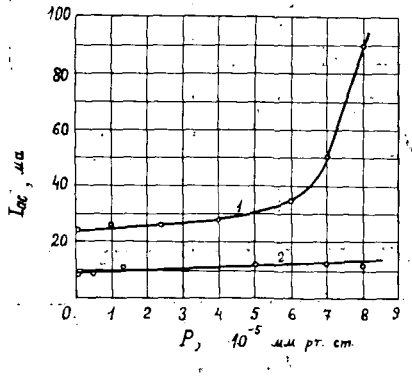


Рис.8. Зависимость порога возбуждения дрейфово-пучковой неустойчивости от давления газа, $W_1 = 150$ эв, H = 1300 э, L = 10 см:
1) диаметр пучка – 1 см, 2) диаметр пучка – 0,5 см.
При $p = 8 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. (в случае 1) $n_2/n_1 = 5 \div 6$. При большем давлении ($\frac{n_2}{n_1} > 5 \div 6$) ограничения (срыва) тока пучка не происходит.

от 0,5 ÷ 1 до 10 – 20 а, а энергия электронов пучка – от 250 эв до 1 кэв; плотность плазмы на выходе из источника была в 20 – 40 раз больше плотности пучка. В этих опытах (результаты которых приведены в [14, 16, 18] было показано следующее.

1. Дрейфово-пучковая неустойчивость не наблюдается, если не выполняется условие (12).

2. Если, вследствие какой-либо "сторонней" неустойчивости, отношение n_2/n_1 уменьшается так, что начинает выполняться условие (12), то это приводит к новой неустойчивости, по всем признакам похожей на описанную выше дрейфово-пучковую неустойчивость.

3. Одним из наиболее ярко выраженных эффектов этой новой неустойчивости является наблюдаемый (стохастический) нагрев ионов плазмы до температуры ~1 кэв. Это явление, как показано в [14], может быть с успехом использовано для заполнения магнитных ловушек плазмой с горячими ионами – путем пропускания через ловушку неустойчивого плазменного пучка. При объеме плазмы $\sim 10^4$ см^3 плотности горячих ионов со средней энергией $W_\perp = 1$ кэв составляют $\sim 10^{11}$ см$^{-3}$. На рис.9 показан характерный энергетический спектр быстрых ионов плазмы, созданный указанным способом в открытой ловушке с "минимумом B" (ловушка ПР-5 с шестью "стержнями Иоффе" [19]). Эффективность описываемого метода нагрева ионов плазмы характеризуется тем, что от электронов пучка к ионам переходит около 10% всей энергии пучка.

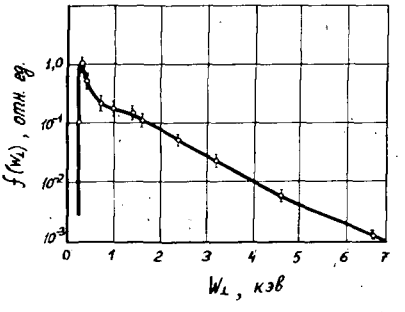


Рис.9. Энергетический спектр быстрых протонов, накопленных в ловушке с "минимумом B" из пропущенного по оси ловушки неустойчивого плазменного пучка [14]. Спектр снят через 1 мсек после выключения пучка. $W_\parallel = 1{,}1$ кэв, ток пучка $I = 15$ а, основное магнитное поле (в центре ловушки) $H_0 = 2700$ э, стабилизирующее поле "стержней Иоффе" (у стенки ловушки) $H_\perp = 2250$ э, $p = 1 \cdot 10^{-7}$ мм рт.ст. Спектр снят методом анализа энергетического распределения быстрых нейтралов перезарядки [20].

4. Вторым, не менее ярко выраженным, эффектом дрейфово-пучковой неустойчивости является уже отмечавшееся выше ограничение (срыв) тока электронного пучка.

5. Третьим эффектом является аномальный перенос заряженных частиц поперек магнитного поля с "коэффициентом диффузии", значительно превышающим известный коэффициент диффузии Бома (подробнее см. [18]).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, с целью моделирования дрейфовой ("универсальной") неустойчивости пространственно неоднородной плазмы проведен эксперимент

по исследованию дрейфово-пучковой неустойчивости, имеющей тот же самый физический механизм. Экспериментально показано, что превращение обычной пучковой неустойчивости в дрейфово-пучковую определяется фактором $k_\varphi u/a\omega_{He}k_z$ – тем же самым, который, согласно теории (с учетом замены u на $v_z = \omega/k_z$), определяет дрейфовую неустойчивость максвелловской плазмы. Правомерность указанного моделирования подтверждается результатами измерения порогов дрейфово-пучковой и обычной пучковой неустойчивостей. Эти результаты находятся в хорошем согласии с теорией. Проявлениями дрейфового механизма неустойчивости являются такие ярко выраженные эффекты, как ограничение (срыв) тока электронного пучка (как в среде положительных ионов, так и в плазме) и эффективный нагрев ионов плазмы до больших энергий. Что касается дисперсионных свойств изучавшихся неустойчивостей, то они соответствуют теоретическим соотношениям (6), (8), (10), подробнее об этом см. [15].

ЛИТЕРАТУРА

[1] КАДОМЦЕВ, Б.Б., Вопросы теории плазмы, вып.4, Атомиздат, 1964.
[2] МИХАЙЛОВСКИЙ, А.Б., Вопросы теории плазмы, вып.3, Атомиздат, 1963.
[3] Intern. Conference on Quiescent Plasmas, Frascatti, Italy, 1967.
[4] ВЕЛИХОВ, Е.П., ЖТФ 31 (1961) 180.
[5] МИХАЙЛОВСКИЙ, А.Б., ЖТФ 35 (1965) 1945; Атомная энергия 20 (1966) 103.
[6] БОГДАНКЕВИЧ, Л.С., ЛОВЕЦКИЙ, Е.А., РУХАДЗЕ, А.А., Ядерный синтез 6 (1966) 9, 175.
[7] БУДКЕР, Г.И., Атомная энергия 5 (1956) 9.
[8] BUNEMANN, O., Phys. Rev. 115 (1959) 503.
[9] ФАЙНБЕРГ, Я.Б., Атомная энергия 11 (1961) 313.
[10] НЕЗЛИН, М.В., СОЛНЦЕВ, А.М., ЖЭТФ 53 (1967) 437.
[11] ВЕДЕНОВ, А.А., ВЕЛИХОВ, Е.П., САГДЕЕВ, Р.З., УФН 73 (1961) 701.
[12] PIERCE, J.R., Journ. Appl. Phys. 15 (1944) 721.
[13] FREY, J., BIRDSALL, C.K., Journ. Appl. Phys. 37 (1966) 2051.
[14] НЕЗЛИН, М.В., СОЛНЦЕВ, А.М., ЖЭТФ 45 (1963) 840.
[15] НЕЗЛИН, М.В., ТАКТАКИШВИЛИ, М.И., ТРУБНИКОВ, А.С., ЖЭТФ 55 (1968) 3.
[16] НЕЗЛИН, М.В., ЖЭТФ 53 (1967) 1180.
[17] НЕЗЛИН, М.В., САПОЖНИКОВ, Г.И., СОЛНЦЕВ, А.М., ЖЭТФ 50 (1966) 349.
[18] НЕЗЛИН, М.В., СОЛНЦЕВ, А.М., ЖЭТФ 49 (1965) 1377; ЖЭТФ 48 (1965) 1237.
[19] ИОФФЕ, М.С., СОБОЛЕВ, Р.И., Атомная энергия 17 (1964) 366.
[20] ГОТТ, Ю.В., ТЕЛЬКОВСКИЙ, В.Г., ЖТФ 34 (1964) 2114.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С БЫСТРОЙ МАГНИТОЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ

А.И.ЕРМАКОВ и Н.И.НАЗАРОВ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР,
ХАРЬКОВ,
СССР

Abstract — Аннотация

INTERACTION OF AN ELECTRON BEAM WITH A FAST MAGNETOACOUSTIC WAVE. The authors investigate experimentally the interaction of an electron beam with a fast magnetoacoustic wave excited in a plasma by external, spatially periodic currents of high frequency ($f = 1.03 \times 10^7$ c/s). It is shown that when the condition $\omega - k_z v_0 + \omega_{He} = 0$ is fulfilled there is an effective interaction between the electron beam and the wave, which manifests itself as a sharp increase in the gas-kinetic pressure of the plasma and in X-ray emission and as a decrease in the high-energy electron current at the outlet of the system. It is shown that, as they acquire high perpendicular energies, about 30% of the electrons in the beam are held in the magnetic trap. The effective interaction between the electron beam and the wave lasts for about 7.5 μs and is followed by saturation of the diamagnetic signal; under certain circumstances strong u. h. f. emission from the plasma is observed, its frequency coinciding with the plasma electron frequency. From investigations of this emission it may be assumed that it is caused by a non-linear interaction of longitudinal Langmuir oscillations with the fast magnetoacoustic wave.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С БЫСТРОЙ МАГНИТОЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ. Проведено экспериментальное исследование взаимодействия электронного пучка с быстрой магнитозвуковой волной, которая возбуждалась в плазме с помощью внешних пространственно-периодических токов высокой частоты ($f = 1{,}03 \cdot 10^7$ гц). Показано, что при соблюдении условия $\omega - K_z V_0 + \omega_{He} = 0$ происходит эффективное взаимодействие электронного пучка с волной, что выражается в резком увеличении газокинетического давления плазмы, рентгеновского излучения и уменьшении тока энергичных электронов на выходе системы. Показано, что около 30% электронов пучка, приобретая большие перпендикулярные энергии, захватывается в магнитной ловушке. Эффективное взаимодействие электронного пучка с волной происходит в течение ~7,5 мксек, а затем наступает насыщение диамагнитного сигнала. При этом из плазмы в определенных условиях наблюдается сильное СВЧ-излучение, частота которого совпадает с плазменной электронной частотой. Проведенное исследование этого излучения позволяет предположить, что оно обусловлено нелинейным взаимодействием продольных ленгмюровских колебаний с быстрой магнитоэвуковой волной.

Взаимодействие электронных пучков с вынужденными высокочастотными колебаниями плазмы представляет большой интерес как для разработки новых методов нагрева плазмы, ускорения заряженных частиц, так и для выяснения физических процессов, происходящих при взаимодействии электронных пучков с плазмой. Прохождение электронного пучка через плазму приводит к развитию в ней колебательных неустойчивостей и к возникновению больших высокочастотных полей [1 – 3]. Обмен энергией между частицами пучка и электромагнитными полями этих колебаний приводит к значительному изменению первоначальной энергии пучка.

В магнитоактивной плазме при соблюдении условия:

$$\omega - k_z v_0 + \omega_{He} = 0 \qquad (1)$$

где ω – частота волны, k_z – ее волновой вектор вдоль магнитного поля, v_0 – скорость электронного пучка, ω_{He} – гирочастота электронов, происходит эффективное взаимодействие электронного пучка с волной. В данной работе приведены результаты экспериментального исследования взаимодействия электронного пучка с вынужденными колебаниями плазменного цилиндра в области частот, много меньших гирочастоты электронов и бо́льших гирочастоты ионов ($\omega_{He} \gg \omega > \omega_{Hi}$). Такие колебания называют быстрыми магнитозвуковыми волнами или "свистящими атмосфериками". Исследование возбуждения и распространения быстрых магнитозвуковых волн в плазменном цилиндре было проведено в работе [4].

Для ограниченной плазмы связь между частотой и волновым вектором этой волны дается следующим приближенным выражением:

$$\frac{k_z^2 c^2}{\omega^2} + \frac{1}{2}\frac{k_r^2 c^2}{\omega^2} = \frac{\Omega_e^2}{\omega\,\omega_{He}} \qquad (2)$$

где Ω_e – плазменная частота электронов, k_r – радиальное волновое число, определяемое граничными условиями. Комбинируя (1) и (2), находим резонансное значение магнитного поля, при котором происходит циклотронное взаимодействие электронного пучка с волной. При условии

$v_0 > \omega/k$ и $\left(\frac{v_0^2}{c^2}\Omega_e^2\omega\right)^2 \gg \left(\frac{k_r^2 v_0^2}{3}\right)^3$ выражение для резонансного поля имеет следующий вид:

$$H_{рез.} = 5.7 \times 10^{-8} \sqrt[3]{\frac{v_0^2}{c^2}\Omega_e^2\omega} \qquad (3)$$

Исследование взаимодействия электронного пучка с быстрой магнитозвуковой волной проводилось на установке, представляющей собой ловушку с магнитными пробками. Разрядная труба длиной ~2 м и диаметром 60 мм располагалась на оси длинного соленоида (рис. 1, усл. обозн. 1), с помощью которого создавалось квазистационарное магнитное поле пробочной геометрии. Водородная плазма создавалась высокочастотными токами, протекающими в возбуждающей катушке (рис. 1, усл. обозн. 3). Эти же высокочастотные токи возбуждали собственные колебания плазменного цилиндра в диапазоне частот $\omega_{He} \gg \omega \gg \omega_{Hi}$. Высокочастотный генератор работал на фиксированной частоте 10,4 Мгц. Импульсная мощность генератора – 300 квт. Электронная пушка, расположенная за магнитной пробкой, представляла собой обычную трехэлектродную систему. Такая пушка обеспечивала в электронном пучке ток до 10 а при энергии 15 – 25 кв. Длительность импульса инжекции могла плавно изменяться в пределах 10 – 100 мксек. Для устранения разброса величины тока пучка, вызванного тем, что для накала катода электронной пушки применялся переменный ток, момент инжекции пучка точно синхронизировался с определенной фазой тока накала. Плавное изменение момента инжекции пучка относительно фазы тока накала позволяло в некоторых пределах изменять перпендикулярную составляющую скорости электронного пучка на входе в магнитную ловушку.

Система дифференциальной откачки обеспечивала разрежение $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. в камере электронной пушки при давлении рабочего газа в разрядной камере $5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.

При изучении взаимодействия электронного пучка с электромагнитным полем быстрой магнитозвуковой волны проводились измерения энергетических спектров электронов пучка на выходе из системы, интенсивности рентгеновского излучения из плазмы, перпендикулярной составляющей газокинетического давления плазмы, плотности плазмы, и параметров распространения волны и СВЧ-излучения из плазмы.

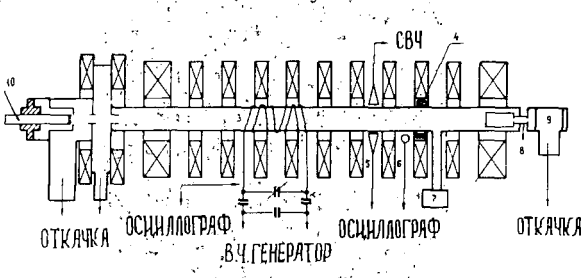


Рис.1. Схема установки:
1 – соленоид; 2 – разрядная труба; 3 – возбуждающая катушка; 4 – диамагнитный зонд; 5 – микроволновый тракт; 6 – магнитный зонд; 7 – детектор Rn; 8 – цилиндр Фарадея; 9 – электростатический анализатор.

Для измерения энергетического спектра на выходе системы вырезался узкий пучок электронов, идущих вдоль магнитного поля, и анализировался по энергиям электростатическим анализатором. Газокинетическое давление плазмы находилось по диамагнитным измерениям. Плотность плазмы измерялась микроволновым интерферометром на длине волны 8 и 4 мм. Поперечное СВЧ-излучение из плазмы принималось наружной антенной и по трехсантиметровому волноводному тракту подавалось в измерительную комнату. Использование запредельных волноводов позволяло наблюдать излучение в диапазоне 8 и 4 мм. Детектированный СВЧ-сигнал поступал на усилитель вертикального отклонения осциллографа ОК-17. Рентгеновское излучение из плазмы детектировалось пластическим сцинтиллятором и усиливалось фотоэлектронным умножителем. Энергия электронов, захваченных в магнитной ловушке, находилась из измерения ослабления рентгеновского излучения в алюминиевых фольгах. Ток пучка на выходе системы измерялся цилиндром Фарадея. Для измерения амплитуды переменных магнитных полей волны ($\tilde{H}_z$) и ее фазовой скорости применялись магнитные зонды, позволяющие измерять как абсолютное значение $\tilde{H}_z$, так и его распределение по радиусу вне плазмы. Зная распределение $\tilde{H}_z$ по радиусу вне плазмы, можно определить k_z, так как $\tilde{H}_z \sim K_0(k_z r)$, где K_0 – функция Макдональда.

Установлено, что при прохождении электронного пучка через плазму, в которой распространяется быстрая магнитозвуковая волна, происходит значительное увеличение диамагнитного сигнала (рис. 2). Такое увеличение диамагнитного сигнала происходит только при наличии высокочастотных полей в плазме. Инжекция электронного пучка после окончания ВЧ-импульса приводит только к незначительному увеличению диамагнитного сигнала, хотя плотность плазмы в эти моменты практически не изменяется. Подобная картина наблюдается и при измерении рентгенов-

ского излучения из плазмы. Таким образом, наличие высокочастотных полей в плазме приводит к увеличению взаимодействия электронного пучка с плазмой.

