FR8002248

INDC(FR)-038
NEANDC(E)-212/L
CEA-N-2134

- Note CEA-N-2134 -

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET NUCLEAIRE POUR L'ANNEE 1979

- Juin 1980 -

- Note CEA-N-2134 -

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET NUCLEAIRE POUR L'ANNEE 1979

CEA-N-2134 -

COMPTE RENDU D'ACTIVITE DU SERVICE DE PHYSIQUE NEUTRONIQUE ET NUCLEAIRE POUR L'ANNEE 1979.

Sommaire.- Ce Compte Rendu présente les travaux de Physique Nucléaire effectués au sein du Service de Physique Neutronique et Nucléaire du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel, pendant l'année 1979. Il comprend : une partie sur les activités techniques et les équipements, puis une partie sur les expériences et leurs interprétations. La troisième partie est consacrée aux évaluations et traitements de données nucléaires, et aux travaux théoriques. A la fin du Compte Rendu, on donne la liste des documents émis par le Service au cours de l'année 1979 ainsi que la liste des séminaires qui ont eu lieu dans le laboratoire.

1980 279 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-N-2134 -

PROGRESS REPORT OF THE NEUTRON AND NUCLEAR PHYSICS DIVISION FOR THE YEAR 1979

Summary.- This progress report gives a presentation of the nuclear physics work carried out in the Service de Physique Neutronique et Nucléaire (C.E. Bruyères-le-Châtel) during the year 1979. It comprises a part about technical work and equipments and a second part on experiments and their interpretations. The third part is devoted to nuclear data evaluations and processing along with theoretical work. At the end of the report a list is given of the documents issued during the year 1979 and a list of talks given in the laboratory.

1980 279 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

PREFACE

Dans le courant de l'année, une réorganisation interne au Département de Physique Générale a conduit à regrouper, dans le cadre d'un Service de Physique Neutronique et Nucléaire les activités de l'ancien Service de Physique Nucléaire du CE Bruyères-Le-Châtel avec certains travaux de Neutronique menés au CE Limeil. Néanmoins, ce compte rendu ne concerne que les activités de Physique Nucléaire effectuées au CE Bruyères-Le-Châtel et s'inscrit donc en parfaite continuité avec les travaux décrits dans les précédents comptes rendus.

Cette réorganisation s'est traduite en outre par les nominations de M. Michaudon au titre d'Adjoint au Chef du Département de Physique Générale et de M. Figeac au titre de Chef du nouveau Service.

Les activités de Physique Nucléaire au CE Bruyères-Le-Châtel sont poursuivies dans le cadre de 3 sections qui sont :
- *La section Théorie-Evaluation*
- *La section de Physique Expérimentale*
- *La section Technique.*

Parmi les évènements marquants de l'année, il faut noter la rénovation complète du parc d'ordinateurs du Service, qui se compose maintenant d'un ordinateur MITRA 125 affecté spécialement aux calculs et d'un MITRA 225 (en liaison avec 2 ordinateurs MITRA 15) réservé à l'acquisition des données expérimentales ; le potentiel de calcul est complété par la mise en place d'un co-ordinateur SFENA relié au réseau CISI.
Notons en outre la mise en service d'une nouvelle source d'ions lourds auprès de l'accélérateur Van de Graaff 7 MV Tandem, qui a mobilisé une grande partie de la disponibilité de cet appareil et qui fonctionne de manière tout à fait convenable.

Le Service s'est chargé de l'organisation du Neutron Interlab Seminar qui s'est tenu à Paris les 25, 26 et 27 juin et a réuni une quarantaine de spécialites provenant de laboratoires européens.

Les études développées par le Service dans le courant de l'année peuvent être présentées à partir des principaux axes suivants :

- Evaluation de données, en relation étroite avec les demandes DAM et en coopération avec d'autres laboratoires ou organismes internationaux. Cette activité nous a conduits à développer des procédures informatiques de traitement de données ; les principaux résultats obtenus ont trait à une évaluation complète des isotopes ^{85}Rb et ^{87}Rb et des travaux concernant le ^{24}Pu ont été entrepris.

- Mesures de sections efficaces, destinées à compléter les mesures existantes et assorties d'interprétations à l'aide de modèles phénoménologiques. Nous avons en particulier étudié les déformations nucléaires dans la région des terres rares à partir de mesures de diffusion de neutrons rapides. Nous avons en outre poursuivi un programme important sur les actinides, qu'il s'agisse de mesures de sections efficaces de diffusion, de fission, ou de réactions (n, 2n).

- Etudes fondamentales concernant, sur le plan théorique, le développement des modèles nucléaires et l'utilisation des théories self-consistantes pour la description des noyaux et sur le plan expérimental l'étude du processus de fission ; nous avons en particulier sur ce dernier point effectué des mesures à haute résolution de la section efficace de fission de ^{231}Pa en collaboration avec les laboratoires de Los Alamos et Oak Ridge.

- Etudes expérimentales des réactions induites par ions lourds. Dans ce domaine, une petite équipe de notre laboratoire, en liaison avec d'autres chercheurs, envisage de participer à des mesures auprès de GANIL. Une étude de la réaction $^{13}C + ^{13}C$ a en particulier été effectuée.

Tous les travaux décrits dans le compte rendu ont nécessité une bonne disponibilité des accélérateurs et des moyens de calcul, la compétence et le

dévouement des équipes chargées de la réalisation des travaux et de la mise en oeuvre des principaux moyens techniques.

P. FIGEAC *A. MICHAUDON*

Tous nos remerciements vont à Mme LABBE qui a bien voulu assurer la frappe de ce document, et à M. SALVY, Adjoint du chef de Service qui s'est chargé des problèmes de correction et d'édition.

TABLE DES MATIERES

PARTIE A : EXPLOITATION ET AMELIORATIONS DES MOYENS EXPERIMENTAUX.

A-I-ACCELERATEURS 1

A-I-1-Van de Graaff Tandem 1

A-I-2-Van de Graaff 4 MeV 8

A-I-3-Répartition du temps de fonctionnement des accélérateurs en 1979 10

A-II-ETUDE DU COUPLAGE DE L'ACCELERATEUR TANDEM A UN CYCLOTRON DU TYPE 680 CGR-MeV (K = 50) 11

A-III-INFORMATIQUE 18

A-IV-PROGRAMMES DE CALCUL 21

A-V-TECHNOLOGIE 23

PARTIE B : EXPERIENCES ET INTERPRETATIONS.

B-I-ETUDE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE DES NEUTRONS RAPIDES 24

B-I-1-Amélioration des dispositifs expérimentaux 24

B-I-2-Les déformations nucléaires dans la région des terres rares obtenues à partir des mesures de diffusion des neutrons rapides 26

B-I-3-Sections efficaces de diffusion de neutrons par ^{232}Th, ^{233}U, ^{238}U à l'énergie de 1.[illegible] MeV 31

B-I-4-Sections efficaces de diffusion de neutrons rapides par le noyau ^{242}Pu 35

B-I-5-Spectres de neutrons secondaires émis par ^{9}Be et ^{2}H pour des énergies de neutrons incidents de 8 et 11,2 MeV ... 40

B-II-MESURES DE SECTIONS EFFICACES DE REACTIONS 45

B-II-1-Mesures de flux de neutrons 45

B-II-2-Sections efficaces de capture radiative de neutrons rapides 47

B-II-3-Etude du mécanisme de capture dans la réaction $^{208}Pb(n,\gamma)^{209}Pb$ 51

B-II-4-Mesure de la section efficace (n,2n) de ^{235}U du seuil à 13 MeV 53

B-II-5-Mesure des sections efficaces de fission 54

B-II-6-Mesure de $\bar{\nu}_p$ pour la fission de ^{237}Np induite par des neutrons d'énergie inférieure à 15 MeV 58

B-II-7-Etude expérimentale des probabilités d'émission des neutrons de fission 64

B-II-8-Mesure du spectre en énergie des neutrons prompts de fission 69

B-III-ETUDE DE LA FISSION 71

B-III-1-Etude d'un détecteur de fragments de fission 71

B-III-2-Mesure à haute résolution de la section efficace de la réaction $^{231}Pa(n,f)$ 76

B-III-3-Analyse des voies de sortie de fission à partir de la section efficace et des distributions angulaires des fragments dans la réaction $^{232}Th(n,f)$ 82

B-III-4-Etude des effets dynamiques dans les réactions $^{232}Th(n,f)$ et $^{238}U(n,f)$ 87

B-III-5-Mesure de l'énergie cinétique totale moyenne et des distributions angulaires des fragments de la réaction $^{230}Th(n,f)$ 92

B-III-6-La réaction $(n,\gamma f)$ dans les résonances induites par neutrons lents dans ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu 95

B-III-7-Etude de la dissipation en énergie dans la fission de ^{234}U induite par la réaction $^{233}U(d,pf)$ 99

B-III-8-Calcul de l'énergie potentielle d'une gouttelette liquide 109

B-III-9-Evaluation des effets de couches à l'aide du modèle de MYERS et SWIATECKI 113

B-IV-ETUDE DES REACTIONS INDUITES PAR IONS LOURDS 119

B-IV-1-Banc de régulation pour détecteurs d'ions lourds à gaz 119

B-IV-2-Mesure de la probabilité d'ionisation au cours de la réaction $^{106}Cd(p,p)^{106}Cd$ à E_p = 10 MeV. Application à la mesure de la durée de vie du noyau composé ^{107}In 122

B-IV-3-Fusion entre ions lourds aux énergies sous-coulombiennes .. 130

B-IV-4-Elaboration et mise au point d'un code de calcul de la section efficace d'excitation coulombienne 137

B-IV-5-Essai d'identification en Z des fragments de fission spontanée de ^{252}Cf 140

B-IV-6-Télescope ΔE-E à localisation 143

PARTIE C : THEORIE ET EVALUATION.