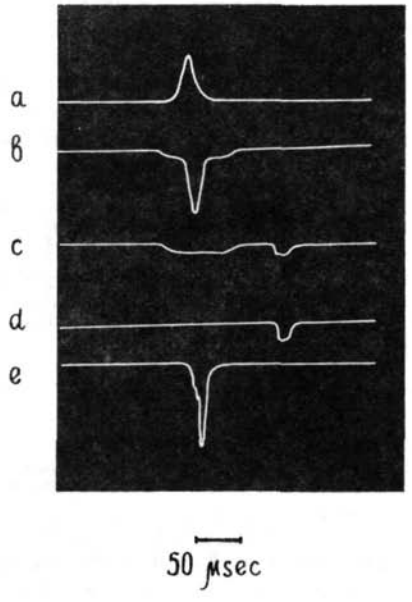


Рис.2. Осциллограммы:
a – магнитное поле волны ($\tilde{H}_z$); b и c – диамагнитный сигнал; d и e – интенсивность рентгеновского излучения.

На рис. 3 приведена зависимость приращения газокинетического давления плазмы и интенсивности рентгеновского излучения при взаимодействии электронного пучка с быстрой магнитозвуковой волной от величины магнитного поля. Видно, что nT и интенсивность рентгеновского излучения резонансным образом зависят от величины магнитного поля. Величина магнитного поля, при котором nT достигает масимального значения, находится в хорошем согласии со значением магнитного поля $H_{рез}$, вычисленным из (3) для измеренных значений плотности плазмы $5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ и $k_z = 1 \cdot 10$ см$^{-1}$. Поэтому можно предположить, что в данном случае действительно имеет место циклотронное взаимодействие электронного пучка с быстрой магнитозвуковой волной.

Измерение энергетического спектра электронов пучка на выходе из магнитной ловушки показывает, что при взаимодействии пучка электронов с плазмой происходит сильное размытие энергетического спектра электронов пучка. Кроме того, наличие высокочастотных полей волны приводит к резкому уменьшению тока энергетических электронов на выходе системы по сравнению со случаем, когда пучок проходит через плазму после снятия высокочастотных полей. Это объясняется, по-видимому, тем, что большая часть электронов пучка при взаимодействии с волной приобретает большую перпендикулярную составляющую скорости и захватывается в магнитной ловушке, что приводит к значительному росту диамагнитного сигнала и увеличению рентгеновского излучения из плазмы.

С ростом энергии пучка величина nT при взаимодействии электронного пучка с волной линейно возрастает.

Экспериментально измеренная эффективность взаимодействия электронного пучка с быстрой магнитозвуковой волной составляет 30%. Энергия захваченных электронов близка к энергии пучка, а их плотность достигает 10^{11} см$^{-3}$.

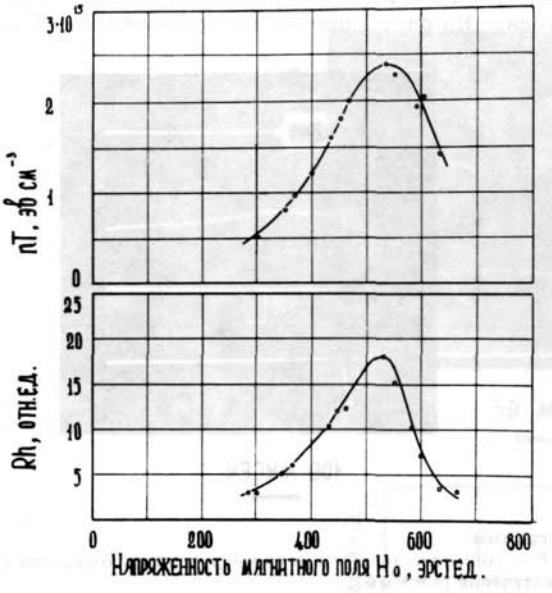


Рис.3. Зависимость nT и интенсивности рентгеновского излучения из плазмы от величины внешнего магнитного поля H_0.

При определенных условиях прохождение электронного пучка через плазму сопровождается сильным СВЧ-излучением из плазмы, в которой возбуждена быстрая магнитозвуковая волна. Если же инжекция электронного пучка проводится после окончания ВЧ-импульса, то СВЧ-излучение практически отсутствует (рис. 4). Таким образом, наличие в плазме магнитозвуковой волны является определяющим фактором для получения мощного СВЧ-излучения из плазмы. Интенсивность СВЧ-излучения сильно возрастает при увеличении энергии инжекции пучка.

На рис. 5 приведены осциллограммы запирания зондирующих СВЧ-сигналов (3 см и 8 мм) и излучение в этих диапазонах частот. Сопоставляя осциллограммы запирания зондирующих сигналов (а,г) и СВЧ-излучения из плазмы (в,с), находим, что частота наблюдаемого СВЧ-излучения совпадает с плазменной частотой электронов. Эти результаты позволяют предположить, что это СВЧ-излучение из плазмы обусловлено тем, что электронный пучок возбуждает в плазме ленгмюровские колебания, которые, рассеиваясь на неоднородностях плотности плазмы, созданных быстрой магнитозвуковой волной, излучаются в свободное пространство [5]. Возникновение СВЧ-излучения происходит при вполне определенных длительностях импульса инжекции и сопровождается заметным уменьшением диамагнитного сигнала (рис. 6).

Изменение ориентации приемного рупора не приводило к изменению амплитуды СВЧ-излучения. Это указывает на то, что излучение практически не поляризовано.

Проведенные исследования указывают на сильную зависимость СВЧ-излучения от перпендикулярной составляющей скорости электронного пучка на входе в магнитную ловушку. Изменение $v_\perp$ электронного пучка производилось вариацией фазы тока накала катода электронной пушки в момент инжекции. На рис. 7 приведена зависимость СВЧ-излучения на

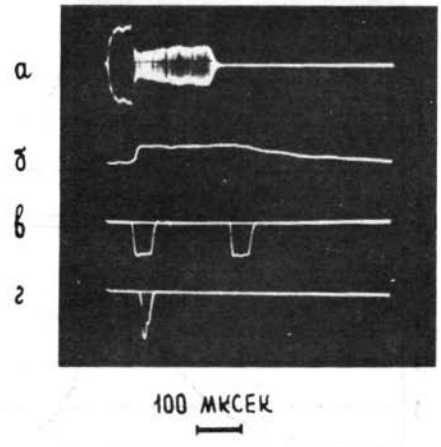


Рис. 4. Осциллограммы:
а – импульс ВЧ; б – запирание зондирующего микроволновго сигнала ($\lambda = 8$ мм); в – ток пучка; г – СВЧ-излучение ($\lambda = 8$ мм).

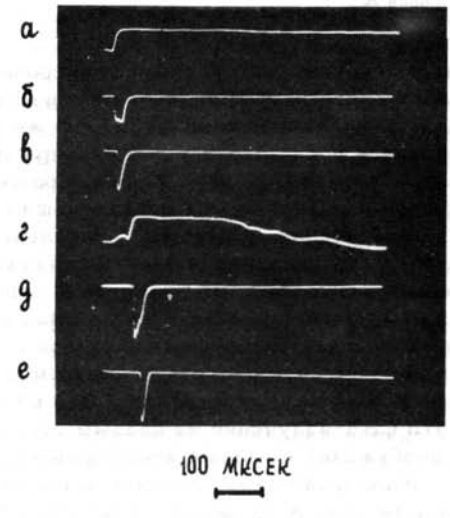


Рис. 5. Осциллограммы:
а и г – запирание зондирующих микроволновых сигналов с длиной волны 3 см и 8 мм; б и д – ток пучка; в – СВЧ-излучение на частоте 10 Ггц; е – СВЧ-излучение на частоте 32 Ггц.

$\lambda = 8$ мм от фазы тока накала. Видно, что излучение наблюдается в довольно узком интервале значений фазы тока накала. Так как интенсивность излучения зависит от уровня продольных колебаний плазмы, зависимость от фазы, по-видимому, указывает на то, что оптимальное возбуждение продольных колебаний плазмы электронным пучком происходит при вполне определенном значении $v_\perp$ электронного пучка на входе в магнитную ловушку [6].

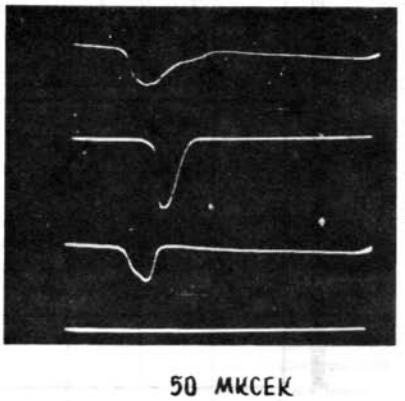


Рис.6. Осциллограммы:
а и в – диамагнитный сигнал;
б и г – СВЧ-излучение ($\lambda = 8$ мм).

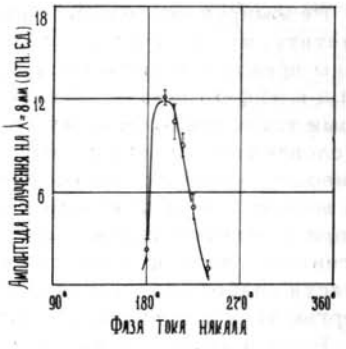


Рис.7. Зависимость СВЧ-излучения на частоте 37 Ггц от фазы тока накала.

На рис. 8 приведены зависимости интенсивности СВЧ-излучения, уровня низкочастотных шумов и газокинетического давления плазмы от тока пучка. Видно, что существует оптимальное значение тока пучка, при котором СВЧ-излучение из плазмы максимально. При увеличении тока пучка выше этого значения происходит резкое увеличение амплитуды низкочастотных шумов и уменьшение СВЧ-излучения и величины nT. Измерения частоты НЧ-колебаний ($f \sim 1{,}7 \cdot 10^6$ гц) позволяет отождествить эти продольные низкочастотные колебания с ионным звуком. Появление колебаний типа ионного звука приводит к тому, что в плазме невозможно получить ленгмюровские колебания большой амплитуды. Этим, по-видимому, можно объяснить резкое уменьшение СВЧ-излучения. Кроме того, появление колебаний типа ионного звука приводит к значительным потерям энергии из плазмы, о чем свидетельствует заметное уменьшение диамагнетизма плазмы.

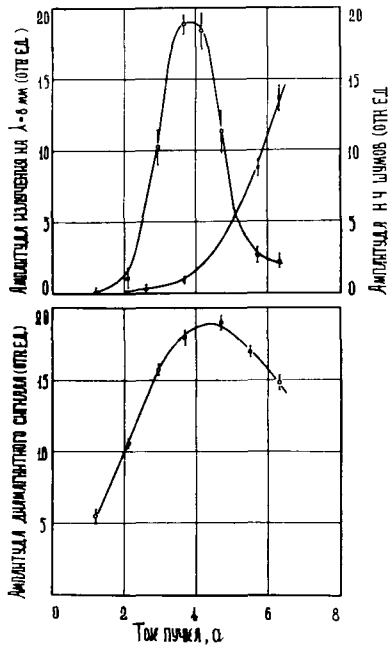


Рис.8. Зависимость СВЧ-излучения, низкочастотных шумов и диамагнитного сигнала от тока пучка.

Резюмируя приведенные выше экспериментальные результаты, можно отметить, что наличие высокочастотных полей быстрой магнитозвуковой волны приводит к увеличению взаимодействия электронного пучка с плазмой и к эффективному захвату электронов пучка в магнитную ловушку. Кроме того, при этом можно получить большие мощности СВЧ-излучения, обусловленного, по-видимому, трансформацией ленгмюровских колебаний на неоднородностях плотности плазмы, созданных быстрой магнитозвуковой волной. Этот факт нам представляется интересным, так как позволяет при соответствующем выборе параметров плазмы и величины внешнего магнитного поля произвести перекачку легковозбуждаемых колебаний из области слабого затухания в область сильного затухания и использовать энергию этих колебаний для нагрева плазмы.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Я.Б.Файнберга, К.Н.Степанова, В.Т.Толока, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко за участие в обсуждении результатов работы, а А.С.Лобко и Е.С.Хохлова за техническую помощь при проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] АХИЕЗЕР, А.И., ФАЙНБЕРГ, Я.Б., ЖЭТФ 21 (1951) 1261.
[2] ФАЙНБЕРГ, Я.Б., ХАРЧЕНКО, И.Ф.,и др., Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, Киев, изд-во АН УССР 2 (1963) 88 – 118.
[3] БЕРЕЗИН, А.К.,и др., Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, Киев, изд-во АН УССР 4 (1965) 129.
[4] НАЗАРОВ, Н.И., ЕРМАКОВ, А.И., и др., Ядерный синтез 3 (1963) 255.
[5] АХИЕЗЕР, А.И., АХИЕЗЕР, И.А., ПОЛОВИН, Р.В., СИТЕНКО, А.Г., Коллективные колебания в плазме, Атомиздат, Москва, 1964.
[6] СТЕПАНОВ, К.Н., КИЦЕНКО, А.Б., ЖТФ 31 (1961) 167.

EXCITATION OF OSCILLATIONS BETWEEN THE ION CYCLOTRON AND ELECTRON PLASMA FREQUENCY IN AN ION-BEAM GENERATED PLASMA*

W. DOMMASCHK
INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK, GARCHING, MUNICH,
FEDERAL REPUBLIC OF GERMANY

Abstract

EXCITATION OF OSCILLATIONS BETWEEN THE ION CYCLOTRON AND ELECTRON PLASMA FREQUENCY IN AN ION-BEAM GENERATED PLASMA. A helium ion beam propagating near the axis of a grounded metal cylinder with grounded grids at its ends penetrates neutral helium gas and generates a beam-plasma column. The beam-plasma is radially confined by a homogeneous magnetic field aligned parallel to the axis of the metal cylinder. The length of the plasma column, i.e. the distance between the two grids, is variable up to 100 cm and the diameter of the metal cylinder is 20 cm, whereas the beam diameter is about 2 cm. With neutral gas pressures in the range of about 10^{-4} Torr, beam energies of about 10 keV, beam currents of a few milliamperes and magnetic fields of some thousand gauss, oscillations with radial field amplitudes up to a few volts per centimeter in the megacycle range together with their lower "harmonics" are picked up by probes. The oscillation spectrum is more or less continuous, having apparent peaks at the "harmonic" frequencies. Oscillation amplitude measurements carried out along the plasma column with a movable probe, giving something like a standing wave envelope, and interference measurements between a fixed and a movable probe indicate phase velocities greater than the beam velocity. According to the dispersion diagram of a cold cylindrical beam-plasma these oscillations belong to a wave propagating between the fast cyclotron wave and the ω-axis in the ω-k-plane, i.e. to the electron plasma wave. Since this wave is stable in an infinitely long system, it is assumed that it be coupled to the unstable space charge wave by the axial boundary conditions of the finite beam plasma. This yields the desired instability and also a quantitative representation of the observed frequency spectrum.

1. INTRODUCTION

Up to now much work has been done on beam-plasma interaction with infinitely long beams of charged particles propagating parallel to a homogeneous magnetic field, but only a comparatively small number of papers dealing mainly with axially bounded beam plasmas are available. The inclusion of the corresponding boundary conditions should be of interest because in many beam-plasma experiments the wavelength is not small compared to the interaction length. In such cases the usual instability criteria are not valid. Finiteness effects were first taken into account by Pierce [1], who theoretically investigated a one-dimensional electron flow through a positive ion background between two conducting planes perpendicular to the flow direction. An experimental investigation of a bounded beam plasma generated by a single election beam was made by Nezlin et al. [2]. The oscillation spectrum found by these authors consists of a series of harmonics whose frequencies are proportional to the reciprocal beam-transit time and for which the interaction length is

* This work was performed under the terms of the agreement between the Institut für Plasmaphysik, Garching, and Euratom to conduct joint research in the field of plasma physics.

an integer multiple of half the wavelength. Theoretical evidence of this oscillation spectrum was given by Cotsaftis [3]. A number of other workers have also treated the finiteness problem, but as far as we are aware, all this work was concerned with electron beams rather than ion beams.

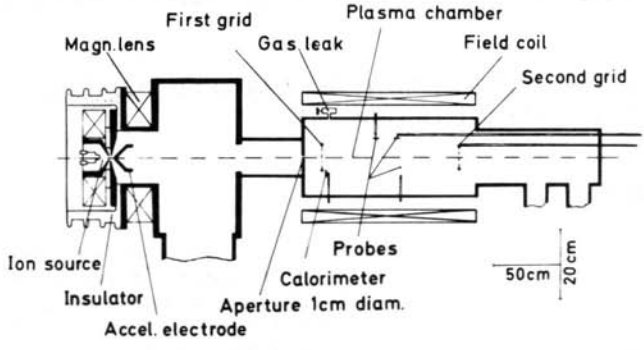


FIG. 1. Experimental arrangement.

2. EXPERIMENT

The results described in our present work were obtained with an ion-beam experiment shown in Fig. 1. Apart from some minor alterations, the experimental set-up is the same as that used earlier by Herrmann et al. [4, 5] to investigate the excitation of electron plasma oscillations in a hydrogen-beam plasma. Unlike these authors we worked with helium and used a finite magnetic field of up to 4 kG aligned parallel to the beam direction. The helium beam was extracted from a duoplasmatron ion source by an accelerating electrode. The beam was focused by a magnetic lens and entered the plasma chamber through an aperture 1 cm in diameter. Inside the plasma chamber and inside the homogeneous field range, the beam penetrated a 90% transparent grounded molybdenum grid, and at a distance variable up to 100 cm from the first grid it passed through a similar grounded grid before leaving the plasma chamber and the homogeneous field range. The beam current inside the interacting volume between the two grids was measured by a radially movable calorimeter. At a distance of about 60 cm from the entrance aperture, the calorimetrically measured beam diameter was about 2 cm, whereas the diameter of the plasma chamber was 20 cm. The neutral gas pressure inside the plasma chamber was stabilized by an automatically driven leak valve to prescribed values in the range 10^{-5} to about 10^{-4} torr. Typical values of the electron density in the beam plasma obtained by cavity measurements were in the range of about 10^{8} cm^{-3}. With beam energies in the range of 10 keV and beam currents of some mA the beam densities were of the same order of magnitude. The radial rf field was measured outside the beam by three azimuthally displaced plane probes and by a similar axially movable probe. Radially movable small-area probes and calorimeters were also used to measure the radial field amplitude and current distributions inside the beam.

3. RESULTS

The parameter range for which we found beam plasma oscillations of the type described is characterized by $\omega_{ci} \approx \omega \ll \omega_{pe} \ll \omega_{ce}$ and by phase velocities which are larger than the helium ion beam velocity and even larger than the velocity of the fast cyclotron wave of the beam. Here $\omega_{pe}, \omega_{ci}, \omega_{ce}$ are the electron plasma frequency, the helium ion cyclotron frequency, and the electron cyclotron frequency, respectively. A typical oscillation spectrum displayed on a Hewlett-Packard spectrum analyser with logarithmic ordinate is shown in Fig. 2. Although the maxima are

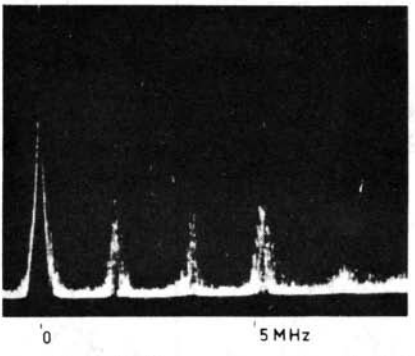


FIG. 2. Oscillation spectrum excited by He^+ beam. Beam energy 12.5 keV, current 4 mA, magnetic field 2 kG, neutral pressure 10^{-4} torr, distance between grids 100 cm.

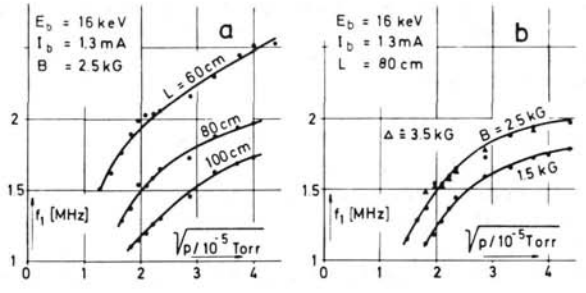


FIG. 3. Observed fundamental frequency f_1 as a function of the square root of the pressure p for different parameter values. L = distance between grids, B = magnetic field, E_b = beam energy, I_b = beam current.

almost equally spaced in this picture, this was not always true. In some cases, slight but apparent deviations from this harmonic-like spacing were observed. In many cases, the first three "harmonics" had apparently larger amplitudes than the higher ones. In Fig. 3 the observed fundamental frequency f_1 corresponding to the first oscillation maximum in the spectrum is shown as a function of the square root of the pressure with the distance L between the grids and the magnetic field as parameters. For small pressures the frequency tends to increase in proportion to the square root of the pressure, indicating proportionality between plasma density and neutral gas pressure. For higher pressures the curves decrease from proportionality, thus indicating that collisional beam losses become

important. In all cases, the oscillation amplitudes assumed their maximum values at pressures from 5×10^{-5} to 1.5×10^{-4} torr. The maximum radial electric field amplitudes amounted to a few V/cm at the beam edge. For higher pressures outside the range shown in Fig. 3 the oscillations ceased very quickly. This may be due to increasing collisional damping which then overcomes the instability. For lower pressures the oscillations ceased at about the ion cyclotron frequency. As can be seen in Fig. 3a and again in Fig. 5, the frequency decreases clearly with increasing L.

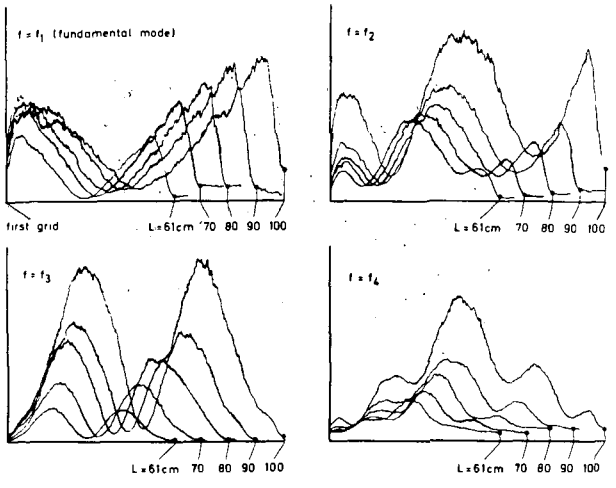


FIG. 4. Observed oscillation amplitude as a function of the axial distance from the first grid at frequencies f_n. Curve parameter L denotes distance of second grid, f_n = centre frequency of nth oscillation maximum in the spectrum, bandwidth $\approx (f_{n+1} - f_n)/2$, He^+ beam direction from left to right, beam energy 12.5 keV, magnetic field 2.1 kG, neutral pressure 8×10^{-5} torr.

This means that the finiteness of the system is essential for this type of oscillation. The dependence on the magnetic field parameter in Fig. 3b shows that the frequency increases with increasing magnetic field until it reaches some saturation value which still depends in the same way on the pressure. This may be explained by the fact that the radial plasma losses decrease for increasing magnetic field. Thus plasma density and oscillation frequency increase until the radial losses become negligibly small relative to the constant axial losses. The dependence on beam energy and current was also investigated. Definite results however cannot be given since a change in these parameters influenced the beam current distribution profile inside the plasma chamber in an uncontrollable way. All that can be said at the moment is that an increase in the beam energy at constant beam density seems rather to decrease than to increase the frequency. Figure 4 represents on a linear scale the observed oscillation amplitudes at the "harmonic" frequencies f_n as functions of the axial probe position between the two grids and with L as a parameter. The bandwidth was chosen here about half the frequency difference between two neighbouring "harmonics". As can be seen, every f_n has its own characteristic amplitude pattern. If L is changed, the patterns change continuously in magnitude but their principal form remains unchanged. The same

feature was also observed upon change of the other parameters, provided that a definite frequency spectrum was present. Phase measurements between azimuthally displaced probes showed that the oscillations had rotational symmetry. Similar measurements between a fixed and an axially movable probe yielded different phases between two neighbouring maxima. Therefore, the electric fields of at least the lower modes with frequencies f_n have approximately either odd or even parity which alternates corresponding to the odd or even index n. Thus for the fundamental mode (Fig. 4a) the smallest observable axial wave number $k_\parallel$ is approximately π/L, for the higher modes this wave number is given by π/d, where d is the distance between two neighbouring maxima or minima. The frequencies f_1 to f_3 corresponding to the different L values in Figs 4a to 4c are marked by the experimental points in Fig. 5. As can be seen from this figure, the frequencies f_n depend almost linearly but not proportionally on 1/L. The deviations from proportionality may be explained by the fact that the plasma density is diminished when L decreases because the plasma generation rate along L decreases relative to the plasma losses.

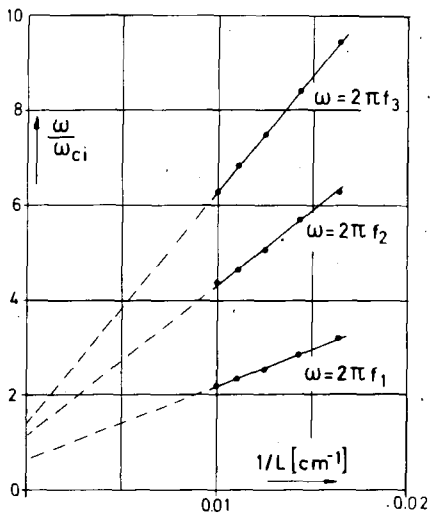


FIG. 5. Observed frequencies f_n as functions of the reciprocal distance 1/L between the grids. Beam energy 12.5 keV, magnetic field 2.1 kG, neutral pressure 8×10^{-5} torr.

4. COMPARISON WITH THEORY

The phase velocities corresponding to the observed frequencies and wave numbers were in all cases still small relative to the velocity of light. The frequencies were also small relative to the lowest cavity mode of our plasma chamber. Therefore, the electrostatic longitudinal wave approximation is applicable in our case. This leads, for cylindrically symmetric oscillations of the potential Φ in a homogeneous beam plasma, to the well known Bessel function solution [6]:

$$\Phi \sim J_0(\rho k_\perp) e^{i(k_\parallel z - \omega t)} \qquad (1)$$

where $k_\perp$ is the radial wave number, related to the axial wave number $k_\parallel$ and frequency ω by:

$$k_\parallel^2 \epsilon_\parallel + k_\perp^2 \epsilon_\perp = 0 \tag{2}$$

Here $\epsilon_\parallel$, $\epsilon_\perp$ are the relative dielectric constants of the plasma parallel and normal, respectively, to the magnetic field direction. In the case of a beam plasma consisting of ions moving with constant velocity, cold ions, and cold electrons, these are given by:

$$\epsilon_\parallel \approx 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - k_\parallel v_b)^2} \tag{3a}$$

$$\epsilon_\perp \approx 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} - \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - k_\parallel v_b)^2 - \omega_{ci}^2} \tag{3b}$$

Here ω_{pi}, ω_{pb} are the plasma frequencies of ions and beam ions, respectively. The ion cyclotron frequency ω_{ci} is equal for beam and plasma ions, and v_b is the beam velocity. The assumptions $\omega_{pi} \ll \omega_{pe}$ and $\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$ made in Eq.(3) are valid in our case. Since $k_\perp$ is constant for a cylindrical waveguide completely filled with the beam plasma, the dispersion equation is in this case already given by Eq.(2). Calculations carried out with the full dispersion equation of a homogeneous beam plasma which fills the waveguide only partially gave different but also nearly constant values for $k_\perp$ in the cases of interest here. Since our real beam plasma is not homogeneous and has no definite radius, we use the simple relation (2) and adjust $k_\perp$ properly instead of using a more complex equation where we would have to juggle with the radius. In this sense, we solved Eq.(2) for parameter values corresponding to the experimental conditions in Figs 4 and 5. In the ω, $k_\parallel$ diagram in Fig. 6, the experimental dependence between the smallest observable wave number and the frequency taken from Figs. 4 and 5 is compared with this solution. $k_\perp$ had to be adjusted in this case to the reasonable value 1.6 cm^{-1} to give the best fit to the experimental values. This shows that the smallest wave numbers observed in the oscillation patterns in Fig. 4 belong to the electron plasma wave, which, in our dispersion diagram, is also the wave with the smallest wave number for a given ω. This wave is stable, however, and cannot explain the instability. If we exclude the possibility that fast electrons or the inhomogeneous plasma density distribution made the wave itself unstable, then another form of excitation is still possible. Since the space-charge waves in our diagram have complex ω for real $k_\parallel$, one of them is unstable and could drive the other waves if a coupling mechanism between the waves exists. This coupling is provided by the axial boundary conditions, which require that the oscillating potential be zero in both grid planes and that the three vector components of the velocity perturbation and the density perturbation of the beam be zero in the first grid plane. As is well known, such a boundary value problem can be solved when the potential, the beam velocity, and density perturbation are represented as linear combinations of elementary wave expressions similar to Eq.(1), containing for a fixed ω the six possible values of $k_\parallel = k_\parallel(\omega)$ allowed by the dispersion equation (2) and corresponding higher radial modes. If N

is the number of radial modes, then the condition that the mean square of every linear combination be a minimum in the corresponding boundary plane leads to 6N equations for 6N unknown amplitudes. Since the right-hand sides of all equations are zero, the determinant must vanish in order that the amplitudes can be different from zero. If a root ω of the determinantal equation has a positive imaginary part, then this denotes a self-excited oscillation of the bounded system. To investigate the possibility of such an excitation, we greatly simplified the boundary value problem.

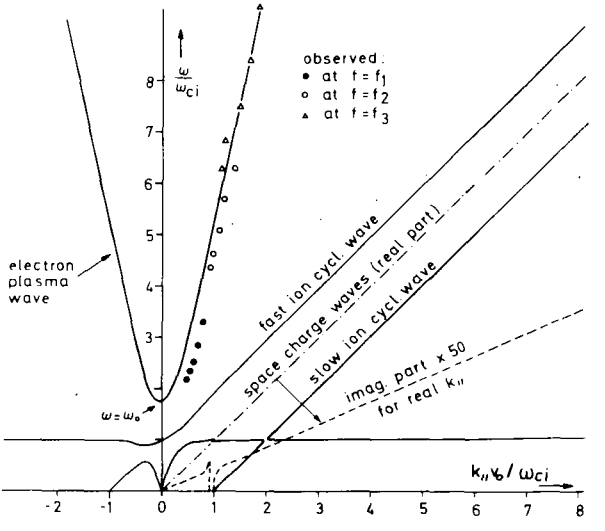


FIG.6. Dispersion diagram for cylindrical ion beam plasma and experimental results. Exp. values obtained with He^+ beam energy 12.5 keV, beam current 2.2 mA, magnetic field 2.1 kG, neutral pressure 8×10^{-5} torr. Diagram calculated for electron density 1.2×10^{8} cm^{-3}, beam ion density = plasma ion density 6×10^{7} cm^{-3}, radial wave number 1.6 cm^{-1}, beam velocity and cyclotron frequency corresponding to exp. values.

We neglected the higher radial modes, the cylotron waves and the boundary conditions for the radial and azimuthal beam-velocity perturbations. We therefore took only a combination of the two electron plasma waves and the two space charge waves. The electron plasma waves were approximated by $k_{\parallel} \approx \pm \omega k_{\perp}/\omega_{pe}$ and the space charge waves by $k_{\parallel} v_b \approx \omega(1 \pm i\omega_{pb}/\omega_{pe})$. In fact, with our parameters this yielded roots for the frequency with small positive imaginary parts indicating instability and with nearly equidistant real parts given by:

$$f_n \approx n \frac{\omega_{pe}}{2L\, k_{\perp}}; \qquad n = 1, 2, 3 \ldots . \tag{4}$$

in cycles per second. With $\omega_{pe}/k_{\perp}$ corresponding to the experimental conditions of Figs 5 and 6, the f_n values from Eq.(4) differ by less than 25% from the f_n values in Fig. 5. Equation (4) agrees also with Fig. 3 since, at lower pressures, ω_{pe} in Eq.(4) increases in fact with the square root of the pressure and it does not depend on the magnetic field when the

plasma losses remain constant. It should be noted that Eq.(4) describes a much different effect than that described by other authors [2, 3] for electron beams, where in contrast to our results the frequency increased linearly with the beam velocity. From the strong simplifications used here it should be expected that still more exact results would have been obtained if we had also taken the cyclotron waves into account and used in the vicinity of $\omega = \omega_0 = (\omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2 + \omega_{pb}^2)^{\frac{1}{2}}$ a more careful approximation of the electron plasma waves.

REFERENCES

[1] PIERCE, I., J. appl. Phys. 15 (1944) 721.
[2] NEZLIN, M.V. et al., Sov. Phys. JETP 23 (1966) 232.
[3] COTSAFTIS, M., Rep. EUR-CEA-FC-404 (1966).
[4] HERRMANN, W. et al., Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 535.
[5] HERRMANN, W., Rep. IPPCZ-91 (1967) 62.
[6] BRIGGS, R.J., Electron-Stream Interaction With Plasmas, M.I.T. Press, Cambridge, Mass. (1964).