C-I-EVALUATION DES DONNEES NUCLEAIRES 148

C-I-1-Evaluation complète des sections efficaces neutronique de ^{85}Rb et ^{87}Rb de 10^{-5} eV à 20 MeV 148

C-I-2-Evaluation des sections efficaces de ^{241}Pu 156

C-I-3-Evaluation de la section efficace $^{175}Lu(n,p)^{175}Yb$ 157

C-II-TRAITEMENT DES DONNEES 159

C-II-1-Compilation de données spectroscopiques nucléaires 159

C-II-2-SYNOPSIS : outil interactif d'évaluation de données nucléaires 160

C-II-3-Traitement de données concernant H, C, N, O, Na, Pb..... 164

C-II-4-Spectres gamma émis par les produits de fission 168

C-II-5-SPEC 5 : un code de calcul des distributions en énergie dans le laboratoire des neutrons secondaires émis au cours des réactions (n,n') et (n,2n) 169

C-II-6-SPECT : un programme de calcul de sections efficaces, différentielles en énergie, de production de neutrons secondaires à partir des données de fichiers ENDF/B 173

C-II-7-Adaptation des pénétrabilités obtenues par un modèle en voies couplées (ECIS) à celles nécessaires à un code de modèle statistique 176
C-II-8-CDMLAB : un programme de transformation de distributions angulaires lors de changements de référentiels 177
C-II-9-EVGRP : un code de traitement des "files" ENDF de production photonique 178
C-II-10-Modifications du code AMPX1 179
C-II-11-Comparaison de quelques méthodes d'interpolation 180
C-II-12-Adaptation sur MITRA 125 d'un ensemble de programmes de tracés 182

C-III-CALCULS DE DONNEES ET ETUDES DE MODELES NUCLEAIRES 185
C-III-1-Sur le rôle des densités de niveaux dans le calcul par modèle statistique des réactions (n,γ), (n,n') et (n,2n) sur quelques isotopes de samarium 185
C-III-2-Calcul des rapports isomériques des réactions (n,xn), (n,p), (n,α) 190
C-III-3-Recherche des déformations hexacontatétrapolaires (β_6) par la diffusion des neutrons 195
C-III-4-Evaluation du potentiel optique neutron-noyau à partir de données de diffusion élastique et inélastique de protons : cas des isotopes de l'ytterbium 197
C-III-5-Moments multipolaires des potentiels optiques et incertitudes liées à leur évaluation 201
C-III-6-Paramétrisation du modèle optique sphérique dans la région des masses A = 89 - 103 entre 10 keV et 50 MeV 205
C-III-7-Calculs en voies couplées utilisant des fonctions d'ondes microscopiques 208
C-III-8-Calculs de cascades γ et formation d'états isomériques dans les processus (n,γ) et (n,n'γ) 212
C-III-9-Déformations dynamiques et diffusion inélastique 214

C-IV-DESCRIPTION DES NOYAUX DANS LE CADRE DES THEORIES SELF-CONSISTANTES 215

C-IV-1-Description des noyaux sphériques et déformés par la méthode self-consistante de Hartree-Fock-Bogolyubov 215

C-IV-2-Etude des effets des correlations à longue portée par la théorie R.P.A. 217

C-IV-3-Calcul microscopique de la barrière de fission du ^{240}Pu .. 221

C-IV-4-Traitement dynamique des oscillations collectives dans les noyaux 224

C-V-ASTROPHYSIQUE 227

C-V-1-Evolution des galaxies 227

C-V-2-Nucléosynthèse 229

PARTIE D : BIBLIOGRAPHIE 235

PARTIE E : SEMINAIRES 246

---ooOoo---

TABLE OF CONTENTS

PART A : UTILIZATION AND IMPROVEMENTS OF THE EXPERIMENTAL FACILITIES.

A-I-ACCELERATORS 1

A-I-1-The 7 MV Tandem Van de Graaff Accelerator 1

A-I-2-The 4 MeV Van de Graaff Accelerator 8

A-I-3-Utilization of the accelerators in 1979 10

A-II-STUDY OF THE TANDEM ACCELERATOR COUPLING TO A CGR-MeV (K = 50) CYCLOTRON 11

A-III-COMPUTERS 18

A-IV-SCIENTIFIC PROGRAMMING 21

A-V-TECHNOLOGY 23

PART B : EXPERIMENTS AND INTERPRETATIONS.

B-I-STUDY OF FAST NEUTRON ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING 24

B-I-1-Improvements in the experimental systems 24

B-I-2-Nuclear deformation in the rare earth region from fast neutron scattering 26

B-I-3-Neutron cross sections for ^{232}Th, ^{233}U, ^{239}Pu at 1.5 MeV ... 31

B-I-4-Neutron scattering cross sections for ^{242}Pu 35

B-I-5-Secondary neutron spectra from ^{9}Be and ^{2}H for incident neutron energies of 8.0 and 11.2 MeV 40

B-II-REACTION CROSS SECTION MEASUREMENTS 45

B-II-1-Neutron flux measurements 45

B-II-2-Fast neutron capture cross sections 47

B-II-3-Study of the capture mechanism in the $^{208}Pb(n,\gamma)^{209}Pb$ reaction 51

B-II-4-Measurement of the $^{235}U(n,2n)$ cross section between threshold and 13 MeV 53

B-II-5-Fission cross section measurements 54

B-II-6-Measurement of $\bar{\nu}_p$ for ^{237}Np fission induced by neutrons up to 15 MeV incident energy 58

B-II-7-Experimental studies of the fission neutron multiplicity distributions 64

B-II-8-Measurement of fission neutron energy spectra 69

B-III-STUDY OF FISSION 71

B-III-1-Study of a fission fragment detector 71

B-III-2-High resolution measurement of $^{231}Pa(n,f)$ reaction cross section 76

B-III-3-Channel analysis of the fission cross section and fragment angular distributions in the reaction $^{232}Th(n,f)$ 82

B-III-4-Study of the dynamical effects in the reactions $^{232}Th(n,f)$ and $^{238}U(n,f)$ 87

B-III-5-Mean total kinetic energy and angular distributions of the fragments in the reaction $^{230}Th(n,f)$ 92

B-III-6-The $(n,\gamma f)$ reaction in the resonances induced by slow neutrons in ^{239}Pu, ^{235}U and ^{241}Pu 95

B-III-7-Study of the energy dissipation in the fission induced by the $^{233}U(d,pf)$ reaction 99

B-III-8-Droplet model calculations 109

B-III-9-Shell correction evaluation from the MYERS and SWIATECKI model 113

B-IV-STUDY OF HEAVY ION INDUCED REACTIONS 119

B-IV-1-Regulation system for gaseous detectors 119

B-IV-2-Measurement of ionization probability in the $^{106}Cd(p,p)$ reaction at E_p = 10 MeV. Application to the lifetime measurement of the ^{107}In compound nucleus 122

B-IV-3-Fusion between heavy ions at sub-coulomb energies 130

B-IV-4-Development and carrying out of a code for calculating Coulomb excitation cross section 137

B-IV-5-Tentative Z identification for the fragments from spontaneous fission of ^{252}Cf 140

B-IV-6-A position-sensitive ΔE-E telescope 143

PART C : THEORY AND EVALUATION.

C-I-EVALUATION OF NUCLEAR DATA 148

C-I-1-Complete cross section evaluation for ^{85}Rb and ^{87}Rb from 10^{-5} eV to 20 MeV 148

C-I-2-Evaluation of ^{241}Pu cross sections 156

C-I-3-$^{175}Lu(n,p)^{175}Yb$ reaction cross section evaluation 157

C-II-DATA PROCESSING 159

C-II-1-Compilation of nuclear spectroscopic data 159

C-II-2-SYNOPSIS : an interactive system for nuclear data evaluation 160

C-II-3-Data processing for H, C, N, O, Na, Pb 164

C-II-4-Fission product gamma spectra 168

C-II-5-SPEC 5 : a code for calculating secondary neutron energy distributions from (n,2n) and (n,n') reactions 169

C-II-6-SPECT : a code to calculate differential energy cross sections of secondary neutron production from ENDF/B data files 173

C-II-7-Adaptation of penetrabilities obtained from a coupled channel model (ECIS) to use in a statistical model code 176
C-II-8-CDMLAB : a code to generate angular distributions from a referential to another 177
C-II-9-EVGRP : an ENDF photonic production processing code 178
C-II-10-Modifications in AMPXI code 179
C-II-11-Comparison of some interpolation methods 180
C-II-12-Implementation of a set of plotting routines on MITRA 125 computer 182

C-III-CALCULATION OF DATA AND STUDY OF NUCLEAR MODELS 185

C-III-1-Level density dependence of (n,γ), (n,n') and (n,2n) reaction cross sections for some samarium isotopes 185
C-III-2-Isomeric ratios of (n,xn) and (n,γ) reactions 190
C-III-3-Search for hexacontatetrapolar (β_6) deformations from neutron scattering 195
C-III-4-Evaluation of neutron optical potential from proton elastic and inelastic scattering data : application to Yb isotopes 197
C-III-5-Note on the optical potential moments and their uncertainties related to the methods of analysis 201
C-III-6-Spherical optical model parameterization in the mass region A = 89 - 103 and the energy range 10 keV-50 MeV .. 205
C-III-7-Coupled channel calculations with microscopic wave functions 208
C-III-8-γ-cascade and isomeric state formation calculations in (n,γ) and (n,n'γ) reactions 212
C-III-9-Dynamic deformations and inelastic scattering 214

C-IV-DESCRIPTION OF NUCLEI WITHIN THE SELF-CONSISTENT THEORIES 215

C-IV-1-Self-consistent Hartree-Fock-Bogolyubov approach to spherical and deformed nuclei 215

C-IV-2-A Study of long range correlation effects in the R.P.A. theory 217

C-IV-3-Microscopic calculation of the ^{240}Pu fission barrier 221

C-IV-4-Dynamical treatment of nuclear collective oscillations ... 224

C-V-ASTROPHYSICS 227

C-V-1-Evolution of galaxies 227

C-V-2-Nucleosynthesis 229

PART D : BIBLIOGRAPHY 235

PART E : SEMINARIES 246

---ooOoo---

PARTIE A :

EXPLOITATION ET AMELIORATIONS DES MOYENS EXPERIMENTAUX

A-I-ACCELERATEURS

ACCELERATORS

A-I-1-Van de Graaff Tandem (A.DANDINE, J.BARDY, A.COURTAIN, R.CESCHI* et les techniciens du groupe Accélérateurs).

The 7 MV Tandem Van de Graaff Accelerator.

The maintenance and the operation of the Tandem in 1979 are briefly reported as well as the main developments which are been carried out during the same period e.g. :
- a regulator which reduces the effects of the terminal voltage fluctuation has been constructed and installed in the tandem. An error signal derived from momentum analysis of the accelerator beam is transmitted to the terminal by an optical device. The signal modulates a voltage applied to the foil stripper. The system has typically reduced the ripple by as much as 45%.
- the installation of the 834 Hiconex negative ion sputter source and of the 1460 GIC 100 kV injector is in progress. Intensities of several microamperes of a wide variety of heavy ions (in principle up to uranium) will be available for the tandem.
- a computer program for beam transport optics has been developed and operates satisfactorily.

1-Fonctionnement et maintenance.

En 1979, l'accélérateur Van de Graaff tandem a été utilisé pendant 1593 heures ; environ deux tiers du temps d'utilisation ont été consacrés à l'accélération de protons et de deutons, et un tiers à l'accélération d'ions lourds (carbone, azote, oxygène, fluor).

Cinq ouvertures du tank ont été effectuées au cours de l'année pour les travaux suivants :

- changement des tubes accélérateurs basse énergie après 6724 heures de fonctionnement,

- changement des peignes de charge et de décharge et des pointes corona,
- changement des résistances de colonne haute tension. Les résistances dont la valeur s'écartait de plus de ± 20% de la valeur nominale ont été remplacées,
- changement des feuilles de carbone du stripper,
- installation, mise au point et essais d'un nouveau système de régulation de la haute tension de l'accélérateur.

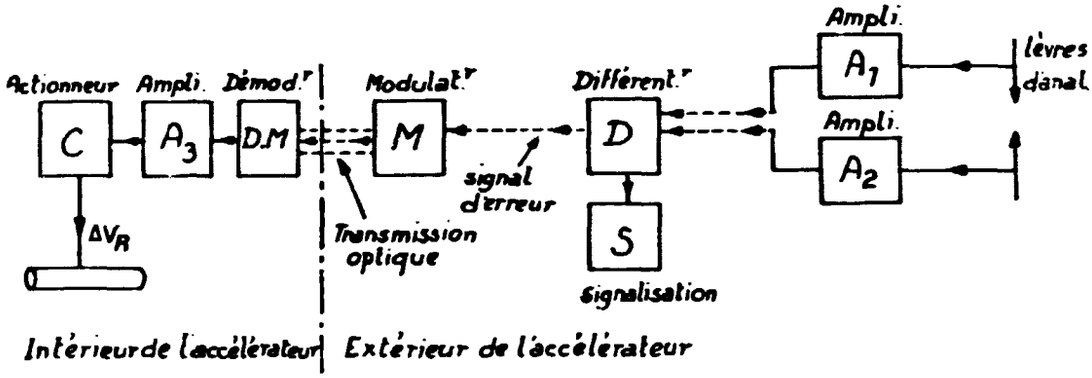
2-Mise au point d'un dispositif de régulation à large bande.

Ce dispositif a fait l'objet d'une thèse de Docteur-Ingénieur présentée par R. CESCHI. Le dispositif classique de régulation de la haute tension par effet corona est limité en fréquence. Il ne permet de réguler que des variations de tension de basse fréquence (< 10 Hz) et, pour réduire la dispersion en énergie due aux fluctuations plus rapides (< 15 kHz), une nouvelle régulation a été ajoutée à celle existante.

Le principe de la nouvelle régulation consiste à agir sur la vitesse des ions au niveau du stripper en pilotant sa tension à l'aide d'un signal d'erreur. La figure 1 montre le schéma de principe du système de régulation.

Les courants des ions collectés sur les fentes de régulation installées après l'aimant d'analyse sont amplifiés par un amplificateur à grand gain ($\simeq 10^4$), de bande passante à 3 dB supérieure à 20 kHz, et sensible à des courants d'entrée de l'ordre d'une dizaine de nA. La différence des courants est effectuée par un différentiateur de gain réglable et constitue le signal d'erreur à traiter. La commande du régulateur est effectuée par une transmission optique : un modulateur, placé à l'extérieur du tank, émet une onde lumineuse (de longueur d'onde λ = 585 nm) modulée en puissance par le signal d'erreur. Cette information est démodulée par un photomultiplicateur installé dans l'électrode haute tension ; celui-ci délivre un signal électrique qui est amplifié et filtré. Enfin, la tension correctrice arrive sur le stripper qui, porté à un potentiel différent de celui de l'électrode de haute tension, agit sur la vitesse des ions.

Le nouveau système de régulation permet de réduire la dispersion en énergie du faisceau d'ions analysés de 15 à 45%.



A-I-1-FIGURE 1

Schéma de principe du système de régulation.

3-Installation de la source d'ions lourds Hiconex 834 et de l'injecteur accélérateur G.I.C. 1460 .

Ce matériel a été construit par la Société General Ionex Corporation (USA).

Le principe de fonctionnement de la source est le suivant :

- une source à cathode de tungstène à ionisation de surface émet un faisceau de quelques mA d'ions positifs de césium. Ces ions bombardent l'intérieur d'un cône creux du matériel dont on désire obtenir des ions négatifs. Des atomes de ce matériau sont arrachés de la surface du cône par l'impact des ions césium accélérés à 20 keV, et il se produit un échange de charge avec la couche de césium qui s'est déposée sur l'intérieur du cône.

Les ions négatifs sont extraits par un potentiel approprié et accélérés à 100 keV par l'injecteur.

Le cône est placé sur un plateau porte-cônes qui reçoit 12 cônes différents. La commande de rotation de ce plateau est effectuée de l'extérieur, sans qu'il soit nécessaire de casser le vide dans la source.

On dispose ainsi d'une source qui peut produire 12 types d'ions négatifs différents, et passer d'un type d'ions à un autre en quelques minutes.

Le faisceau d'ions négatifs de faible émittance (2 cm - mrad - $MeV^{1/2}$) est analysé par un aimant de produit $ME/Z^2 = 6,4$ c'est à dire capable de dévier des ions $^{63}Cu^-$ d'énergie 100 keV, puis focalisé par un triplet magnétique au plan de focalisation objet du tandem.

Au cours des essais de recette en usine, les courants analysés suivants ont été obtenus :

Ions	Intensité µA
$^{12}C^-$	80
$^{32}S^-$	47
$^{63}Cu^-$	3,2

Il est possible d'obtenir avec cette source une cinquantaine d'ions, depuis le lithium jusqu'à l'uranium. L'installation de la source et de l'injecteur dans la salle du tandem est terminée. Les premiers essais avec faisceau ont été effectués en Novembre 1979.

4-Mise au point d'un code de calcul de l'optique des faisceaux d'ions.

Inspiré du code TRANSPORT [1], un programme de calcul du transport de faisceaux de particules chargées a été mis au point.

L'étude du transport d'un faisceau dans une ligne peut être réduite à un processus de multiplication de matrices.

Les caractéristiques d'un faisceau de particules sont représentées par un ellispsoïde à n dimensions (n = 6 dans notre cas) qui s'écrit sous la forme d'une matrice symétrique σ de dimensions 6 x 6.

Si $\sigma(o)$ est la matrice faisceau à l'entrée d'un système de transport de matrice de transfert M, à la sortie on a :

$$\sigma(1) = M\,\sigma(o)\,M^T \qquad (M^T \text{ transposée de } M)$$

Les coefficients situés sur la diagonale de la matrice σ représentent les caractéristiques du faisceau :

$x = \sqrt{\sigma_{11}}$ et $\sqrt{\sigma_{22}} = x'$ position et inclinaison de la trajectoire par rapport à l'axe dans le plan horizontal.

$y = \sqrt{\sigma_{33}}$ et $\sqrt{\sigma_{44}} = y'$ position et inclinaison de la trajectoire par rapport à l'axe dans le plan vertical .

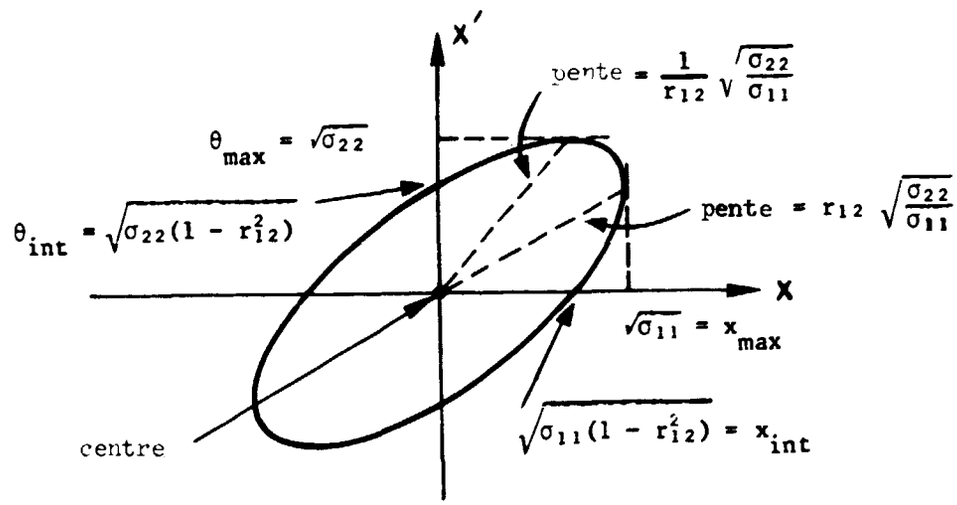
$\sqrt{\sigma_{55}} = \ell$ longueur du "bunch".