PLASMA-CYCLOTRON INTERACTION IN A SYMMETRICAL DOUBLE BEAM SYSTEM

D. HANDEL AND G. MÜLLER
INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK, GARCHING, MUNICH,
FEDERAL REPUBLIC OF GERMANY

Abstract

PLASMA-CYCLOTRON INTERACTION IN A SYMMETRICAL DOUBLE BEAM SYSTEM. An electron beam of density 2×10^7 to 6×10^8 cm^{-3} having an energy up to 1.5 keV and a 2×3 mm cross-section is shot along the axis of a 160 cm long stainless-steel tube with a diameter of 17 cm, which is immersed in a homogeneous B-field that is variable up to 1500 G. An end plate at floating potential reflects the beam. An instability at half the electron cyclotron frequency $(1/2)\ \omega_e$ is excited by the coupling of the space charge wave of the primary beam with the fundamental cyclotron wave of the counterstreaming reflected beam, and vice versa. Signals of $(1/2)\ \omega_e$ and harmonics of $(1/2)\ \omega_e$ up to the 30th order are observed in the frequency range 0.1 to 10 GHz as either x-band radiation received by a wave guide in the vacuum chamber or as HF-voltage fluctuations on the reflector plate or on coaxial probes located at the edge of the beam. These waves are observed only if the beam system is a multiple number of wavelengths long and the background gas pressure is less than 10^{-4} torr so that no secondary plasma is built up by beam-plasma interaction. Measurements of wavelength and phase velocity (approximately 10% less than the beam velocity) are made in a wide range of B-field and beam energy. Collisionless damping of the waves is observed if the wavelength is less than approximately five times the Debye length of the beam plasma. The dependence of the damping on the beam density and on the beam temperature is investigated.

The generation of the n $\omega_e/2$ harmonics is thus understood as a non-linear effect rather than an interaction of the plasma wave with harmonic cyclotron waves.

1. INTRODUCTION

In recent years several wave-coupling mechanisms leading to instabilities have been studied in electron beam plasmas. In most cases these instabilities are of relatively simple types compared with instabilities occurring in other plasma devices. They are, however, of general interest for plasma physics and of great importance for the production and confinement of nuclear fusion plasmas. One of the most intensely investigated subjects in this field is the beam-plasma interaction. As a result of strong wave-coupling mechanisms this phenomenon causes large energies to be transferred from the beam to the plasma, thus producing a hot and dense plasma [1-3].

This paper deals with a special wave-coupling mechanism which occurs in a system of two interacting electron beams in a uniform magnetic field, the velocities of which are in opposite directions. In such a system of finite radial extent, longitudinal space-charge waves are able to couple with transverse cyclotron waves, which leads to the excitation of unstable waves propagating along the beam with a frequency of

$$\omega \approx \frac{\omega_e}{2} \tag{1}$$

and a wavelength according to

$$k_{\parallel} U_0 \approx \frac{\omega_e}{2} \tag{2}$$

* This work was performed under the terms of the agreement between the Institut für Plasmaphysik GmbH, Munich-Garching, and Euratom to conduct joint research in the field of plasma physics.

(U_0 = beam velocity, $k_{\parallel}$ wave number parallel to B, ω_e = electron cyclotron frequency) when the beams are symmetric and the plasma frequency $\omega_p \ll \omega_e$.

Plasma cyclotron instabilities have been investigated by several authors and in different experimental beam-plasma configurations [4-7]. In an electron cyclotron heating experiment with mirror magnetic field, instabilities were also observed in the form of axial electron loss bursts accompanied by microwave signals at a frequency of $\omega_e/2$ [9]. The following experimental investigations deal with the excitation and stabilization mechanisms of plasma cyclotron waves. Spontaneous wave excitation was found in a magnetic field between approximately 70 and 1500 G at beam densities larger than 10^7 electrons cm^{-3} and with various background gases at pressures between the base pressure of the apparatus of about 4×10^{-7} torr and 10^{-4} torr. Wave signals at frequencies of $\omega_e/2$ and at harmonics of $\omega_e/2$ up to the 30th order were observed in the frequency range from 100 MHz to 10 GHz. It is observed that there is collisionless damping of the waves which causes the wave excitation to stop if the wavelength of the fundamental wave at $\omega_e/2$ is less than approximately five times the beam-plasma Debye length. With strong damping, resonance excitation of the waves at frequencies $n\omega_e/2$ is observed if the beam system length is an integer multiple of half the fundamental wavelength. Standing wave patterns along the beam system are also observed from which wavelengths can be measured [4]. From the experimental results it must be concluded that plasma cyclotron waves are excited only by coupling of the space charge wave of the one beam with the fundamental cyclotron wave of the counterstreaming second beam, and vice versa. The generation of waves at harmonics of $\omega_e/2$ must be understood as a non-linear effect rather than wave interaction of the plasma wave with harmonic cyclotron waves.

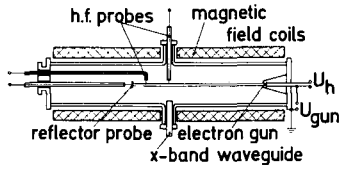


FIG. 1. The electron-beam interaction tube.

2. EXPERIMENTAL ARRANGEMENT

The experimental set-up is sketched in Fig. 1. An electron beam of about 2 mm in diameter with energies variable up to 1500 eV and with currents up to 20 mA passes along the axis of a large-diameter stainless-steel tube in a uniform magnetic field. This beam starts from the electron gun at one end of the tube and is reflected by a negatively biased plane endplate. The working gas pressure (in most cases helium was used), which is variable down to the base pressure of the apparatus of about 4×10^{-7} torr, is so small under most experimental conditions that the beam properties, such as energy distribution, density or beam profile, do not vary along the beam system. When the voltage of the endplate is more

negative than its floating potential, the beam reflection is perfect and the two counterstreaming and penetrating beams can be considered optimally symmetric. The reflector plate is movable in the axial direction in order to vary the beam interaction length. The wave frequency signals are picked up by the reflector plate, by several coaxial probes movable along the beam or radially to it, and by an X-band microwave horn. A spectrum analyser and an X-band radiometer were used as receivers.

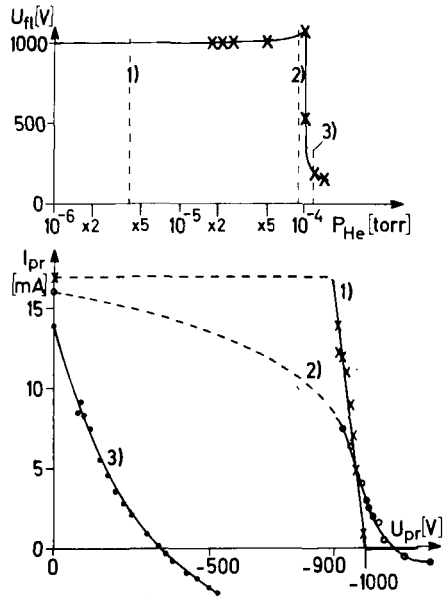


FIG.2. Floating potential of the reflector plate as a function of He gas pressure (upper half) and current-voltage characteristics at various gas pressures (bottom half) 1) $p = 4 \times 10^{-6}$ torr; 2) $p = 9 \times 10^{-5}$ torr; 3) $p = 1.2 \times 10^{-4}$ torr; $B = 1060$ G; beam energy: 1 keV.

3. BEAM PARAMETERS

The reflector endplate (see Fig. 1) was also used as a Langmuir probe to measure beam density and beam electron velocity spread due to current voltage characteristics.

When the background gas pressures were varied between the base pressure of the apparatus and about 4×10^{-5} torr in helium, a beam-energy spread of about 1 eV was measured which does not vary along the beam, or with varying B-field, or with beam density. The floating potential of the endplate was found to agree with the beam acceleration voltage and does not depend on the density of the secondary plasma, created by the beam itself. The plasma density, which was measured from the ion flux density to the endplate, increases approximately linearly with the gas pressure and the beam current density in this pressure range.

At higher gas pressures above $P \approx 4 \times 10^{-5}$torr in helium, thermalization of the beam electrons was observed which increases with the gas pressure and the B-field. With growing thermalization the floating potential increases to values larger than the beam acceleration voltage. This situation shown in Fig. 2 can be understood as the onset of a strong beam-

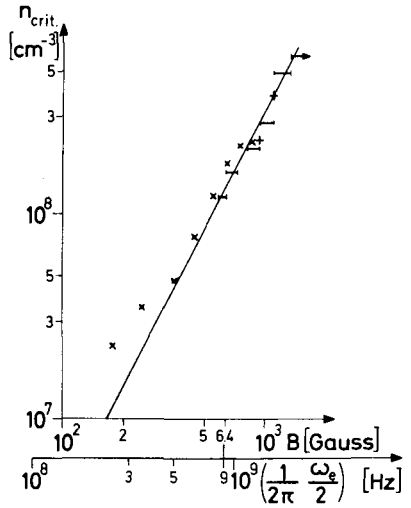


FIG.3. Minimum beam density versus B-field, beam length: 60 cm; He gas pressure: $p = 5 \times 10^{-5}$ torr; beam energy: 1 keV; electron-energy spread: $\simeq 1$ eV.

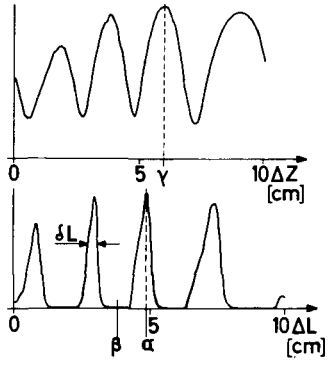


FIG.4. Plasma cyclotron wave amplitudes for strong damping as a function of beam length L (bottom), and standing wave patterns along the beam (top), receiver frequency at $(1/2\pi)(\omega_e/2) = 380$ MHz; B: 270 G; beam system length: L = 50 - 60 cm; probe position Z: Z = 35 - 45 cm.

plasma interaction [3]. The floating potential increases with the thermalization up to a maximum at a critical pressure above which the beam changes its properties and generates a dense and hot plasma.

4. EXPERIMENTAL RESULTS

The spontaneous excitation of plasma cyclotron waves at frequencies $\omega_e/2$ and at harmonics of $\omega_e/2$ was investigated in a magnetic field range between approximately 70 G and the maximum available field of 1500 G, at

receiver frequencies up to 10 GHz and for various beam parameters. The wave amplitudes do not depend strongly on the beam system length between a few wavelengths and 100 cm, nor on the secondary plasma density, nor the pressure of various background gases as long as the beam plasma interaction is weak and the beam can be considered cold (see section 3, [8]). In agreement with previous experimental results [4, 5], the plasma cyclotron waves are subjected to collisionless damping, by which the waves are damped out when the wavelength λ_1 of the fundamental wave approaches the beam-plasma Debye length λ_D.

The damping was found to be a function of

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_D} = \frac{\omega_p}{\omega_e/2} \frac{U_0}{U_{th}} \tag{3}$$

obtained with Eq. (2) and $\lambda_D = 2\Pi\ U_{th}/\omega_p$, where ω_p is the beam-plasma frequency and U_{th} is the velocity spread of the beam electrons. At values of $\lambda_1/\lambda_D \lesssim 5$ the damping exceeds the wave growth rate so that no wave excitation is possible. This condition could be verified for wave excitation in a large range of B-field, beam density, and beam energy. At fixed beam energy and beam-energy spread the measured minimum beam density above which plasma cyclotron waves can be sustained is proportional to B^2, and there is an upper limit to the B-field beyond which spontaneous wave excitation stops at constant beam parameters (Fig. 3, see also Fig. 7).

The excitation of plasma cyclotron waves at frequencies $\omega_e/2$ is always accompanied by waves at harmonics of $\omega_e/2$ [7]. When the fundamental wave was damped out, the entire wave spectrum disappeared and there was no time at which harmonic waves could be observed without the fundamental wave. With strong damping, waves could only be excited at beam-system lengths which were an integer multiple of half the wavelength of the wave with the fundamental frequency $\omega_e/2$ (Fig. 4, bottom). This can be understood as amplification of the wave excitation when reflections of the waves at the axial bounds of the beam are considered and the reflected waves are in phase with the primary ones. The larger the collisionless damping, the narrower is the resonance excitation width δL (Fig. 4) and it broadens with increasing λ_1/λ_D until approximately continuous wave excitation is obtained. Such wave-excitation resonances are also observed when the wavelength is varied, e.g. by varying the B-field or the beam energy according to Eq. (2) [10]. At endplate positions of maximum wave amplitude (e.g. at position α in Fig. 4, bottom) standing waves along the beam are observed. These can be detected by a coaxial probe moved in the axial direction along the beam edge (Fig. 4, top). Wavelengths measured from standing wave patterns [4] and from resonance excitation patterns agree with another at receiver frequencies $\omega_e/2$ [10].

Measurements of the wave excitation resonances at receiver frequencies $\omega_e/2$ and at harmonics of $\omega_e/2$ always yield wave amplitude patterns in which the distance between adjacent amplitude maxima is half the wavelength of the fundamental wave. This is shown by the resonance excitation patterns in Fig. 5, which were measured at frequencies $\omega = n\omega_e/2$ with $n = 1, 2, 3,$ and 4. The HF signals were picked up by a probe at a fixed position at the beam edge near the electron gun, and the beam-system length was varied between 50 and 60 cm. This experimental result does not

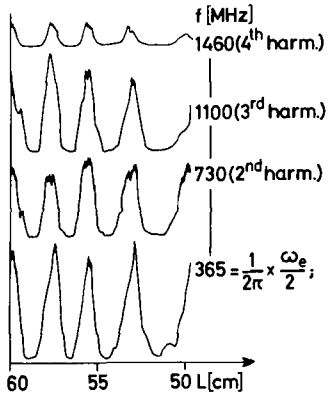


FIG. 5. Harmonic plasma cyclotron wave amplitudes vs the beam length at receiver frequencies $\omega = n\omega_e/2$, B-field: 260 G.

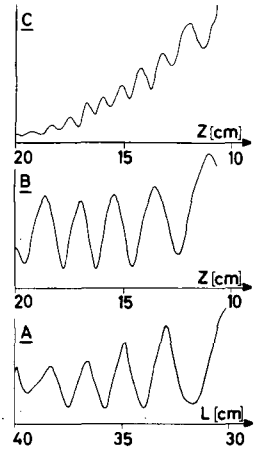


FIG. 6. Plasma cyclotron wave amplitudes vs beam length L at a receiver frequency $f_1 = (1/2\pi)(\omega_e/2) = 470$ MHz (A) and standing wave patterns (probe position Z) at f_1 (B) and at the second harmonic $f_2 = 940$ MHz (C).

mean that the harmonics have the same wavelength as the fundamental wave, but it must be understood that the excitation of all harmonic waves is only possible when the standing-wave condition is fulfilled for the fundamental wave. Standing-wave patterns measured at receiver frequencies $n\omega_e/2$ (Fig. 6) yield wavelengths of harmonic waves according to $\lambda_n = \lambda_1/n$, where n is the harmonic number and λ_1 the wavelength of the fundamental wave with the frequency $\omega_e/2$.

From these results, we must conclude that in our experiment only the fundamental plasma cyclotron waves are excited. The generation of waves at harmonics of $\omega_e/2$ is thus understood as a non-linear coupling effect rather than as the result of an interaction of the space-charge wave with harmonic cyclotron waves.

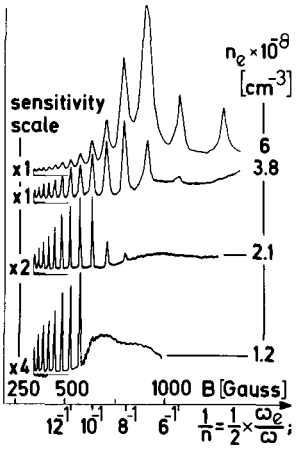


FIG. 7. Radiation spectra at $\omega = n\omega_e/2$ at constant receiver frequency of 9.2 GHz, with varying B-field.

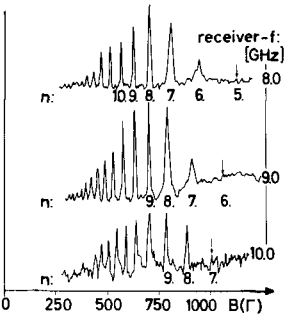


FIG. 8. X-band radiation spectra at harmonics of $\omega_e/2$ received at frequencies 8.0, 9.0, and 10.0 GHz, beam energy: 1200 eV; beam density: $n_e \simeq 3\times10^8$ cm^{-3}; beam length: 80 cm; $P_{He} = 1.4\times10^{-5}$ torr, $n = 2\omega/\omega_e$ (harmonic order).