$\sqrt{\sigma_{66}} = \frac{\Delta p}{p}$ dispersion en énergie des particules.

Les coefficients σ_{ij} ($i \neq j$) représentent les couplages entre les diverses coordonnées et sont déterminées par :

$$\sigma_{ij} = r_{ij} \sqrt{\sigma_{ii}\ \sigma_{jj}} \text{ avec } \sigma_{ij} = \sigma_{ji}$$

Les paramètres de l'ellipse de phase sont détaillés ci-dessous dans un exemple à 2 dimensions :



La matrice de transfert M dépend des éléments physiques considérés : espace de dérive, aimants de déflexion, quadrupôles etc ....

Le code est écrit en FORTRAN IV et est opérationnel sur le MITRA 125 du Service P2N.

L'entrée des données et la sortie des résultats s'effectuent sur la console de visualisation VG-2100 à l'aide du clavier et du "light pen". Il existe une option de sortie sur imprimante et traceur BENSON.

<u>Utilisation du code</u> :

1) L'entrée des données s'effectue en trois étapes :
   a) Conditions initiales du faisceau (entrée des coefficients σ_{ij})
   b) Entrée des caractéristiques des particules (masse, charge, énergie)
   c) Entrée des constituants de la ligne de transport (espace sans champ), quadrupôles, aimants).

2) La sortie des résultats s'effectue soit :

- Sur la console de visualisation sur laquelle apparaissent les enveloppes du faisceau dans les deux plans ainsi que les emittances dans les deux plans à l'entrée et à la sortie du système de transport,
- Sur imprimante, on obtient les coefficients σ_{ij} à la sortie de chaque constituant de la ligne de transport,
- Sur traceur BENSON, on a le tracé des enveloppes.

Devant la console de visualisation, l'utilisateur du code a la possibilité de modifier toutes les valeurs entrées précédemment.

Les calculs sont effectués au 1er ordre et ne tiennent pas compte des effets de charge d'espace.

* *Collaborateur temporaire de Thèse.*

REFERENCE

[1] - K. BROWN et al., *CERN 73-16 (1973).*

A-I-2-Van de Graaff 4 MeV (A. DANDINE, R. DUBOIS, P. MEUNIER, A. PENNARUN).

The 4 MeV Van de Graaff accelerator.

The total operation time in 1979 was about 3454 hours, the proton and deuteron beams being used for neutron physics studies.
In the pulsed operation at 2.5 MHz, bursts of 0.6 ns and 0.8 ns were obtained with an average intensity of $\bar{I}$ = 10 μA.
However, for experiments in certain neutron energy ranges, different repetition rates are required. Consequently to provide this additional flexibility we have constructed a versatile pulser which can be operated externally and which provides repetition rates in the range of 2.5 MHz to 250 kHz.
This pulser will be installed in the machine early in 1980.

1-Fonctionnement et maintenance.

L'accélérateur Van de Graaff 4 MeV a fonctionné 3454 heures pendant l'année 1979.

Sept ouvertures du tank ont été effectuées, dont six pour changement de la source d'ions, et une pour le remplissage de la bouteille d'hydrogène. La durée moyenne de fonctionnement des sources d'ions a été de 547 heures.

Les principaux travaux exécutés sur l'accélérateur ont été les suivants :

- remplacement de la partie mécanique du pulsateur de faisceau,
- contrôle de la valeur des résistances de colonne,
- nettoyage et vidange des pompes à vide.

2-Etude et mise au point d'un diviseur de fréquence pour le pulsateur de faisceau.

Les réglages du fonctionnement du pulsateur à 2,5 MHz ont été améliorés : une bouffée parasite, qui apparaîssait entre les bouffées régulièrement espacées de 400 ns, a été éliminée.

Des intensités de courant moyen pulsé : $\bar{I}$ = 10 µA et des bouffées de largeur 0,6 à 0,8 ns à mi-hauteur, sont aisément obtenues.

Pour accroître les possibilités des techniques de temps de vol, un nouveau système de pulsation est en cours de réalisation. Il permettra d'obtenir des bouffées à la fréquence 2,5 MHz/n, n pouvant être choisi dans les valeurs entières n = 1, 2 ....., 10.

Le principe de fonctionnement consiste à dévier hors du trou de hâchage la trajectoire du faisceau balayé à la fréquence 2,5 MHz, puis à la recentrer une fois sur n balayages.

Le nouveau pulsateur met en oeuvre un système de monostables qui commandent un étage de puissance délivrant sur une plaque de déviation un créneau de tension 60 volts et de largeur 100 ns.

A-I-3-Répartition du temps de fonctionnement des accélérateurs en 1979.

Utilization of the accelerators in 1979.

(temps en heures)

	Van de Graaff Tandem 7 MV	Van de Graaff 4 MV	Van de Graaff 550 kV
Entretien - Réparations	687	472	91
Arrêts dûs à des causes extérieures	12	50	27
Etudes et Améliorations	1167	102,50	-
Réglages	140	147	38
Temps morts	242	433	-
Temps total d'utilisation	1593*	3454	451
Protons	829	2805	-
Deuterons	271	649	451
Ions lourds	493	-	-

* *Le temps d'utilisation relativement faible en 1979 de l'accélérateur Tandem est dû à l'arrêt programmé de 3 mois pour l'implantation du nouvel injecteur d'ions lourds (cf § 1-3).*

A-II-ETUDE DU COUPLAGE DE L'ACCELERATEUR TANDEM A UN CYCLOTRON DU TYPE 680 CGR-MeV (K = 50) (P2N et CGR-MeV) (A. DANDINE, J. BARDY, J. BARDES*).

Study of the Tandem Accelerator coupling to a CGR-MeV (K = 50) cyclotron.

In order to improve the performances of the P2N facilities a preliminary study of a compact isochronous cyclotron K = 50 has been undertaken in collaboration with CGR-MeV. The cyclotron should be able to produce proton beams of 14 to 40 MeV, deuteron beams of 25 MeV, and heavy ion beams (A ≤ 63) in the range of 10-5 MeV/AMU. For the heavy ion studies the cyclotron would act as a post-accelerator for the EN-TANDEM.

Pour accroître les possibilités expérimentales de P2N, une étude a été entreprise en collaboration avec CGR-MeV avec comme objectif minimum de définir une machine permettant :

- d'accélérer des protons jusqu'à 40 MeV et des deuterons jusqu'à 25 MeV à des intensités moyennes respectivement de 5 et 20 µA pour des bouffées de 1 ns pulsées à 2-4 kHz,
- de post-accélérer les ions lourds délivrés par le tandem à des énergies de 10 à 5 MeV/AMU jusqu'à la masse 63, ce qui représente une multiplication d'un facteur 4 à 5 par rapport au tandem seul, le courant d'ions lourds devant être supérieur à quelques nA particule.

Après examen de plusieurs solutions techniques possibles, il s'est dégagé une solution réaliste, consistant à acquérir un cyclotron (K = 50) réalisé par la CGR-MeV, et dont le fonctionnement, seul avec une source interne ou en post-accélérateur du Van de Graaff tandem, permettrait d'obtenir les caractéristiques et le gain d'énergie souhaités aussi bien pour les protons et les deuterons que pour les ions lourds.

Une étude préliminaire entreprise en 1979 en collaboration avec CGR-MeV a montré la faisabilité des modifications à apporter au cyclotron 680, pour l'adapter aux problèmes spécifiques du Service P2N et en particulier pour introduire une feuille de "stripping" à l'intérieur du cyclotron. Ces études sont décrites dans les références suivantes :

- amélioration des moyens expérimentaux du Service P2N par l'implantation d'un cyclotron K = 50, projet technique n° P2N-659/79.
- étude de faisabilité du système permettant à un cyclotron 680 de fonctionner en post-accélérateur d'ions lourds ou en mode pulsé, CGR-MeV ST 7701, 1979.

Les tableaux 1 et 2 résument les possibilités expérimentales du cyclotron 680 fonctionnant en protons et en deutérons.

La figure 1 schématise le principe de l'injection d'ions lourds par "stripping" interne et les tableaux 3 et 4 donnent les performances attendues en ions lourds ainsi que les gammes d'énergie accessibles avec l'ensemble tandem plus cyclotron.

* *Centre d'Etudes de LIMEIL.*

Intensité et émittance du faisceau du cyclotron 680.

Particules	Energie (MeV)	Courant moyen extrait µA		Courant moyen interne µA
		Energie min.	Energie max.	à énergie max. sur cible
p	5 à 40	40	40	200
		100 µA à 25 MeV		
d	10 à 25	30	100	300

Les chiffres indiqués sont valables à la fréquence de fonctionnement du cyclotron. Pour un faisceau pulsé aux fréquences 1/16 F_{HF} et 1/12 F_{HF} comprises entre 2 MHz et 3 MHz, les intensités moyennes seront $\geq$ 5 µA pour les protons, et environ 20 µA pour les deutons, avec pour objectif dans ce dernier cas : 30 µA.

Les émittances du faisceau garanties par le constructeur sont :

- dans le plan radial : 50 mm.mrad. à 80% du faisceau extrait,
- dans le plan vertical : 30 mm.mrad. à 80% du faisceau extrait.

TABLEAU 1

Largeur et intensité crète des bouffées du faisceau du cyclotron 680.