This interpretation could also be confirmed by investigating the spontaneous excitation of high-harmonic plasma cyclotron waves. Figure 7 shows such wave frequency spectra received with a microwave radiometer at a constant receiver frequency of 9.2 GHz as a function of the B-field. Microwave signals of harmonics of $\omega_e/2$ up to the 30th order could be observed in the X-band frequency range under optimum wave excitation conditions. The spectra were not different when the microwave oscillations were picked up by a small coaxial probe in the beam or by a microwave horn outside the beam plasma. The wave frequency spectra in Fig. 7 terminate at maximum B-field B_{max} which is proportional to $\sqrt{n_e}$, where n_e is the beam electron density. B_{max} does not depend on the receiver frequency or on the order of the harmonics at which the wave signals are received for fixed beam parameters as is shown by the radiation spectra of Fig. 8. The measured values B_{max} and n_e at which the frequency spectra at harmonics of $\omega_e/2$ disappear agree with B_{max} and n_e at which the fundamental plasma cyclotron waves are damped out owing to collisionless damping as long as the remaining beam system parameters are constant.

This can be shown by Fig. 3. Here the points marked by crosses were measured at receiver frequencies of $\omega_e/2$. The values indicated by bars were measured from X-band radiation spectra at high harmonics of $\omega_e/2$, the width of the bars being governed by the B-field range from one harmonic to the next inside which the radiation spectra disappear.

The authors wish to thank Dr. W.H. Kegel and Dr. Th.C. Simonen for valuable discussions.

REFERENCES

[1] FAINBERG, Ya.B., Int.Symp.on Beam-Plasma Interactions, Prague, 1967 Res.Rep. No. IPPCZ-91 (1967).
[2] APEL, I.R., Phys.Rev.Lett. 19 (1967) 744.
[3] HERRMANN, W., Z.Naturf. 21a (1966) 2033.
[4] ETIEVANT, C., PERULLI, M., Ionization Phenomena in Gases, (Proc.6th Int.Conf. Paris, 1963), 3 (1964) 209.
[5] MAXUM, B.J., TRIVELPIECE, A.W., J.appl.Phys. 36 (1965) 481.
[6] LANDAUER, G., MÜLLER, G., Phys.Lett. 23 (1966) 555.
[7] OLIVAIN, J., Report CEA-R 3075; EUR.3088-f (1966).
[8] MÜLLER,G., LANDAUER, G., Phenomena in Ionized Gases, (Proc.8th Int.Conf.Vienna, 1967), Contributed Papers, Vienna (1968) 390.
[9] ARD, W.B., DANDL, R.A., STETSON, R.F., Physics Fluids 9 (1966) 1498.
[10] MÜLLER, G., NATO Advanced Study Institute on Plasma Waves in Space and in the Laboratory, Røros, Norway (April 1968).

DISCUSSION

H. MOTZ: We have done similar experiments at Oxford and we do not agree with the conclusion that the harmonics of the half cyclotron frequency do not exist separately and are a non-linear effect. We find them when the lowest one is damped. Standing wave patterns must be interpreted with care since there exist many wave series of different physical origins.

G. MÜLLER: Our experiments were conducted in a symmetrical beam system and only under conditions of strong damping. Under these conditions we have invariably observed that the whole plasma cyclotron wave spectrum stops when the fundamental wavelength approaches the beam-plasma Debye length. Our interpretation of the excitation mechanism of harmonic plasma cyclotron waves has not been obtained from measurements of standing waves only, but also from resonance excitation measurements of the waves at frequencies $n\omega_e/2$ (Fig. 5) and from the damping of the harmonic waves up to a high order (Figs 3 and 7). From Fig. 8 it can be seen that the damping out of the harmonic waves does not depend on the order of the harmonic, but only on the damping of the fundamental wave.

THIRD INTERNATIONAL CONFERENCE ON PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED NUCLEAR FUSION RESEARCH

HELD AT NOVOSIBIRSK, USSR, 1 - 7 AUGUST 1968

PROGRAM COMMITTEE

A.S. BISHOP	US Atomic Energy Commission, Washington, D.C., USA
R.Z. SAGDEEV	Institute of Nuclear Physics of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk, USSR
P. THONEMANN	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks, United Kingdom
M. TROCHERIS	CEA, Fontenay-aux-Roses, France
G. v. GIERKE	Institut für Plasmaphysik, Garching, Munich, Federal Republic of Germany

CHAIRMAN OF USSR PREPARATION COMMITTEE

L.A. ARTSIMOVICH	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow, USSR

CHAIRMEN OF SESSIONS

SESSION A	W.E. DRUMMOND	Center for Plasma Physics and Thermonuclear Research, University of Texas, Austin, Texas, USA

SESSION B	M. SEIDL	Institute of Plasma Physics, Czechoslovak Academy of Sciences, Prague, Czechoslovakia
SESSION C	C. BRAAMS	FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen, Jutphaas, Netherlands
SESSION D	M. ROSENBLUTH	Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton, N.J., USA
SESSION E	B. BRUNELLI	Laboratori Gas Ionizzati, Frascati, Italy
SESSION F	M. RABINOVICH	P.N. Lebedev Physics Institute, Moscow, USSR
SESSION G	P. L. HUBERT	CEN-FAR, Fontenay-aux-Roses, France
SESSION H	I. GOLOVIN	I. V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow, USSR
SESSION J	E.S. WEIBEL	Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Lausanne, Switzerland
SESSION K	B. LEHNERT	Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden
SESSION L	S. NAGAO	Tohoku University, Nagoya, Japan

SECRETARIAT OF THE CONFERENCE

Scientific Secretary	L. AGNEW	Division of Research and Laboratories, IAEA
Administrative Secretaries	H.H. STORHAUG A. GREBENSTCHIKOV	Division of Scientific and Technical Information, IAEA

Editors	R. SCHENIN J.W. WEIL	Division of Publications, IAEA
Records Officer	M.B. DAVIES	Division of Languages, IAEA

NOTE

The names of the Rapporteurs are given opposite the first page of each session in which the paper in question was read. A limited number of the following rapporteur papers are available from the Agency on request to Physics Section, Division of Research and Laboratories, IAEA, Vienna:

1. F.F. Chen: "Rapporteur Paper on Drift Waves and Diffusion" (concerning papers E-1, E-2, E-3, E-4, E-5, E-6, and E-7).
2. T. Consoli: "Rapporteur Paper on HF Heating and Confinement" (concerning papers J-1, J-2, J-3, J-4, and J-5).
3. N.V. Filippov: "Rapporteur Paper on Plasma Focus". In Russian (concerning papers G-2, G-3, G-4, G-5, G-6, and G-7).
4. E. Fünfer: "Rapporteur Paper on Open-Ended Systems II (Theta Pinch)" (concerning papers K-7, K-8, K-9, K-10, K-11, and K-12).
5. M.L. Levin: "Rapporteur Paper on HF Stabilization" (concerning papers J-8, J-9, J-10, and J-11).
6. R. Papoular: "Rapporteur Paper on Laser Produced Plasmas" (concerning papers F-6, F-7, and F-8).
7. R. Pease: "Rapporteur Paper on Toroidal Confinement" (concerning papers B-4, B-5, B-6, B-7, and B-8).
8. R.F. Post: "Rapporteur Paper on Ion Cyclotron Instabilities (Mirrors)" (concerning papers H-6, H-7, H-8, H-9, and H-10).

LIST OF PARTICIPANTS

AUSTRALIA

Watson-Munro, C.N.	School of Physics, University of Sydney

AUSTRIA

Bertele, H.C.	Technische Hochschule, Institut für Industrielle Elektronik, 1040 Wien, Gusshausstrasse 25
Unteregger, P.P.	Institute for Theoretical Physics, University of Innsbruck, Innrain 52, Innsbruck

BELGIUM

Messiaen, A.M.A.	Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Royale Militaire, Bruxelles 4
Vandenplas, P.	Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Royale Militaire, Bruxelles 4
Vanhauwermeiren, R.	Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires, 11 rue d'Egmont, Bruxelles 5

CANADA

Nodwell, R.A.	Department of Physics, University of British Columbia, Vancouver 8, B.C.

CZECHOSLOVAKIA

Drška, L.	Technical University, Faculty of Technical and Nuclear Physics, Prague 1, Brehová 7
Kopecky, V.	Institute of Plasma Physics, Czechoslovak Academy of Sciences, Prague 9, Nademlýnská 600
Preinhaelter, J.	Institute of Plasma Physics, Czechoslovak Academy of Sciences, Prague 9, Nademlýnská 600
Seidl, M.	Institute of Plasma Physics, Czechoslovak Academy of Sciences, Prague 9, Nademlýnská 600
Šunka, P.	Institute of Plasma Physics, Czechoslovak Academy of Sciences, Prague 9, Nademlýnská 600

DENMARK

Jensen, V.O.	D.A.E.C., Research Establishment Risø, 4000 Roskilde
Sillesen, A.H.	D.A.E.C., Research Establishment Risø, 4000 Roskilde

FRANCE

Adam, J.A.	CEA, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Briffod, G.	SIG, CEN de Saclay, B.P. 2, 91 Gif-sur-Yvette
Cano, R.	CEA, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Canobbio, E.	CEA, CEN de Saclay, B.P. 2, 91-Gif-sur-Yvette
Consoli, T.	CEA, CEN de Saclay, B.P. 2, 91 Gif-sur-Yvette
Doucet, H.	Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés, Ecole Polytechnique, 17 rue Descartes, Paris Ve
Dupas, L.P.M.	SIG, CEN de Saclay, B.P. 2, 91-Gif-sur-Yvette
Etievant, C.	SRFC, Association EURATOM-CEA, B.P. 6, 92 Fontenay-aux-Roses
Gourdon, C.H.	CEA, CEN de Fontenay-aux-Roses, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Grégoire, M.	CEA, CEN de Saclay, B.P. 2, 91-Gif-sur-Yvette
Grossetête, Mme F.	Laboratoire de Physique des Plasmas, Faculté des Sciences d'Orsay, 91 Orsay
Hubert, P.L.	CEN-FAR, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Jacquinot, J.	DPHPFC, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Laval, G.	Association EURATOM-CEA, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Lecoustey, P.R.	CEA, CEN de Fontenay-aux-Roses, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Lepechinsky, D.	CEA, CEN de Saclay, DPP/IGN, B.P. 2, 91-Gif-sur-Yvette

Mercier, C.	Association EURATOM-CEA, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Papoular, R.	CEA, 1 rue du Panorama, 92-Fontenay-aux-Roses
Perulli, M.	CEA-SRFC, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Peyraud, J.	Laboratoire de Physique des Plasmas, Faculté des Sciences d'Orsay, 91 Orsay
Pomot, C.	Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Nationale Supérieure d'Electronique, Rue des Martyrs, 38 Grenoble
Prevot, F.G.	CEA, CEN de Fontenay-aux-Roses, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Rebut, P.H.	CEA, CEN de Fontenay-aux-Roses, B.P. 6, 92-Fontenay-aux-Roses
Rioux, C.	Laboratoire de Physique des Plasmas, Faculté des Sciences d'Orsay, 91 Orsay
Robieux, J.	Centre de Recherches de la CGE, Route de Nozay, Marcoussis
Samain, A.	CEA, B.P. 6, 92 Fontenay-aux-Roses
Tachon, J	CEA, B.P. 6, 92 Fontenay-aux-Roses
Trocheris, M.	CEA, D-Ph-P.FC, CEN-FAR, B.P. 6, 92 Fontenay-aux-Roses
Vasseur, P.	Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés, Ecole Polytechnique, 17 rue Descartes, Paris Ve

GERMANY, FEDERAL REPUBLIC OF

Biskamp, D.	Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, 8000 München 23, Föhringer Ring 6
Bogen, P.	Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, Jülich
Dommaschk, W.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Eberhagen, A.E.B.R.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München

Feneberg, W.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Fünfer, E.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Gierke, G. von	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Grieger, G.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Hashmi, M.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Hintz, E.A.K.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Igenbergs, P.	Siemens AG-Zentralverwaltung Ausland - 8000 München 55, Hofmannstr. 51
Karger, H.F.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Keilhacker, M.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Kever, H.	Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, Jülich
Kluge, W.	Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart, 7000 Stuttgart S, Böblingerstrasse 72
Lochte-Holtgreven, W.H.	Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel, 2300 Kiel, Olshausenstrasse 40-60
Lotz, W.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Müller, G.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Noll, P.	Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, Jülich
Peters, T.D.J.	DVL - Institute for Plasmadynamics, 7000 Stuttgart-Vaihingen, Allmandstrasse 124
Pfirsch, D.	Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, 8000 München 23, Föhringer Ring 6
Rau, F.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Räuchle, E.	Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart, 7000 Stuttgart S, Böblingerstrasse 72
Schumacher, U.	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München

Tasso, H. — Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München

Venus, G. — Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München

Waelbroeck, F. — Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich GmbH, 5170 Jülich

Wobig, H. — Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München

ITALY

Brunelli, B. — CNEN, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati, Rome

Caldirola, P. — Istituto di Fisica, University of Milan, Via Celoria 16, Milan

Caruso, A. — CNEN, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati, Rome

De Angelis, A. — CNEN, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati, Rome

Enriques, L. — CNEN, Laboratorio Gas Ionizzati, Frascati, Rome

Fontanesi, M. — Istituto di Scienze Fisiche, University of Milan, Via Celoria 16, Milan

Knoepfel, H.E. — CNEN, Laboratorio Gas Ionizzati, 00044 Frascati, Rome

Lisitano, G. — Istituto di Scienze Fisiche, EURATOM-University of Milan, Via Celoria 16, Milan

Maisonnier, C. — CNEN, Laboratorio Gas Ionizzati, C.P. 65, 00044 Frascati, Rome

Martellucci, S. — CNEN, Laboratorio Gas Ionizzati, C.P. 65, 00044 Frascati, Rome

Rostagni, G. — Istituto Elettrotecnica, University of Padua, Via Gradenigo 6A, Padua

JAPAN

Imazu, S. — Faculty of Engineering, Niigata University, Nagaoka City, Niigata Prefecture

Itatani, R. — Department of Electronics, Faculty of Engineering, Kyoto University, Kyoto

Miyahara, A.	Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya
Nagao, S.	Engineering,Faculty, Tohoku University, Aoba, Aramaki, Sendai
Nakai, S.	Department of Electrical Engineering, Osaka University, Higasinoda, Osaka
Ohnishi, H.	Department of Physics and Atomic Energy Research Institute, College of Science and Engineering, Nihon University, Kanda-Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo
Okamoto, K.	Institute of Physical and Chemical Research, 2-28-8 Hon-Komagome, Bunkyo-ku, Tokyo
Okuda, T.	Faculty of Engineering, Nagoya University, Nagoya
Sakagami, Y.	Nara Technical College, Yata, Yamato-Koriyama, Nara
Sato, M.	Department of Physics and Atomic Energy Research Institute, College of Science and Engineering, Nihon University, Kanda-Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo
Takayama, K.	Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya
Tanaka, M.	Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken
Uchida, T.	Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya
Umeno, M.	Electronics Department, Nagoya University, Nagoya
Uo, K.	Plasma Physics Laboratory, Faculty of Engineering, Kyoto University, Kyoto
Yamanaka, C.	Faculty of Engineering, Osaka University, Osaka

NETHERLANDS

Bosma, P.B.	Sterrenkundig Laboratorium 'Kapteyn', Broerstraat 7, Groningen
Braams, C.M.	FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen,Jutphaas
Brandt, H.B.	FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen,Jutphaas
Bremmer, H.	Foundation FOM, Lucas Bolwerk 4, Utrecht

Hopman, H.J.	FOM Institute for Atomic and Molecular Physics, Kruislaan 407, Amsterdam
Minardi, E.	FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen, Jutphaas
Ornstein, L.Th.M.	FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen, Jutphaas
Terlouw, J.C.	FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen, Jutphaas
van der Laan, P.C.T.	FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen, Jutphaas
Weenink, M.P.H.	FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen, Jutphaas

NORWAY

Berge, G.	Department of Applied Mathematics, University of Bergen, Bergen

POLAND

Gryziński, M.	Institute for Nuclear Research, Świerk, Otwocka
Kozłowski, Z.A.	Institute for Nuclear Research, Świerk, Otwocka
Kuliński, S.	Institute for Nuclear Research, Świerk, Otwocka
Nowikowski, J.	Institute for Nuclear Research, Świerk, Otwocka
Skorupski, A.	Institute for Nuclear Research, Hoża 69, Warsaw
Wołczek, O.	Commissioner for Atomic Energy of Polish Government, Palac Kultury i Nauki, pok. 1809, Warsaw

ROMANIA

Deutsch, R.V.	Academy of the Rumanian Socialist Republic, Branch of Iaşi, Str. Vasile Lupu, Bloc D2, Sc.B, Et.3, Ap.3, Iaşi

SPAIN

Velarde, G.	Junta de Energia Nuclear, Madrid 3

SWEDEN

Bergström, J.B.	Division of Plasma Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm 70
Bonnevier, B.	Division of Plasma Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm 70
Dahlberg, E.B.	Division of Plasma Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm 70
Johansson, R.B.	Division of Plasma Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm 70
Lehnert, B.P.	Division of Plasma Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm 70
Persson, P.H.L.	Division of Plasma Physics, Royal Institute of Technology, Stockholm 70
Stenflo, C.L.	Institute of Physics, Uppsala

SWITZERLAND

Weibel, E.S.	Centre de Recherches en Physique des Plasmas, Avenue des Bains 21, Lausanne

UNITED KINGDOM

Adams, J.B.	UKAEA, AERE, Harwell, Berks
Allen, T.K.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Bickerton, R.J.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Bodin, H.A.B.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Carruthers, R.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Dangor, A.E.	Physics Department, Imperial College of Science and Technology, Prince Consort Road, South Kensington, London, S.W.7
Gibson, A.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Haines, M.G.	Physics Department, Imperial College of Science and Technology, Prince Consort Road, South Kensington, London, S.W.7

Hamberger, S.M.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Hastie, R.J.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Kuckes, A.F.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Mason, D.W.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Motz, H.	Oxford University, Engineering Lab., Parks Road, Oxford
Murphy, E.G.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Peacock, N.J.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Pease, R.S.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Stringer, T.E.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Sweetman, D.R.	UKAEA, Culham Laboratory, Abingdon, Berks
Wooding, E.	Royal Holloway College, Department of Physics, University of London, Englefield Green, Surrey

UNITED STATES OF AMERICA

Ancker-Johnson, B.	Boeing Scientific Research Laboratories Seattle, Wash. and University of Washington, Seattle, Wash.
Atta, C.M. van	University of California, Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley, Calif. 94720
Auer, P.L.	Laboratory of Plasma Studies, Cornell University, Upson Hall, Ithaca, 14850 New York
Bennett, W.	North Carolina State University, Raleigh, N.C.
Bishop, A.S.	USAEC, Washington, D.C.
Bostick, W.H.	Stevens Institute of Technology, Hoboken, N.J.
Boyd, D.A.	Stevens Institute of Technology, Castle Point Station, Hoboken, N.J. 07030

Brueckner, K.A.	University of California, San Diego, Calif.
Buchsbaum, S.J.	Sandia Corporation, Albuquerque, N.M.
Chen, F.F.	Princeton University, Plasma Physics Laboratory, P.O. Box 451, Princeton, N.J. 08540
Christofilos, N.C.	Lawrence Radiation Laboratory, University of California, Livermore, Calif. 94550
Clarke, J.F.	Oak Ridge National Lab., P.O.B. Y, Oak Ridge, Tenn. 37830
Coensgen, F.	Lawrence Radiation Laboratory, P.O.B. 808, Livermore, Calif., 94550
Conway, J.	US Joint Committee on Atomic Energy, US Congress, US Capitol Bldg., Washington, D.C.
Coppi, B.	Institute for Advanced Studies, Princeton, N.J.
Crawford, F.W.	Stanford University, Stanford, Calif.
Damm, C.C.	University of California, Lawrence Radiation Laboratory, Livermore, Calif.
Dawson, J.M.	Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton, N.J.
DeSilva, A.	Department of Physics and Astronomy, University of Maryland, College Park, Md 20742
Drummond, W.E.	Center for Plasma Physics and Thermonuclear Research, University of Texas, Austin, Tex.
Forsen, H.K.	Department of Nuclear Engineering, University of Wisconsin, Madison, Wisc.
Fowler, T.K.	Lawrence Radiation Laboratory, P.O. Box 808, Livermore, Calif.
Fried, B.D.	University of California, Los Angeles, Calif.
Friedrich, O.M., Jr.	University of Texas, Department of Electrical Engineering, Austin, Tex. 78712
Furth, H.P.	Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton, N.J. 08540
Gottlieb, M.B.	Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton, N.J. 08540
Grad, H.	Courant Institute, 251 Mercer St., New York, N.Y. 10012

Grove, D.J.	Princeton University, Plasma Physics Laboratory, P.O. Box 451, Princeton, N.J. 08540
Guest, G.	Oak Ridge National Laboratory, P.O. Box Y, Oak Ridge, Tenn. 37830
Hartman, C.W.	Lawrence Radiation Laboratory, Livermore, Calif.
Haught, A.F.	United Aircraft Research Laboratories, 400 Main St., East Hartford, Conn. 06108
Hirsch, R.L.	USAEC, Washington, D.C.
Jackson, H.W.	Air Force Office of Scientific Research, 1400 Wilson Boulevard, Arlington, Virg. 22709
Kilb, R.W.	General Electric Research Lab., P.O.B. 8, Schenectady, New York 12301
Kolb, A.C.	US Naval Research Laboratory, Washington, D.C.
Lazar, N.	Oak Ridge National Laboratory, P.O. Box Y, Oak Ridge, Tenn.
Lessen, M.	Department of Mechanical and Aerospace Sciences, University of Rochester, Rochester, N.Y. 14627
Lubin, M.J.	Department of Mechanical and Aerospace Sciences, University of Rochester, Rochester, N.Y. 14627
Lubkin, G.	Physics Today, American Institute of Physics, 335 E. 45 St., New York, N.Y. 10017
Malmberg, J.H.	Gulf General Atomic, P.O. Box 608, San Diego, La Jolla, Calif.
Mather, J.W.	Los Alamos Scientific Laboratory, P.O. Box 1663, Los Alamos, New Mexico
Meade, D.L.	Physics Department, University of Wisconsin, Madison, Wis. 53706
Medicus, G.K.	Wright Patterson Air Force Base, Ohio 45433
Neidigh, R.V.	Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tenn. 37830
Nielsen, C.E.	Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tenn. 37830
Ohkawa, T.	Gulf General Atomic Inc., P.O. Box 608, San Diego, Calif. 92112
Pearlstein, D.	University of California, Lawrence Radiation Laboratory, Livermore, Calif.

Post, R.E.	University of California, Lawrence Radiation Laboratory, Livermore, Calif.
Postma, H.	Oak Ridge National Laboratory, Bldg. 9201-2, Box Y, Oak Ridge, Tenn. 37830
Ribe, F.L.	Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87544
Roberts, M.	Oak Ridge National Laboratory, P.O. Box Y, Oak Ridge, Tenn. 37830
Robson, A.E.	Physics Department, University of Texas, Austin, Texas 78712
Rose, D.J.	Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass.
Rosen, J.	USAEC, Washington, D.C. 20545
Rosenbluth, M.N.	Institute for Advanced Study, Princeton, N.J.
Rostoker, N.	Cornell University, Ithaca, N.Y. 14850
Rutherford, P.H.	Plasma Physics Laboratory, Princeton University, P.O. Box 451, Princeton, N.J. 08540
Simon, A.A.	University of Rochester, Rochester, N.Y. 14627
Sinclair, R.M.	Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton, N.J. 08540
Smith, C.G.	Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton, N.J. 08540
Stodiek, W.	Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton, N.J. 08540
Sudan, R.N.	Cornell University, Ithaca, N.Y.
Tape, G.F.	USAEC, Washington, D.C. 20545
Taschek, R.F.	Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, Calif.
Tuck, J.L.	Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, Calif.
Weitzner, H.	Courant Institute of Mathematical Sciences, 251 Mercer St., New York, N.Y. 10012
Wells, D.R.	University of Miami, Coral Gables, Florida
Wingerson, R.C.	Aerospace Research Laboratories, Wright-Patterson, AFB, Ohio 45433
Yoshikawa, S.	Plasma Physics Laboratory, Princeton University Princeton, N.J. 08540

USSR

Abozovik, V.V.	Ministry for the Electronics Industry of the USSR, Moscow
Abramova, K.B.	A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Akshanov, B.S.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Akulina, D.K.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Aleksin, W.F.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Alikaev, V.V.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Alikhanov, S.G.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Arsenin, V.V.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Artemenkov, L.I.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Artsimovich, L.A.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Babikin, M.V.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Baikov, I.S.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Balebanov, V.M.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Baratov, D.G.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Batanov, M.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Berezin, A.B.	Ioffe Physico-Technical Institute, Leningrad
Berezin, A.K.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Bogdankevich, L.S.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Bogdanov, G.F.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow

Buchelnikova, N.S.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Section of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Budker, G.I.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Buliginsky, D.G.	Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Burlakov, V.D.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Cheverev, N.S.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Chirikov, B.V.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Chuyanov, V.A.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Danilkin, I.S.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Demidov, B.A.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Demirkhanov, R.A.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Dnestrovsky, Yu.N.	Moscow State University, Moscow
Dolgov-Savelyev, G.G.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Dubovoy, L.V.	D.M. Efremov Scientific Research Institute for Electro-physical Apparatus, Leningrad
Dyatlov, V.D.	D.M. Efremov Scientific Research Institute for Electro-physical Apparatus, Leningrad
Ermakov, A.I.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Fanchenko, S.D.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Fedorenko, N.V.	A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Fedyanin, O.I.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow

Ferlenghi, E.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Filippov, N.V.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Galeev, A.A.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Georgievsky, A.V.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Gevorkov, A.K.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Glagolev, V.M.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Glukhikh, V.A.	D.M. Efremov Scientific Research Institute for Electro-physical Apparatus, Leningrad
Golant, V.E.	A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Golovin, I.N.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Golubchikov, L.G.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Gorbunov, E.P.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Gott, Yu.V.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Grebenshchikov, S.E.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Gusev, S.T.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Gutkin, T.I.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Ioffe, M.S.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Ipatov, V.A.	A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Ivanov, D.P.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Kadomtsev, B.B.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow

Kagansky, M.G.	A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Kalinin, K.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Kalmykov, A.A.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Karchevsky, A.I.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Khizhnyak, N.A.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Khodataev, K.V.	Institute of Radiotechnology of the USSR Academy of Sciences
Khorasanov, G.L.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Kirov, A.G.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Kollerov, E.P.	USSR Ministry for the Electronics Industry, Moscow
Komin, A.V.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Konstantinov, G.L.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Kornilov, E.A.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Kovrizhinkh, L.M.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Kozinets, O.I.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Kruglyakov, E.P.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Kurilko, V.I.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Kursanov, Yu.V.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Kurtmullaev, R.Kh.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Kuznetsov, E.I.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy

Lagunov, V.M.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Larionov, M.M.	A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Lavrentyev, O.A.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Leontovich, M.A.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Levin, M.L.	Institute of Radiotechnology of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Lominadze, D.G.	Physics Institute of the Academy of Sciences of the Georgian SSR
Lozovsky, S.N.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Lukyanov, S.Yu.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Lupandin, O.S.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Makhankov, V.G.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Malinovsky, V.K.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Masoud, M.M.	Institute of Physics and Technology, Kharkov (Fellow from Cairo Atomic Energy Centre, United Arabic Republic)
Maximov, V.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Novosibirsk
Mescheryakov, K.N.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Mikhailovsky, A.B.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Mirnov, S.V.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Mitin, R.V.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Morozov, A.I.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Mukhovatov, V.S.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Nasedkin, Yu.F.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow

Nazarov, N.I.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Nedoseev, S.L.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Nekrasov, F.M.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Nesterikhin, Yu.E.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Nezlin, M.V.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Oraevsky, V.N.	Physics Institute of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR, Kiev
Orlinsky, D.V.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Osovets, S.M.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Panikov, L.P.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Panov, D.A.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Pataraya, A.D.	Physics Institute of the Academy of Sciences of the Georgian SSR, Tbilisi
Patrushev, B.I.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Pavlichenko, O.S.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Peregud, B.P.	A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Pergament, M.I.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Petrov, M.P.	A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Piliya, A.D.	A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Pistunovich, V.I.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Plakhov, A.G.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow

Pogutse, O.P.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Ponomarenko, A.G.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Popov, A.F.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Popov, S.N.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Popryadukhin, A.P.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Pushkarsky, A.	USSR State Committee on the Utilization of Atomic Energy, Moscow
Rabinovich, M.S.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Razumova, K.A.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Rodionov, S.N.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Roife, I.M.	D.M. Efremov Scientific Research Institute for Electrophysical Apparatus, Leningrad
Romanovsky, M.K.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Rudakov, L.I.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Rukhadze, A.A.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Ryutov, D.D.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Safronov, B.G.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Sagdeev, R.Z.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Scorupin, V.A.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Semashko, N.N.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow

Shafranov, V.D.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Shapiro, V.D.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Shcheglov, D.A.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Shneerson, G.A.	Leningrad Polytechnic Institute
Sholin, G.V.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Shpigel, I.S.	P.N. Lebedev Physics Institute of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Shvets, O.M.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Sergienko, A.S.	Institute of Heat-Mass Exchange of the Academy of Sciences of the Byelorussian SSR, Minsk
Sidorov, P.S.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Sidorov, V.P.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Simonov, V.A.	USSR Ministry for the Electronics Industry, Moscow
Sitenko, A.G.	Physics Institute of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR, Kiev
Skornyakov, G.V.	A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology of the USSR Academy of Sciences, Leningrad
Smirnov, V.P.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Smolkin, G.E.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Soloukhin, R.I.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Solovyev, L.S.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Stefanovsky, A.M.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Stepanov, K.N.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow

Stolov, A.M.	D.M. Efremov Scientific Research Institute for Electro-physical Apparatus, Leningrad
Strelkov, V.S.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Suprunenko, V.A.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Tarumov, E.Z.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Timofeev, A.V.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Tolok, V.T.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Trubitskoy, V.F.	Institute of Radiotechnology of the USSR Academy of Sciences, Moscow
Tselnik, F.A.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Tsintsadze, N.L.	Physics Institute of the Academy of Sciences of the Georgian SSR, Tbilisi
Voitsenya, V.S.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Volkov, E.D.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Volosov, V.I.	Institute of Nuclear Physics, Siberian Department of the USSR Academy of Sciences, Novosibirsk
Yaroslavsky, A.I.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Yushmanov, E.E.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Zavoisky, E.K.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Zhukovsky, V.N.	I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow
Zikov, V.G.	Institute of Physics and Technology, Kharkov
Zukakishvili, G.G.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi
Zverev, G.I.	Sukhumi Physico-Technical Institute, Sukhumi

ORGANIZATIONS

EURATOM

Adam, J. (see also under France)	CEA, B.P.6, 92-Fontenay-aux-Roses
Brandt, B. (see also under Netherlands)	FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen, Jutphaas
Cano, R. (see also under France)	CEA, B.P.6, 92-Fontenay-aux-Roses
Canobbio, E. (see also under France)	CEA, CEN de Saclay, B.P.2, 91-Gif-sur-Yvette
Knoepfel, H.E. (see also under Italy)	CNEN, Laboratorio Gas Ionizzati, 00044 Frascati, Rome
Lisitano, G. (see also under Italy)	Istituto di Scienze Fisiche, EURATOM-University of Milan, Via Celoria 16, Milan
Maisonnier, C. (see also under Italy)	CNEN, Laboratorio Gas Ionizzati, C.P. 65, 00044 Frascati, Rome
Minardi, E. (see also under Netherlands)	FOM Institute for Plasma Physics, Rijnhuizen, Jutphaas
Palumbo, D.	Director, EURATOM, 51 rue Belliard, Bruxelles 4
Robouch, B.V.	EURATOM-CNEN, C.P. 65, 00044 Frascati, Rome
Tasso, H. (see also under Germany, F.R.)	Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München
Waelbroeck, F. (see also under Germany, F.R.)	Institut für Plasmaphysik, 5170 Jülich, Postfach 365

INTERNATIONAL UNION OF PURE AND APPLIED PHYSICS

Brown, S.C.	Research Laboratory of Electronics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass. 02139

AUTHOR INDEX

(including participants in discussions)

Numerals underlined refer to the first page of a paper by the author concerned.
Further numerals denote comments and questions in discussions.