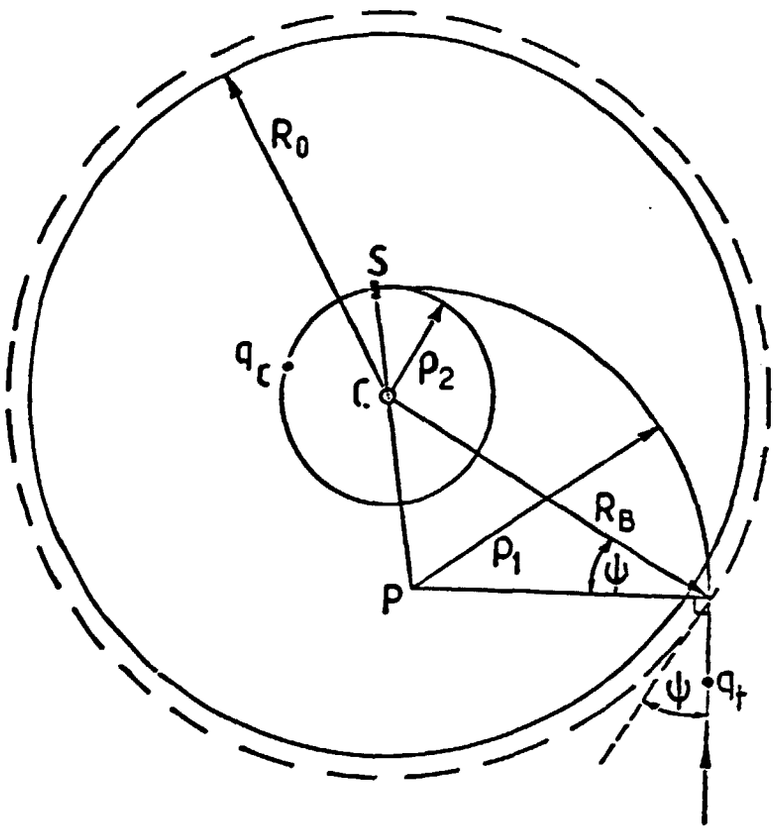
Ions	Energie MeV	F_{HF} MHz	F utilisée MHz	Proposition CGR-MeV		Demande CEA	
				Δt ns *	I_c mA	Δt ns	I_c mA
p	14	36,23	2,26	1,5	1,47	1	2,21
p	17	39,83	2,48	1,4	1,44	1	2,02
p	18	27,30	2,27	1,9	1,15	1	2,20
d	25	34,28	2,14	1,6	8,75	1	14,01

** correspond à une acceptance en phase de 20°.*

CGR-MeV propose de viser la réduction à 1 ns des bouffées et s'engage de toutes les façons à ce qu'elles ne soient pas supérieures à 1,6 ns dans le cas où la réduction de courant avec 1 ns serait telle que les intensités demandées ne puissent plus être cbtenues.

Les intensités crète I_c sont calculées pour un courant moyen $\bar{I}$ = 5 µA pour les protons et $\bar{I}_c$ = 30 µA pour les deutons.

TABLEAU 2



A-II-FIGURE 1

Principe de l'injection des ions lourds dans le cyclotron.

ρ_1 *rayon initial d'un ion lourd de charge* q_t.

ρ_2 *rayon de l'ion lourd de charge* q_c *après "stripping" dans la feuille S.*

R_o *rayon de la trajectoire finale du cyclotron.*

Tableau des intensités dans le système tandem + cyclotron.

Hypothèses : - Efficacité du buncher basse énergie : 50%
- tandem : stripper à feuille de carbone
- cyclotron : stripper à feuille de carbone

Ion	Intensité source µA	Tension tandem MV	$\bar{q}_t$	Intensité tandem nA part. *	$\bar{q}_c$	Energie cyclo MeV/A	Intensité tandem + cyclo nA part. *
^{12}C	30	7	3	500	6	13,2	120
^{32}S	25	7	6	520	12	7,5	100
^{40}Ca	0,6	7	7	14	14	6,5	2,5
^{56}Fe	1	6	7	22	16	4,3	3,5
^{63}Cu	7	6,25	8	70	16	3,6	7

* *1 nA particule ≃ 6 x 10^9 particules/sec.*

Dans le fonctionnement du tandem seul, ainsi que dans le fonctionnement tandem plus cyclotron, les gammes d'énergies des ions peuvent être élargies vers le haut, en utilisant des états de charge différents de $\bar{q}_t$ et $\bar{q}_c$, mais dans ce cas les intensités des ions sont diminuées.

TABLEAU 3

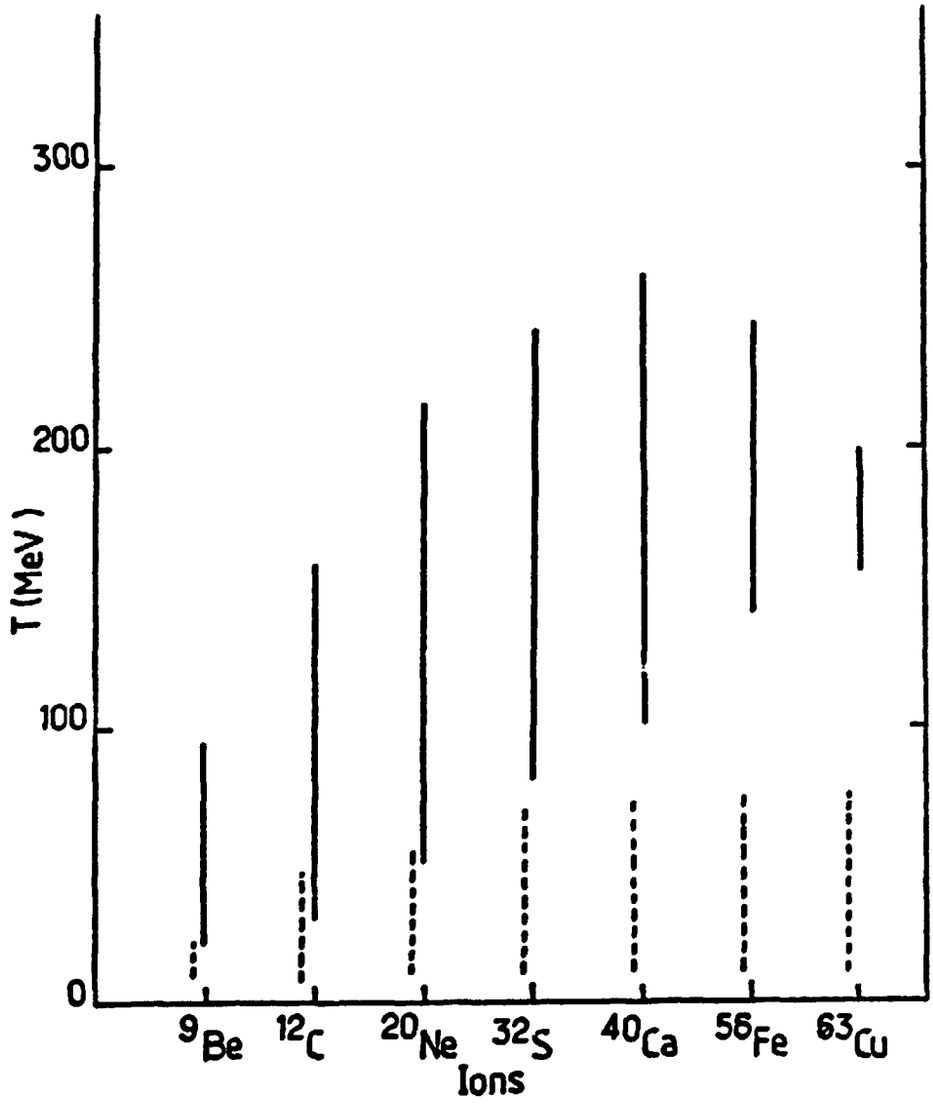


TABLEAU 4

------ *gammes d'énergie couvertes par le tandem.*

——— *gammes d'énergie couvertes par le système tandem + cyclotron pour les états de charge les plus p[illegible] es* $\bar{q}_t$ *et* $\bar{q}_c$.

A-III-INFORMATIQUE

Computers

(Y. de PENQUER, M. GUILLOUD
et les techniciens du Groupe)

A-III-1-Systèmes d'acquisition et de traitement de données.

Après la mise à la réforme des deux derniers 10.020, le parc d'ordinateurs du Service se compose de deux "MITRA 15", d'un "MITRA 125", et d'un "MITRA 225". Les "MITRA 15" et le "MITRA 225" sont plus particulièrement destinés à l'acquisition de données auprès des accélérateurs du Service, alors que le "MITRA 125" est utilisé en centre de calcul.

A-III-2-Poste d'exploitation des données en temps différé.

Les efforts du groupe durant l'année 1979 ont plus particulièrement porté sur la mise à disposition des utilisateurs du système d'exploitation en temps différé construit autour du "MITRA 125". Ce système, utilisé en centre de calcul, est équipé en particulier de trois axes de disques de 50 Mégaoctets, de 2 dérouleurs 1600 Bpi, 72 Koctets/sec., d'un dérouleur 800 Bpi, d'une visualisation graphique VG.2100 quadrichrome et de consoles alphanumériques diverses.

Le logiciel utilisé est le MMT2 de la S.E.M.S. ; c'est un système multifonctions et multitâches. Cette caractéristique de multifonctions est utilisée au maximum pour effectuer des traitements en simultanéité apparente, ce qui permet un fonctionnement rationnel de la machine. En plus des logiciels fournis par la S.E.M.S., des logiciels spéciaux ont été implantés :

- Logiciel graphique de la VG.2100,
- Logiciel TA/TB pour les tracés BENSON compatible C.I.S.I.

Si la vocation de ce système reste et doit rester surtout une vocation de gestion de données et de traitement bibliographique, il n'en demeure pas moins que des calculs de types scientifiques sont exécutés en sous priorité par

rapport aux autres travaux. Ceci permet une utilisation à cent pour cent du temps de l'unité centrale. A cet effet, le rang de priorité des différentes fonctions système du moniteur a été adapté pour permettre ce type de fonctionnement.