Adam, J.-C.: I 199
Adlam, J.H.: I 573
Agafonov, V.I.: II 21
Alexeff, I.: I 351; II 693
Alikaev, V.V.: II 381
Alikhanov, S.G.: I 47
Alinovsky, N.I.: I 47
Allen, T.K.: II 639
Anderson, O.A.: I 443
Anisimov, A.I.: II 399
Arefev, V.I.: II 165
Ariga, S.: I 217
Arsenev, Yu.I.: II 381
Arsenin, V.V.: II 515
Artemenkov, L.I.: II 447
Artsimovich, L.A.: I 3, 11, 157
Ascoli-Bartoli, U.: I 917
Ashby, D.E.T.F.: I 573
Babykin, M.V.: I 129, II 208
Baiborodov, Yu.T.: II 213
Barassi, N.: II 415
Baratov, D.G.: I 401
Barrault, M.: I 403
Beal, J.W.: I 967
Beasley, C.O.: II 141
Benford, G.: I 981
Berezhetsky, M.S.: I 529
Berezin, A.K.: II 723, 732
Berezina, G.P.: II 723
Berge, G.: II 483, 495
Berghahn, H.H.: II 113
Berk, H.L.: II 151
Berkl, E.: I 513
Bernard, M.: I 715
Bezyazychny, I.A.: II 723
Bickerton, R.J.: I 573, 590
Bingham, R.L.: II 667
Birdsall, D.H.: I 443
Bishop, A.S.: I 591
Blank, A.A.: II 607
Bobeldijk, C.: I 287
Bobrovsky, G.A.: I 157
Bocharov, V.N.: I 561
Bodin, H.A.B.: I 254; II 533, 552, 564, 592, 605, 648, 656
Bogachev, V.M.: II 381
Bogen, P.: II 651
Bolotin, L.I.: II 723
Book, D.L.: I 981
Bortnikov, A.V.: II 311
Borzunov, N.A.: II 497
Bostick, W.H.: II 95, 593
Bottoms, P.J.: II 67
Brettschneider, M.: I 967
Brevnov, N.N.: II 311
Briffod, G.: I 715; II 459, 732
Brossier, P.: II 299
Brown, I.G.: I 497
Brunelli, B.: I 751, 917
Buchsbaum, S.J.: I 19, 80, 153, 276, 350, 442, 462, 572, 608, 670, 942; II 237, 250, 289, 413, 459, 528, 552
Budker, G.I.: I 41, 43
Budnikov, V.N.: II 399
Burcham, J.N.: I 573
Burchenko, P.Ya.: I 543
Butov, I.Ya.: I 237
Cabral, J.: II 749
Caldirola, P.: II 415
Callen, J.D.: II 151
Cano, R.: I 695
Canobbio, E.: I 402, 694, 751
Carpenter, J.P.: II 67
Caruso, A.: I 917, 923
Chen, F.F.: I 350, 365, 625, 674

Cheverev, N.S.: II 381
Chkuaseli, Z.D.: I 237
Chodura, R.: I 81
Christofilos, N.C.: I 967, 980, 981
Chu, T.K.: I 611
Chuyanov, V.A.: II 140, 266, 515, 528
Clarke, J.F.: II 140, 251, 291
Coensgen, F.H.: II 225, 237
Consoli, T.: I 965; II 37, 361
Coppi, B.: I 172, 308, 338, 367, 771, 795, 816
Cordey, J.G.: II 267
Cross, R.C.: II 195
Cummins, W.F.: II 225
Damm, C.C.: II 253, 266
Dandl, R.A.: II 435
Dangor, A.E.: I 255
Dawson, J.M.: I 735, 751, 945
DeAngelis, A.: I 917
Demidov, B.A.: II 708
Demirkhanov, R.A.: II 449
De Silva, A.W.: I 143, 153
Deutsch, R.V.: II 181
De Vries, R.F.: I 287
Dimock, D.L.: I 497
Dixon, R.H.: II 567
Dnestrovsky, Yu.N.: I 608
Dolgov-Savelev, G.G.: I 47
Dommaschk, W.: II 785
Dory, R.A.: I 351; II 141
Doucet, H.J.: I 659, 670
Dubovoy, L.V.: II 469, 513, 552
Düchs, D.F.: I 143; II 567
Dumont, J.P.: I 847
Dunlap, J.L.: II 435
Dunn, H.S.: I 945
Dunnett, R.M.: I 255
Dyachenko, V.F.: II 21
Dyatlov, V.D.: II 469
Eason, H.O.: II 435
Eckhartt, D.: I 513
Eden, M.J.: II 639
Edmonds, P.H.: II 435
Ellis, R.E.: II 225
Elton, R.C.: II 567
England, A.C.: II 435
Enriques, L.: I 641
Erickson, C.W.: I 339
Ermakov, A.I.: II 777
Eselevich, V.G.: I 47
Etiévant, C.: I 695, 713
Evrard, P.: II 347
Fader, W.J.: I 925
Fainberg, Ya.B.: II 723
Fanchenko, S.D.: I 67, 80, 119, 172; II 679, 691
Farr, W.M.: II 141
Fedorov, V.I.: II 399
Feneberg, W.: II 113
Fidone, I.: I 695
Filimonova, E.A.: II 335
Filippov, N.V.: II 21, 37, 95
Filippova, T.I.: II 21
Fisher, S.: I 899
Fontanesi, M.: II 415
Foote, J.H.: II 253
Forsen, H.: I 313
Fowler, T.K.: I 981, 994; II 140, 151
Francis, G.: II 239
Frank, R.: I 715
Fried, B.D.: II 237, 722
Friedman, M.: I 573
Friedman, W.: I 945
Frieman, E.: I 367
Fujiwaka, S.: II 619
Fünfer, E.: II 605
Furth, H.P.: I 443, 821, 845, 916, 994
Futch, A.H.: II 253
Gatti, G.: I 917
Gibson, A.: I 461, 465, 478, 496
Gierke, G.v.: I 173, 339, 478, 513
Gladkovsky, I.P.: I 277
Glagolev, V.M.: II 358, 381
Goeler, S.v.: I 403, 611
Golant, V.E.: I 277; II 399, 413
Goldenbaum, G.C.: I 143
Goldman, L.M.: II 667
Golub, G.V.: II 21
Golubchikov, L.G.: II 21
Goodman, R.K.: II 253
Gorbunov, E.P.: I 157
Gordeev, A.V.: II 165
Gordon, F.J.: II 253
Gott, Yu.V.: II 213
Gottlieb, M.B.: I 845
Gourdon, C.H.: I 478, 495, 847, 861
Gourlan, G.: II 77
Grad, H.: I 899, 916; II 607
Gratton, R.: I 917
Grebenshchikov, S.E.: I 529

Gregoire, M.: I 715
Gresillon, D.: I 659
Grieger, G.: I 339, 513, 527
Griem, H.R.: I 143
Grove, D.J.: I 479, 495
Gryziński, M.: II 87, 95
Guest, G.E.: II 141, 298, 309, 693 708
Gvaladze, Yu.S.: I 237
Hagenow, K.U.v.: I 513
Haines, M.G.: I 255
Halchin, W.: I 351
Hamberger, S.M.: I 573
Hamm, J.J.: II 629
Handel, D.: II 793
Harries, W.: I 403
Hartman, C.W.: I 443, 461
Hashmi, M.: I 675
Hastie, R.J.: I 389, 401
Haught, A.F.: I 925, 942
Hendel, H.W.: I 611
Hester, R.E.: I 967
Herrmann, W.J.: II 435
Hill, J.W.: II 239
Hinnov, E.: I 513
Hintz, E.: I 69, 80, 143
Hirsch, R.L.: II 580, 605, 708
Hobbs, G.D.: I 389
Hopman, H.J.: II 749
Horikoshi, G.: II 619
Horton, W.C.: I 367; II 151
Hotston, E.S.: I 573
Hsi, C.G.: I 735
Hubert, P.L.: I 309, 401, 462
Hugill, J.: I 465
Hunt, A.L.: II 253
Ikegami, H.: II 423
Ikezi, H.: II 423
Imshennik, V.S.: II 21
Insinger, F.G.: II 749
Ioffe, M.S.: II 213, 224
Ipatov, V.A.: I 277
Ishimaru, H.: II 619
Itatani, R.: I 217, 649
Ivanov, D.P.: I 157
Ivanov, V.D.: II 21
Izawa, Y.: I 103
Jacquinot, J.: II 347, 358
James, B.W.: II 195
Jančařík, J.: II 733
Jensen, T.H.: I 683
Jones, W.D.: II 693
Kadomtsev, B.B.: II 125, 140, 332
Kagansky, M.G.: I 277
Kaleck, A.: II 581
Kalmykov, S.G.: I 277
Kanaev, B.I.: II 319
Karger, F.: II 113, 124
Karplyuk, K.S.: I 753
Karpukhin, V.I.: I 543
Kartashev, K.B.: II 335
Kasuya, K.: I 103
Kawakami, I.: II 657
Kawamura, T.: II 423
Keilhacker, M.: I 81
Kelley, G.G.: II 291
Kent, A.: I 299
Kerst, D.: I 313
Khodataev, K.V.: II 461, 513
Khorasanov, G.L.: II 449, 459
Khromkov, I.N.: II 381
Kilb, R.W.: II 180, 237, 580, 667, 675
King, R.E.: I 263
Kirillov, V.D.: I 157
Kislyakov, A.I.: I 277
Knoepfel, H.: II 629
Kolb, A.C.: I 143; II 567, 579
Kolesnichenko, Ya.I.: I 753
Kolesnikov, Yu.A.: II 21
Komin, A.V.: I 561, 608
Könen, L.: II 581
Konkashbaev, I.K.: II 513
Kopecký, V.: II 733
Kornherr, M.: I 81
Kossy, I.A.: I 529
Krivorutsky, E.I.: I 753
Krögler, H.: II 629
Kuckes, A.F.: I 365, 427, 442
Kunze, H.-J.: I 143
Kuo-Petravić, G.: II 267
Kurilko, V.I.: II 723
Kuroda, T.: II 619
Kurtmullaev, R.Kh.: I 47
Kuwabara, C.: II 619
Kuznetsov, E.I.: I 157
Kvartskhava, I.F.: I 237
Lamb, W.A.S.: I 967
Larionov, M.M.: I 225
Latham, R.: I 255
Lauer, E.J.: I 443
Laval, G.: I 695, 795, 810
Lazar, N.H.: II 435; II 447

Lecoustey, P.: II 299
Lees, D.J.: I 573
Lehnert, B.: I 327; II 209
Leloup, C.: II 347
Lencioni, D.: I 313
Lessen, M.: I 994
Levadny, G.B.: II 497
Levin, M.L.: II 461
Levine, A.M.: I 641
Lie, Y.T.: II 651
Linhart, J.G.: II 77, 629
Lisitano, G.: II 415
Little, E.M.: II 555
Lotz, W.: II 617
Lubin, M.J.: I 945, 964
Lukyanov, S.Yu.: I 496; II 250
Lyon, J.F.: II 291
Maisonnier, Ch.: II 77
Makhankov, V.G.: I 753, 794, 980; II 140
Malein, A.: I 573
Malinovsky, V.K.: I 47
Mallon, R.G.: II 253
Malmberg, J.H.: I 683, 694
Marty, D.: I 847
Maschke, E.K.: I 847
Mason, D.W.: II 239, 250
Masuzaki, M.: II 619
Mather, J.W.: II 37, 67
Matsuura, K.: II 619
Matveev, Yu.V.: I 237
Mazzucato, E.: I 497
McCartan, J.: II 533
McNamara, B.: II 239
Meade, D.: I 313, 328, 403
Mercier, C.: I 199, 216
Meservey, E.B.: I 479
Mikhailovsky, A.B.: I 308
Mills, F.: I 313
Minardi, E.: I 810; II 97
Mirnov, S.V.: I 157
Miyahara, A.: II 619
Mohri, A.: I 217
Moiseev, S.S.: II 346, 528
Molvik, A.: I 313
Momota, H.: II 423
Montgomery, D.C.: II 693
Morgan, P.D.: II 51
Morozov, A.I.: II 3
Morozov, S.A.: II 381
Morozov, V.E.: II 497
Moses, K.G.: II 253
Mosher, D.: I 625
Motley, R.W.: I 611
Motz, H.: II 708, 800
Müller, G.: II 793, 800
Murata, H.: II 657
Murphy, E.G.: II 267
Nagao, S.: II 207, 619
Nakai, S.: I 103
Nanobashvili, S.I.: II 399
Nasedkin, Yu.F.: II 497, 513
Nazarov, N.I.: II 777
Nechaev, Yu.I.: I 529
Nedoseev, S.L.: II 679
Neidigh, R.V.: II 693, 708
Neil, V.K.: I 981
Nesterikhin, Yu.E.: I 47
Newton, A.A.: II 533, 555
Nexsen, W.E.: II 225
Nezlin, M.V.: II 763
Niedermeyer, H.: I 81
Nielsen, C.E.: II 124, 209, 266, 289
Noll, P.: II 581, 592
Nowikowski, J.: II 87
Obiki, T.: I 649
Obukhov, A.A.: II 399
Ohkawa, T.: I 329, 338
Ohlendorf, W.: I 513
Ohnishi, H.: II 358, 593, 657
Olivain, J.: I 695
O'Neil, T.M.: I 683
Oraevsky, V.N.: I 671, 753
Oreshkin, V.K.: I 237
Orlinsky, D.V.: II 497
Ornstein, L.Th.M.: I 287
Osher, J.E.: II 253
Oshiyama, H.: I 217
Osovets, S.M.: II 497
Ott, W.: II 749
Ovsyannikov, V.A.: I 277
Pakhomov, A.P.: II 399
Palladino, R.: I 403
Panasyuk, V.M.: I 561
Panov, D.A.: I 442, 942; II 266
Papoular, R.: I 965
Parkinson, G.J.: I 255
Parlange, F.: I 917
Pavlenko, V.P.: I 753
Pavlichenko, O.S.: I 442, 495, 543
Pavlov, E.I.: II 497
Peacock, N.J.: II 51
Pearlstein, L.D.: I 981; II 151

Pease, R.S.: I 197, 276, 425, 461, 916, 994; II 179, 565, 593, 691
Pellat, R.: I 695, 795
Pergament, M.I.: II 39
Perkins, F.: I 611
Petravić, M.: II 267
Petrov, M.P.: I 157
Petrov, Yu.F.: II 497
Perulli, M.: I 695
Phelps, A.D.R.: II 639
Piffl, V.: II 733
Piliya, A.D.: II 399
Pilsky, V.I.: I 47
Pistunovich, V.I.: I 425; II 335, 60
Plakhov, A.G.: II 709
Platonov, V.V.: II 335
Poffe, J.P.: II 347
Pogutse, O.N.: II 125
Pohanka, J.: II 733
Politzer, P.A.: I 611
Polk, D.H.: I 925
Ponomarenko, A.G.: I 101; II 208, 691
Popov, I.A.: II 497
Post, R.F.: II 140, 151, 253
Potapenko, V.A.: I 543
Preinhaelter, J.: II 733
de Pretis, M.: II 347
Prevot, F.G.: II 289, 447
Quinn, W.E.: II 555
Rabinovich, M.S.: I 197, 216, 529
Rau, F.: I 339, 350
Razmadze, N.A.: I 237
Razumova, K.A.: I 157
Reid, G.W.: I 465
Renaud, C.: II 299
Reynolds, P.: I 573
Ribe, F.L.: I 254, 297; II 481, 495, 555, 565, 580, 617, 648
Righetti, G.B.: I 641
Ripault, J.: II 347
Roberts, M.: I 351, 365
Robinson, D.C.: I 263
Robson, A.E.: I 119
Rodichkin, V.A.: I 225
Rogers, K.C.: I 625
Roife, I.M.: II 477
Romanovsky, M.K.: II 311
Rose, D.J.: II 693
Rosenbluth, M.: I 367, 771, 821; II 151
Rosinsky, S.E.: I 863
Rothman, M.A.: I 497
Rowe, R.A.: I 465
Rozhdestvensky, V.V.: I 225
Rudakov, L.I.: II 165, 180, 679
Rudakov, V.A.: I 543
Rudnev, N.I.: I 543
Rukhadze, A.A.: I 309, 863; II 433
Rukhlin, V.G.: I 863
Rusanov, V.D.: II 679
Rusbüldt, D.: II 651
Rutherford, P.: I 367
Ryutov, D.D.: II 335, 709, 722
Sagdeev, R.Z.: I 47, 67
Sakagami, Y.: I 103
Salzmann, H.: I 917
Samuelli, M.: II 77
Sanders, B.C.: I 465
Sato, Ka.: II 657
Sato, Ko.: II 657
Sato, M.: II 657, 674
Sato, T.: II 619
Sbitnikova, I.S.: I 529
Schlüter, J.: II 651
Schmidt, J.: I 313
Schumacher, U.: I 93, 101
Schupp, A.A.: I 329
Schuurman, W.: I 287
Seidl, M.: II 733
Semenov, V.N.: I 47
Shafranov, V.D.: I 175, 276
Shanny, R.: I 735
Shapiro, V.D.: II 723
Shapkin, V.V.: II 709
Shatford, P.A.: I 573
Shcheglov, D.A.: I 147, 511
Sheffield, J.: I 119
Sherwood, W.A.: I 967
Shiina, S.: II 657
Shpigel, I.S.: I 425, 529
Sidorova, I.: II 449
Sigmar, D.J.: II 141
Sinclair, R.M.: I 497, 511, 527; II 459, 513, 691
Sindoni, E.: II 415
Sinitsyn, V.I.: II 497
Sklizkov, G.V.: I 964
Skoryupin, V.A.: II 679
Smirnov, V.P.: II 207
Smith, C.G.: I 591, 608
Smolkin, G.E.: I 129