A titre indicatif des tests comparatifs ont été effectués sur les différentes machines disponibles. Deux programmes ont été utilisés :

- TRIDIA, programme de tridigonalisation d'une matrice par la méthode de GIVENS suivie d'une recherche des valeurs propres par la méthode de RUTIS HAUSER,
- HYDRO, programme d'hydrodynamique.

Les résultats sont résumés dans le tableau suivant, les temps étant donnés en seconde (N est l'ordre de la matrice à traiter) :

		TRIDIA	HYDRO
7600 CDC		N = 200	
	Temps compilation	0,472	0,241
	Temps CPU	2,955	10,536
	Temps TOTAL	3,557	10,905
3033 IBM		N = 50	
	Temps compilation	0,82	
	Temps CPU	0,23	
	Temps TOTAL	1,25	
168 IBM		N = 50	
	Temps compilation	1,54	
	Temps CPU	0,38	
	Temps TOTAL	2,32	
IRIS 80		N = 50	
	Temps compilation	7,6	7,2
	Temps CPU	4,8	226,8
	Temps TOTAL	19,2	277
MITRA 125		N = 50	
384 K mots de 16 bits	Temps compilation	23,8	16,6
	Temps exécution	16,6	1087,0
	Temps TOTAL	53,8	1114,0

On peut remarquer que le MITRA 125 est à peu près quatre fois moins rapide que l'IRIS 80.

A-III-3-Poste d'acquisition n° 1 (MITRA 15-2).

Ce poste (Hall Neutron) est équipé depuis le mois d'Août du "MITRA 15" qui équipait le poste n° 2. Ce transfert a été effectué entièrement par le groupe, en particulier démontage, remontage et mise en état de marche, ceci étant consécutif à la mise à la réforme du 10.020 ATR1.

A-III-4-Poste d'acquisition n° 2 (MITRA 225).

Ce poste, plus particulièrement destiné aux expériences d'ions lourds, est installé salle n° 1. Il est équipé d'un "MITRA 225" mis à notre disposition en Décembre. C'est sur la mise en route de ce poste d'acquisition que porteront les efforts du groupe en 1980. En particulier, la mise au point de la nouvelle interface d'acquisition réalisée avec le concours des S.E.S. de Saclay et dont les premiers éléments viennent de nous être livrés sera effectuée.

A-III-5-Poste d'acquisition n° 3 (MITRA 15-1).

Ce poste équipé du MITRA 15 n° 1 associé au Van de Graaff/4 MeV n'a subi aucune modification majeure durant l'année.

A-III-6- Terminal C.I.S.I. pour les calculs scientifiques.

Le terminal qui équipe ce poste est un CO/ORDINATEUR 500 SFENA-DSI en location. La fonction Remote Batch donne entièrement satisfaction et la fiabilité du système est très bonne. Par contre, les utilitaires fournis avec le système sont insuffisants pour permettre une utilisation rationnelle des possibilités de soumission à distance par les consoles de travaux au Remote Batch.

A-IV-PROGRAMMES DE CALCUL

Scientific programming

(M.A. BEUVE, M. GAUTIER)

La plupart des calculs scientifiques sont exécutés sur les ordinateurs de la C.I.S.I. à Saclay (IBM 3033, IBM 370-168, CDC 7600) par l'intermédiaire d'un Terminal (SFENA-DSI) installé dans le Service. Les dépouillements des résultats des manipulations sont faits de manière interactive sur un MITRA 125 équipé d'une console de visualisation VG 2100. L'activité du Bureau de Calcul a porté essentiellement cette année sur les points suivants :

- Modification des codes existants nécessitée par le remplacement de l'IBM 360-91 par l'IBM 3033 à la C.I.S.I. - Saclay,
- Ecriture de nouveaux codes,
- Mise en forme de résultats en vue de publications,
- Ecriture sur MITRA 125 - VG 2100 d'un programme interactif de traitement de données.

1 - Remplacement de l'IBM 360-91 par l'IBM 3033.

Ce remplacement a nécessité un gros travail de recompilation et de mise à jour des codes existants. D'autre part, nous avons été transférer tous les fichiers existants dans le Service (fichiers LIBRARIAN, Load-Modules, fichiers de données) des disques 2314 et 3033 sur les disques 3350.

2 - Ecriture de nouveaux codes.

- *COUSDROP :* Modèle de la gouttelette liquide avec corrections de couches de Myers et Swiatecki pour un noyau déformé [1].

- *COUSCOUS :* Calcul de l'énergie potentielle de deux noyaux de forme sphéroïdale en répulsion coulombienne .

3 - Présentation graphique de résultats.

Cette activité toujours très importante (publications, congrès) a été transférée sur le MITRA 125, qui a été doté du système graphique TA-TB de la C.I.S.I., pour minimiser le coût de calcul. A cette occasion, il a été créé un nouveau code GRAF qui permet d'obtenir des tracés de spectres en trois couleurs. Les programmes utilisés antérieurement à la C.I.S.I. (HIDE, HISTOG, LIBR, NIVO, SCHEMIV) ont été adaptés sur le MITRA 125. La taille de la plupart d'entre eux a nécessité l'emploi de la technique de l'overlay.

4 - Programme interactif de traitement de données (NAVY).

Ce programme permet un dépouillement par le physicien des spectres expérimentaux. Il est conçu sous forme modulaire, chaque module étant sélectionné de manière interactive par l'intermédiaire de la VG 2100. L'utilisation de la console de visualisation et l'affichage des spectres expérimentaux et des spectres calculés (fond continu, ajustements de gaussienne, linéaire, ...) permet au physicien de juger au fur et à mesure de la bonne marche de ses calculs et lui permet d'intervenir à tout moment.

Les modules se divisent en trois classes :

- Les modules utilitaires (entrée des données, sortie des résultats, gestion du disque de stockage),
- Les modules de calculs généraux (approximation linéaire, approximation non linéaire, accélération de convergence, calculs de fonctions),
- Les modules spécifiques au traitement des spectres (lissage, évaluation du fond continu, évaluation des paramètres des pics gaussiens).

REFERENCE

[1] - Y. PATIN, F. COÇU, M.A. BEUVE, *ce rapport, chapitre B-III-9.*

A-V-TECHNOLOGIE

Technology

(C.BONETTI, M.DUMAZERT, G.GOMES
et les techniciens du Groupe)

A-V-1-Etude et réalisation de cibles.

Les demandes, pour les activités expérimentales du Service, de cibles neutronigènes en titane tritié [1] et surtout en ^{7}Li pur, de fabrication courante au laboratoire, ont été en progression cette année.

Les études de réactions induites par ions lourds ont nécessité la mise au point et la réalisation de cibles auto-supportées ou sur support mince de ^{12}C ou ^{13}C, ^{24}Mg et ^{10}B ou ^{11}B.

Les expérimentateurs du Service P2N ont eu recours au laboratoire de cibles pour de nombreux dépôts sous vide utilisés pour la détection de particules ou la protection de dépôts fissiles. On a aussi réalisé des feuilles minces en V.Y.N.S., de l'ordre de 1000 Å, . Ces feuilles sont utilisées comme support de matériaux fissiles ou comme fenêtres de détecteurs.

En plus de ces travaux réalisés au profit des groupes de physiciens, les compétences du laboratoire ont été largement sollicitées par des laboratoires extérieurs : CEA, SNIAS, ETCA, Faculté. Plus particulièrement des études de films minces, auto-supportés, utilisés comme résistances ohmiques pour la détection de flux X, ont été demandées par le CEA-DAM.

REFERENCE

[1] - C. BONETTI, "Preparation of self-supported (100 à 2000 µg/cm^2) tritiated titanium targets", *communication présentée à World Conference of the International Nuclear Targets Development Society, Garching-Munich, Sept. 1978, Nucl. Inst. and Meth. 167, n° 1, p. 13 (1979).*

PARTIE B :

EXPERIENCES

ET

INTERPRETATIONS

B-I-ETUDE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE ET INELASTIQUE DES NEUTRONS RAPIDES

STUDY OF FAST NEUTRON ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING.

B-I-1-Amélioration des dispositifs expérimentaux (S. SEGUIN, C. HUMEAU, G. DALBERA, G. HAOUAT).

Improvements in the experimental systems.

Performances of a rotating ^{7}Li target and the recent five detector neutron time-of-flight spectrometer are given.

Une cible tournante a été conçue et réalisée en vue de produire des neutrons à l'aide de la réaction ^{7}Li(p,n)^{7}Be et en utilisant l'accélérateur 4 MV [1]. Elle a été utilisée pendant plus de 10 semaines au cours de l'année écoulée [2,3]. Son fonctionnement avec des courants de ≃ 10 μA a donné toute satisfaction. Nous avons cependant constaté un élargissement assez rapide de la dispersion en énergie des neutrons produits qui semble être causé par une accumulation de carbone sur la cible au point d'impact du faisceau, les atomes de carbone étant entraînés par le faisceau de protons. Ceci a nécessité le remplacement des cibles de lithium toutes les 48 h environ. Nous avons constaté, en outre, que le soufflet métallique présentait des faiblesses après quatre semaines d'utilisation continue qui sont causées par des contraintes mécaniques importantes. Il est prévu dans la perspective des prochaines expériences, de modifier légèrement la géométrie de la cible tournante et d'utiliser un soufflet plus long. Un rapport décrivant cette cible paraîtra prochainement [4].

Par ailleurs les sections efficaces de diffusion de neutrons rapides sont mesurées désormais avec un spectromètre de neutrons par temps de vol comportant cinq chaines de détection au lieu de quatre jusqu'ici. Ce dispositif permet d'établir une distribution angulaire entre 15° et 160° avec un gain de temps de 20 à 25% pour la même statistique de comptage que précédemment.

REFERENCES

[1] - S. SEGUIN et al., *Note CEA-N-2080 (1979) p. 29.*

[2] - G. HAOUAT et al., *"Etude de la diffusion des neutrons par quelques actinides", ce compte rendu B-I-3.*

[3] - J. SIGAUD et al., *"Sections efficaces de diffusion de neutrons par le noyau ^{242}Pu", ce compte rendu B-I-4.*

[4] - S. SEGUIN, *"Réalisation d'un cible tournante de ^{7}Li pour la production de neutrons avec un accélérateur Van de Graaff", Note CEA (à paraître).*

B-I-2-Les déformations nucléaires dans la région des terres rares obtenues à partir des mesures de diffusion de neutrons rapides (G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, Ch. LAGRANGE, J.P. DELAROCHE).

Nuclear deformation in the rare earth region from fast neutron scattering.

Nuclear shape has been investigated for nuclei of the rare earth region through fast neutron scattering. Nuclear deformations derived from analyses of the experimental data are presented and compared to results using other nuclear probes and to predictions of theoretical calculations.

Il a été montré dans des études récentes effectuées dans ce laboratoire que les effets de la déformation nucléaire sont très importants dans la diffusion élastique et inélastique de neutrons rapides [1-5]. Ces études ont porté en particulier sur les noyaux de la région des terres rares : des données précises de sections efficaces différentielles de diffusion de neutrons ont été obtenues pour les isotopes de Nd [1,3], de Sm [2,3], de Gd [4] et de W [5]. Les analyses de ces résultats expérimentaux, dans le cadre du formalisme du modèle optique déformé et en se basant sur la méthode SPRT de paramétrisation du potentiel optique développée par DELAROCHE, LAGRANGE et SALVY [6], ont montré que la diffusion de neutrons rapides est un outil efficace pour étudier les propriétés collectives des noyaux et qu'elle permet de déterminer avec une bonne précision les paramètres de forme du potentiel neutron-noyau pour des noyaux aussi bien vibrationnels que rotationnels.

Nous pouvons alors comparer les déformations nucléaires obtenues à partir de la diffusion de neutrons à celles déduites de mesures d'excitation coulombienne ou de diffusion de projectiles chargés de grande énergie. Les différentes valeurs des paramètres de déformation quadrupolaire (β_2) et hexadécapolaire (β_4) sont présentées dans la figure 1 pour les noyaux pairs-pairs de la région des terres rares. Nous constatons, sur cette figure, que pour certains noyaux les déformations obtenues par des méthodes d'excitation différentes ont des valeurs différentes et plusieurs explications ont été avancées [7,8].

Par ailleurs, d'autres méthodes de comparaison des formes nucléaires ont été proposées, différentes selon que nous étudions des noyaux vibrationnels [9] ou rotationnels [10]. MACKINTOSH a montré que dans le cas des noyaux à déformation permanente les moments multipolaires du potentiel optique sont des quantités qui dépendent beaucoup moins des ambiguités du modèle optique et de la géométrie du potentiel optique que les déformations ou les longueurs de déformation [10]. Ainsi nous avons à comparer les moments multipolaires de la distribution du potentiel nucléaire, pour les diverses méthodes d'excitation nucléaire, et les moments multipolaires de la distribution de charges pour les méthodes d'excitation électromagnétique. Les valeurs sont généralement en bon accord [8]. Nous pouvons aussi comparer les moments multipolaires déduits des expériences à ceux déduits de calculs fondamentaux du type goutte liquide avec corrections de couches de STRUTINSKY ou de calculs microscopiques du type HARTREE-FOCK-BOGOLYUBOV. Le tableau 1 compare les valeurs expérimentales obtenues pour quelques noyaux à celles calculées par GIROD et GOGNY [11].

Il résulte des travaux présentés ici que la diffusion de neutrons est un puissant outil pour l'étude des excitations quadrupolaires et hexadécapolaires. En outre, les moments multipolaires obtenus en diffusion de neutrons pour certains noyaux déformés de la région des terres rares semblent indiquer que la distribution de matière est la même que celle de la charge déduite d'expériences d'excitation électromagnétique ; elle est aussi très voisine de celle calculée par les méthodes HARTREE-FOCK-BOGOLYUBOV.

REFERENCES

[1] - G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M.T. McELLISTREM, Y. PATIN, R.E. SHAMU, J. SIGAUD, *Phys. Rev. C20, 78 (1979).*

[2] - R.E. SHAMU et al., *Proc. of the Int. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei, LOWELL, Massachussetts (1976) edited by E. SHELDON (ERDA, OAK RIDGE, 1976) p. 1327.*

[3] - M.T. Mc ELLISTREM et al., *Phys. Rev.*, C15, 927 (1977).

[4] - G. HAOUAT et al., *Proc. Int. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and Other Applied Purposes, HARWELL, U.K. 1978, p. 496.*

[5] - J.P. DELAROCHE et al., *soumis à publication* .

[6] - J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY, *Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, IAEA-190, Vol. II, 251 (1976).*

[7] - J. LACHKAR, *Proc. Int. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data, HARWELL, U.K. 1978, p. 136.*

[8] - G. HAOUAT, 2nd *International Symposium on Neutron Induced Reactions, SMOLENICE, Tchécoslovaquie, Juin 1979.*

[9] - V.A. MADSEN, V.R. BROWN, J.D. ANDERSON, *Phys. Rev. Lett.* 34, 1388 (1975), *et Phys. Rev.* C12, 1205 (1975) .

V.R. BROWN, V.A. MADSEN, *Phys. Rev.* C11, 1298 (1975).

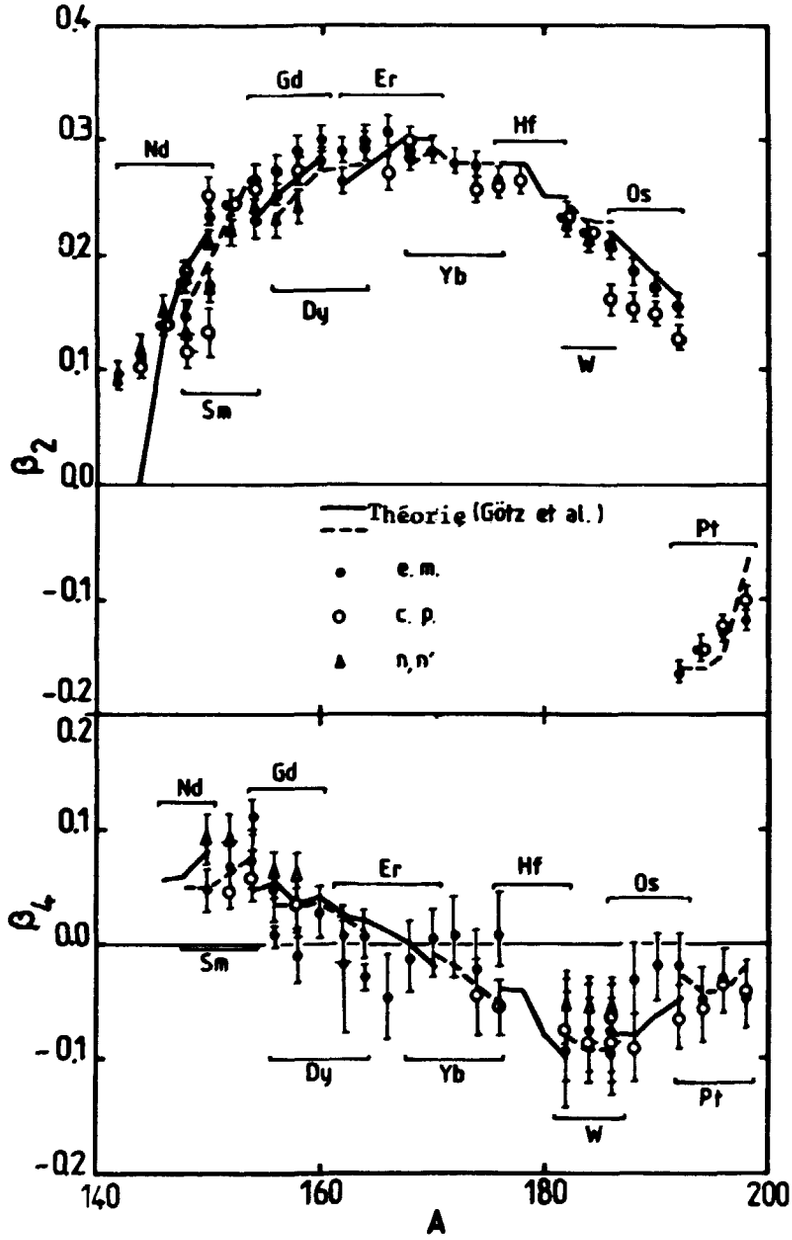
[10] - R.S. MACKINTOSH, *Nucl. Phys.* A266, 379 (1976).

[11] - M. GIROD, D. GOGNY, *Communication privée.*

[12] - U. GÖTZ et al., *Nucl. Phys.* A192, 1 (1972).

Isotope	q_2 (b)		q_4 (b^2)	
	Exp.	Calc. [11]	Exp.	Calc. [11]
^{150}Nd	1,61 ± 0,09	1,59	0,60 ± 0,12	-
^{152}Sm	1,86 ± 0,10	1,68	0,63 ± 0,12	0,30
^{154}Sm	2,04 ± 0,10	1,96	-	0,46
^{156}Gd	1,98 ± 0,10	1,82	0,51 ± 0,10	0,30
^{158}Gd	2,09 ± 0,11	2,02	0,54 ± 0,10	0,35
^{182}W	2,24 ± 0,11	2,08	0,20 ± 0,04	0,08
^{184}W	2,10 ± 0,10	2,03	0,27 ± 0,04	0,16
^{186}W	2,05 ± 0,10	1,85	0,26 ± 0,05	0,20

TABLEAU 1 : Moments quadrupolaires (q_2) et hexadécapolaires (q_4) du potentiel optique neutron-noyau (Exp.) et de la distribution de masse nucléaire (calc.) [11].