Sobolev, R.I.: II 213
Sokolova, L.V.: I 277
Solovev, L.S.: I 175, 197
Sone, Y.: I 899
Spalding, I.J.: II 639
Speer, R.J.: II 51
Spoerlein, R.L.: I 967
Sprott, J.: I 313
Staples, J.: I 899
Steinhaus, J.F.: II 253
Stirling, W.L.: I 351; II 693
Stix, T.H.: I 611
Stodiek, W.: I 479
Stratton, R.F.: II 291
Strelkov, V.S.: I 157, 496
Stringer, T.E.: I 299, 308
Suckewer, S.: II 87
Sudan, R.N.: I 771, 794; II 358
Sugita, K.: II 581
Šunka, P.: II 733
Svirsky, E.B.: II 21
Sweetman, D.R.: II 224, 267, 289, 447, 529
Symon, K.: I 313
Tachon, J.: II 299
Takahashi, N.: I 649
Takayama, K.: II 423, 432
Tasso, H.: I 671, 674, 817; II 266
Taylor, J.B.: I 389
Terashima, Y.: II 423
Tereshchenko, F.F.: I 543
Terlouw, J.C.: II 97, 124, 210
Thompson, E.: II 267
Timonin, A.M.: I 225
Tolok, V.T.: I 543
Toyama, H.: II 619
Trocheris, M.: I 25, 33
Tselnik, F.A.: II 358
Tsuzuki, T.: II 619
Tsytovich, V.N.: I 753, 794, 943
Tuck, J.L.: I 172, 350; II 18, 595, 605
Tu Khiet: I 795
Turner, R.B.: I 427
Tyulpanov, S.S.: I 277
Uede, T.: I 217
Ullschmied, J.: II 723, 733
Unteregger, P.: I 817
Uo, K.: I 217
Vandenplas, P.: I 942; II 413
Van der Houven van Oordt, A.J.: I 675
Van der Laan, P.C.T.: I 287, 297; II 579, 616
Van Heijningen, R.J.J.: I 287
Vasilenko, B.T.: I 543
Vasileva, R.P.: II 39
Vasilevsky, M.A.: II 477
Vasseur, P.: I 924
Venus G.: II 113
Verbeek, R.: II 629
Vinogradov, N.I.: II 399
Vitkovitsky, I.M.: I 143
Volkov, E.D.: I 543, 560
Volosov, V.I.: I 561, 571
Waelbroeck, F.: II 224, 238, 347, 432, 552, 581
Ware, K.D.: II 67
Watanabe, K.: II 581
Watson-Munro, C.N.: II 195, 207
Wegrowe, J.-G.: I 675
Weiss, P.B.: I 967
Weisse, J.: I 715
Weitzner, H.: II 607, 616
Wells, D.R.: II 593
White, B.M.: I 573
Wilcock, P.D.: II 51
Williams, A.H.: II 67
Wingerson, R.C.: I 994
Witulski, H.: II 581
Wobig, H.: I 339, 671; II 616
Wolf, G.H.: II 533
Wright, R.E.: I 967
Yamanaka, C.: I 103, 119, 923, 942
Yamanaka, T.: I 103
Yaroslavsky, A.I.: II 39
Yokoyama, K.: II 657
Yoshikawa, M.: I 329
Yoshikawa, S.: I 403, 425, 527, 571
Yoshimura, H.: II 657
Young, K.M.: I 479, 497
Young, M.P.: II 567
Yudin, Yu.N.: I 561
Yurchenko, E.I.: I 175
Yushmanov, E.E.: II 238, 251, 289, 319
Zalkind, V.M.: I 543
Zanfagna, B.: I 695
Zavoisky, E.K.: II 679
Zeidlits, V.P.: II 723
Zhiltsov, V.A.: II 515
Zhukovsky, V.G.: II 311
Zukakishvili, G.G.: I 237, 254
Zykov, V.G.: I 543

TRANSLITERATION INDEX

Агафонов, В.И.	Agafonov, V.I.
Аликаев, В.В.	Alikaev, V.V.
Алиновский, Н.И.	Alinovsky, N.I.
Алиханов, С.Г.	Alikhanov, S.G.
Анисимов, А.И.	Anisimov, A.I.
Арефьев, В.И.	Arefev, V.I.
Арсенин, В.В.	Arsenin, V.V.
Арсеньев, Ю.И.	Arsenev, Yu.I.
Арцимович, Л.А.	Artsimovich, L.A.
Бабыкин, М.В.	Babykin, M.V.
Байбородов, Ю.Т.	Baiborodov, Yu.T.
Баратов, Д.Т.	Baratov, D.G.
Безъязычный, И.А.	Bezyazychny, I.A.
Бережецкий, М.С.	Berezhetsky, M.S.
Березин, А.К.	Berezin, A.K.
Березина, Г.П.	Berezina, G.P.
Бобровский, Г.А.	Bobrovsky, G.A.
Богачев, В.М.	Bogachev, V.M.
Болотин, Л.И.	Bolotin, L.I.
Борзунов, Н.А.	Borzunov, N.A.
Бортников, А.В.	Bortnikov, A.V.
Бочаров, В.Н.	Bocharov, V.N.
Бревнов, Н.Н.	Brevnov, N.N.
Будкер, Г.И.	Budker, G.I.
Будников, В.Н.	Budnikov, V.N.
Бурченко, П.Я.	Burchenko, P.Ya.
Бутов, И.Я.	Butov, I.Ya.
Василевский, М.А.	Vasilevsky, M.A.
Василенко, Б.Т.	Vasilenko, B.T.
Васильева, Р.П.	Vasileva, R.P.
Виноградов, Н.И.	Vinogradov, N.I.
Волков, Е.Д.	Volkov, E.D.
Волосов, В.И.	Volosov, V.I.
Гваладзе, Ю.С.	Gvaladze, Yu.S.
Глаголев, В.М.	Glagolev, V.M.
Гладковский, И.П.	Gladkovsky, I.P.
Голант, В.Е.	Golant, V.E.
Голуб, Г.В.	Golub, G.V.
Голубчиков, Л.Г.	Golubchikov, L.G.
Горбунов, Е.П.	Gorbunov, E.P.
Гордеев, А.В.	Gordeev, A.V.
Готт, Ю.В.	Gott, Yu.V.
Гребенщиков, С.Е.	Grebenshchikov, S.E.
Демидов, Б.А.	Demidov, B.A.

Демирханов, Р.А.	Demirkhanov, R.A.
Дойч, Р.В.	Deutsch, R.V.
Долгов-Савельев, Г.Г.	Dolgov-Savelev, G.G.
Дубовой, Л.В.	Dubovoy, L.V.
Дьяченко, В.Ф.	Dyachenko, V.F.
Дятлов, В.Д.	Dyatlov, V.D.
Ермаков, А.И.	Ermakov, A.I.
Жильцов, В.А.	Zhiltsov, V.A.
Жуковский, В.Г.	Zhukovsky, V.G.
Залкинд, В.М.	Zalkind, V.M.
Завойский, Е.К.	Zavoisky, E.K.
Зейдлиц, В.П.	Zeidlits, V.P.
Зукакишвили, Г.Г.	Zukakishvili, G.G.
Зыков, В.Г.	Zykov, V.G.
Иванов, В.Д.	Ivanov, V.D.
Иванов, Д.П.	Ivanov, D.P.
Имшенник, В.С.	Imshennik, V.S.
Иоффе, М.С.	Ioffe, M.S.
Ипатов, В.А.	Ipatov, V.A.
Каганский, М.Г.	Kagansky, M.G.
Кадомцев, Б.Б.	Kadomtsev, B.B.
Калмыков, С.Г.	Kalmykov, S.G.
Канаев, Б.И.	Kanaev, B.I.
Карплюк, К.С.	Karplyuk, K.S.
Карпухин, В.И.	Karpukhin, V.I.
Карташев, К.Б.	Kartashev, K.B.
Кварцхава, И.Ф.	Kvartskhava, I.F.
Кириллов, В.Д.	Kirillov, V.D.
Кисляков, А.И.	Kislyakov, A.I.
Колесниченко, Я.И.	Kolesnichenko, Ya.I.
Колесников, Ю.А.	Kolesnikov, Yu.A.
Комин, А.В.	Komin, A.V.
Коссый, И.А.	Kossy, I.A.
Криворуцкий, Э.Н.	Krivorutsky, E.N.
Кузнецов, Е.И.	Kuznetsov, E.I.
Куртмуллаев, Р.Х.	Kurtmullaev, R.Kh.
Ларионов, М.М.	Larionov, M.M.
Левадный, Г.Б.	Levadny, G.B.
Левин, М.Л.	Levin, M.L.
Малиновский, В.К.	Malinovsky, V.K.
Матвеев, Ю.В.	Matveev, Yu.V.
Маханков, В.Г.	Makhankov, V.G.
Мирнов, С.В.	Mirnov, S.V.
Морозов, А.И.	Morozov, A.I.
Морозов, В.Е.	Morozov, V.E.
Морозов, С.А.	Morozov, S.A.
Нанобашвили, С.И.	Nanobashvili, S.I.
Назаров, Н.И.	Nazarov, N.I.
Наседкин, Ю.Ф.	Nasedkin, Yu.F.
Недосеев, С.Л.	Nedoseev, S.L.
Незлин, М.В.	Nezlin, M.V.
Нестерихин, Ю.Е.	Nesterikhin, Yu.E.

Нечаев, Ю.И.	Nechaev, Yu.I.
Обухов, А.А.	Obukhov, A.A.
Овсянников, В.А.	Ovsyannikov, V.A.
Ораевский, В.Н.	Oraevsky, V.N.
Орешкин, В.К.	Oreshkin, V.K.
Орлинский, Д.В.	Orlinsky, D.V.
Осовец, С.М.	Osovets, S.M.
Павленко, В.П.	Pavlenko, V.P.
Павличенко, О.С.	Pavlichenko, O.S.
Павлов, Е.И.	Pavlov, E.I.
Панасюк, В.М.	Panasyuk, V.M.
Пахомов, А.П.	Pakhomov, A.P.
Петров, М.П.	Petrov, M.P.
Петров, Ю.Ф.	Petrov, Yu.F.
Пилия, А.Д.	Piliya, A.D.
Пильский, В.И.	Pilsky, V.I.
Пистунович, В.И.	Pistunovich, V.I.
Платонов, В.В.	Platonov, V.V.
Плахов, А.Г.	Plakhov, A.G.
Погуце, О.Н.	Pogutse, O.N.
Пономаренко, А.Г.	Ponomarenko, A.G.
Попов, И.А.	Popov, I.A.
Потапенко, В.А.	Potapenko, V.A.
Рабинович, М.С.	Rabinovich, M.S.
Размадзе, Н.А.	Razmadze, N.A.
Разумова, К.А.	Razumova, K.A.
Родичкин, В.А.	Rodichkin, V.A.
Рожденственский, В.В.	Rozhdestvensky, V.V.
Ройфе, И.М.	Roife, I.M.
Романовский, М.К.	Romanovsky, M.K.
Росинский, С.Е.	Rosinsky, S.E.
Рудаков, В.А.	Rudakov, V.A.
Рудаков, Л.И.	Rudakov, L.I.
Руднев, Н.И.	Rudnev, N.I.
Рухадзе, А.А.	Rukhadze, A.A.
Рухлин, В.Г.	Rukhlin, V.G.
Русанов, В.Д.	Rusanov, V.D.
Рютов, Д.Д.	Ryutov, D.D.
Сагдеев, Р.З.	Sagdeev, R.Z.
Сбитникова, И.С.	Sbitnikova, I.S.
Свирский, Е.Б.	Svirsky, E.B.
Семенов, В.Н.	Semenov, V.N.
Сидорова, И.К.	Sidorova, I.K.
Синицын, В.И.	Sinitsyn, V.I.
Скорюпин, В.А.	Skoryupin, V.A.
Смолкин, Г.Е.	Smolkin, G.E.
Соболев, Р.И.	Sobolev, R.I.
Соколова, Л.В.	Sokolova, L.V.
Соловьев, Л.С.	Solovev, L.S.
Стрелков, В.С.	Strelkov, V.S.
Терещенко, Ф.Ф.	Tereshchenko, F.F.
Тимонин, А.М.	Timonin, A.M.

Толок, В.Т.	Tolok, V.T.
Тюльпанов, С.С.	Tyulpanov, S.S.
Файнберг, Я.Б.	Fainberg, Ya.B.
Фанченко, С.Д.	Fanchenko, S.D.
Федоров, В.И.	Fedorov, V.I.
Филимонова, Е.А.	Filimonova, E.A.
Филиппов, Н.В.	Filippov, N.V.
Филиппова, Т.И.	Filippova, T.I.
Ходатаев, К.В.	Khodataev, K.V.
Хорасанов, Г.Л.	Khorasanov, G.L.
Хромков, И.Н.	Khromkov, I.N.
Цытович, В.Н.	Tsytovich, V.N.
Чеверев, Н.С.	Cheverev, N.S.
Чкуасели, З.Д.	Chkuaseli, Z.D.
Чуянов, В.А.	Chuyanov, V.A.
Шапиро, В.Д.	Shapiro, V.D.
Шапкин, В.В.	Shapkin, V.V.
Шафранов, В.Д.	Shafranov, V.D.
Шпигель, И.С.	Shpigel, I.S.
Щеглов, Д.А.	Shcheglov, D.A.
Юдин, Ю.Н.	Yudin, Yu.N.
Юрченко, Е.И.	Yurchenko, E.I.
Юшманов, Е.Е.	Yushmanov, E.E.
Ярославский, А.И.	Yaroslavsky, A.I.

IAEA SALES AGENTS AND BOOKSELLERS

Orders for Agency publications can be placed with your bookseller or any of the addresses listed below:

ARGENTINA
Comisión Nacional de
Energía Atómica
Avenida del Libertador 8250
Buenos Aires

AUSTRALIA
Hunter Publications
23 McKillop Street
Melbourne, C.1

AUSTRIA
IAEA
Publications Sales Unit
P.O. Box 590
Kärntner Ring 11
A-1011 Vienna

BELGIUM
Office International
de Librairie
30, Avenue Marnix
Brussels 5

CANADA
International Publications
Dept. of Public Printing
and Stationery Bldg.
Ottawa, Ontario

C. S. S. R.
S.N.T.L.
Spolena 51
Nové Mesto
Prague 1

DENMARK
Ejnar Munksgaard Ltd.
6 Norregade
DK-1165 Copenhagen K

FRANCE
Office International de
Documentation et Librairie
48, Rue Gay-Lussac
F-75 Paris 5e

GERMANY, Fed. Rep.
R. Oldenbourg Verlag
Rosenheimer Strasse 145
D-8 Munich 80

HUNGARY
Kultura
Hungarian Trading Company
for Books and Newspapers
P.O. Box 149
Budapest 62

ISRAEL
Heiliger & Co.
3, Nathan Strauss Str.
Jerusalem

ITALY
Agenzia Editoriale Commissionaria
A.E.I.O.U.
Via Meravigli 16
I-20123 Milan

JAPAN
Maruzen Company, Ltd.
P.O. Box 5050,
100-31 Tokyo International

MEXICO
Librería Internacional, S.A.
Av. Sonora 206
México 11, D.F.

NETHERLANDS
Martinus Nijhoff N.V.
Lange Voorhout 9
P.O. Box 269
The Hague

PAKISTAN
Mirza Book Agency
65, Shahrah Quaid-E-Azam
P.O. Box 729
Lahore - 3

POLAND
Ars Polona
Centrala Handlu Zagranicznego
Krakowskie Przedmiescie 7
Warsaw

ROMANIA
Cartimex
3-5 13 Decembrie Street
P.O. Box 134-135
Bucarest

SPAIN
Librería Bosch
Ronda Universidad 11
Barcelona - 7

SWEDEN
C. E. Fritzes Kungl. Hovbokhandel
Fredsgatan 2
Stockholm 16

SWITZERLAND
Librairie Payot
Rue Grenus 6
CH-1211 Geneva 11

U. S. S. R.
Mezhdunarodnaya Kniga
Smolenskaya-Sennaya 32-34
Moscow G-200

U. K.
Her Majesty's Stationery Office
P.O. Box 569
London S. E. 1

U. S. A.
National Agency for
International Publications, Inc.
317 East 34th Street
New York, N.Y. 10016

YUGOSLAVIA
Jugoslovenska Knjiga
Terazije 27
Belgrade

IAEA publications can also be purchased retail at the United Nations Bookshop at United Nations Headquarters, New York, from the news-stand at the Agency's Headquarters, Vienna, and at most conferences, symposia and seminars organized by the Agency.

In order to facilitate the distribution of its publications, the Agency is prepared to accept payment in UNESCO coupons or in local currencies.

Orders and inquiries from countries not listed above may be sent to:

Publications Sales Unit
International Atomic Energy Agency
P.O. Box 590
Kärntner Ring 11
A-1011 Vienna I, Austria