B-I-2-FIGURE 1

Paramètres de déformation quadrupolaire (β_2) et hexadécapolaire (β_4) normalisés à βR = Cte et R = 1,25 fm. Les cercles noirs représentent les mesures électromagnétiques, les cercles évidés les mesures d'excitation nucléaires avec des projectiles chargés et les triangles évidés nos mesures en diffusion de neutrons. Les tracés pleins et tiretés représentent les calculs théoriques de GÖTZ et al. [12].

B-I-3-Sections efficaces de diffusion de neutrons par ^{232}Th, ^{233}U, ^{238}U à l'énergie de 1,5 MeV (G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. JARY, J. CHARDINE).

Neutron cross sections for ^{232}Th, ^{233}U, ^{238}U at 1.5 MeV.

Measurements of differential cross sections for neutron scattering from ^{232}Th, ^{233}U and ^{238}U at 1.5 MeV incident neutron energy are reported here. This is a part of an experimental study of fast neutron scattering from actinide nuclei extending from ^{232}Th to ^{242}Pu. Elastic and inelastic cross sections are presented and compared to predictions of calculations including the direct interaction and compound-nucleus processes.

Un vaste programme de mesures de diffusion de neutrons rapides par les noyaux de la région des actinides a été entrepris dans ce laboratoire afin de fournir des données dans une région d'énergie où les mesures existantes sont, à ce jour encore, rares et peu précises. Les sections efficaces différentielles de diffusion de neutrons par ^{238}U pour des énergies de neutrons incidents inférieures à 5 MeV figurent dans la liste européénne des demandes prioritaires [1]. Aucune mesure de diffusion de neutrons n'a été publiée à ce jour pour ^{233}U bien que les données pour ce corps et pour ^{232}Th soient d'une grande importance pour le développement du cycle de combustibles ^{232}Th-^{233}U. Nous présentons ici des mesures récentes de sections efficaces de diffusion de neutrons de 1,5 MeV par les isotopes ^{232}Th, ^{233}U et ^{238}U. Elles complètent celles effectuées à 0,7-2,5 et 3,4 MeV sur ^{232}Th et ^{238}U et à 0,7 MeV sur ^{233}U [2-4].

Les sections efficaces différentielles ont été mesurées avec le spectromètre de neutrons par temps de vol composé de cinq chaînes de détection et installé auprès de l'accélérateur Van de Graaff 4 MV du Service P2N. Les neutrons incidents étaient produits à partir de la réaction ^{7}Li(p,n)^{7}Be. L'accélérateur délivrait un faisceau de protons haché à la fréquence de 2,5 MHz et regroupé en

des impulsions dont la largeur à mi-hauteur était ≃ 0,6 ns. Le courant moyen sur la cible de ^{7}Li était 10 μA, ce qui imposait l'emploi d'une cible tournante pour éviter la détérioration du dépôt de ^{7}Li [5]. Les échantillons diffuseurs étaient placés à environ 12 cm de la cible ; ils avaient une masse voisine de 70 g. Les détecteurs étaient disposés à 6 m de l'échantillon. Les conditions expérimentales étaient telles que la résolution totale du spectromètre était suffisante, ≃ 20 keV, pour permettre une séparation facile des groupes de neutrons de diffusion élastique et inélastique pour les trois isotopes.

Les sections efficaces différentielles ont été obtenues pour les premiers états 0^+ (fondamental), 2^+ et 4^+ des noyaux ^{232}Th et ^{238}U, et pour les états $5/2^+$ (fondamental), $7/2^+$ (40 keV) et $9/2^+$ (92 keV) de ^{233}U. Les distributions angulaires pour l'isotope ^{238}U à 1,5 MeV sont présentées dans la figure 1 avec les données déjà obtenues à 0,7-2,5 et 3,4 MeV [2-4]. Sur cette figure les tracés continus représentent les sections efficaces calculées à l'aide d'un code de modèle optique en voies couplées et d'un code de modèle statistique suivant la méthode décrite dans les références [2,3 et 6].

La qualité des mesures effectuées dans ce laboratoire et des analyses théoriques qui en ont été faites a permis d'obtenir, en outre, des informations précieuses sur les déformations nucléaires des actinides qui ont été présentées dans plusieurs travaux récents [6,7].

REFERENCES

[1] - WRENDA 1979, INDC (SEC)-73/URSF (1979).

[2] - G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, J. SIGAUD, R.E. SHAMU, *Rapport NEANDC (E) 196 "L" (1978).*

[3] - G. HAOUAT, J. SIGAUD, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, B. DUCHEMIN, Y. PATIN, *Rapport NEANDC (E) 180 "L" (1977).*

[4] - J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. JARY, J. CHARDINE *Rapport NEANDC (E) 201 "L" (1979) p. 50.*

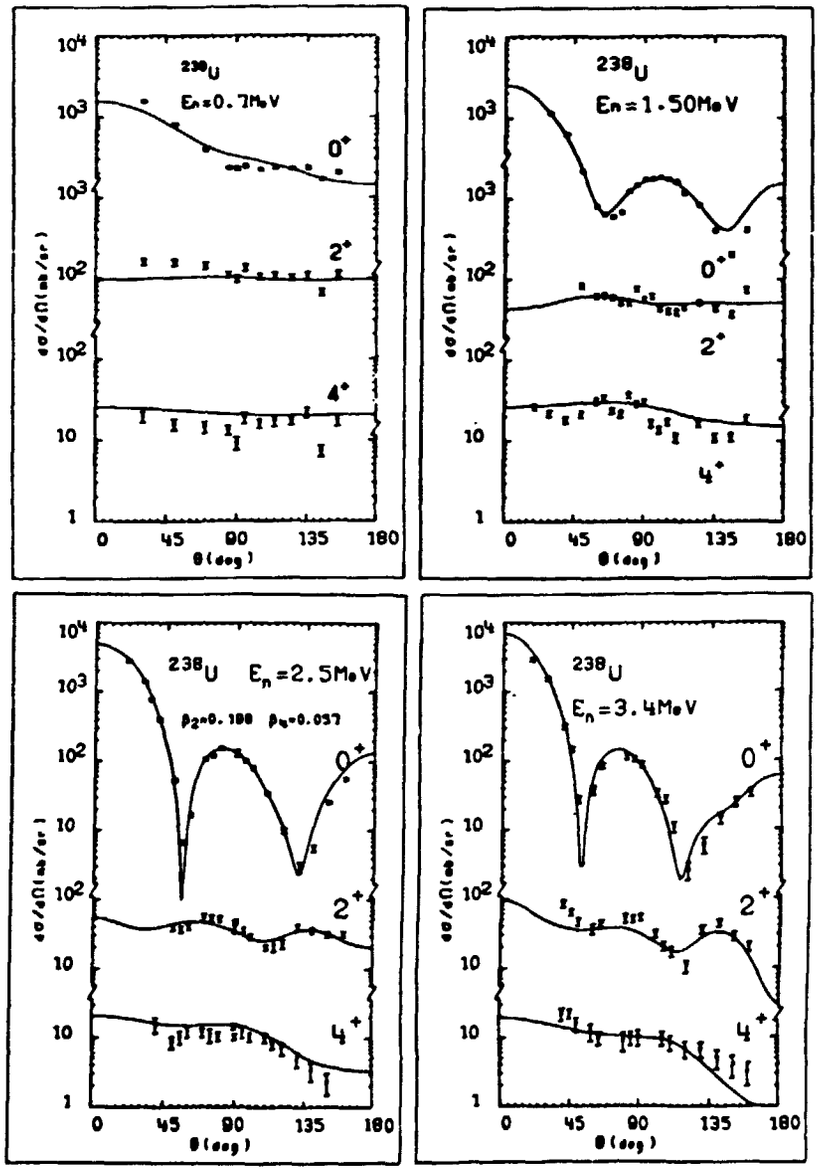
[5] - S. SEGUIN, C. HUMEAU, G. DALBERA, G. HAOUAT, *Rapport NEANDC (E) 201 "L" (1979), p. 29.*

[6] - J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, M. CATES, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. JARY, S. FERGUSON, R.E. SHAMU, *Proc. Int. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data, HARWELL, U.K. (1978) p. 508.*

[7] - Ch. LAGRANGE, J.P. DELAROCHE, *Proc. Int. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data, HARWELL, U.K. (1978), p. 355.*

- J. LACHKAR, *Proc. Int. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data, HARWELL U.K. (1978) p. 136.*

- G. HAOUAT, 2nd *International Symposium on Neutron Induced Reactions, SMOLENICE, Tchécoslovaquie, Juin 1979.*



B-I-3-FIGURE 1

Sections efficaces de diffusion élastique (0^+) et de diffusion inélastique sur les premiers états 2^+ (45 keV) et 4^+ (148 keV) de ^{238}U aux énergies des neutrons incidents de 0,7 - 1,5 - 2,5 et 3,4 MeV. En trait continu : résultats de calculs en voies couplées (voir texte).

B-I-4-Sections efficaces de diffusion de neutrons rapides par le noyau ^{242}Pu

(J. SIGAUD, D. OLSEN*, J. LILLEY, J. CHARDINE, Y. PATIN, G. HAOUAT).**

Neutron scattering cross sections for ^{242}Pu.

Differential cross sections for neutron scattering from ^{242}Pu have been measured for 20 angles ranging from 15° to 160° at each of the incident neutron energies of 0.6-1.0-1.5-2.0 and 2.5 MeV. Moreover data have been taken at 3.4 MeV for 10 angles in the same angular range. The experimental method is described here and some results are presented.

L'importance des sections efficaces de diffusion élastique et inélastique dans les calculs de réactivité et en particulier dans les calculs de masse critique a justifié la mesure de ces données pour ^{242}Pu, noyau pour lequel les différentes évaluations prévoient pour la masse critique d'une sphère nue des valeurs allant de quelques dizaines de kg jusqu'à plus de 160 kg. De plus les calculs montrent que la sensibilité aux données de diffusion inélastique est maximale au voisinage du seuil de fission.

Les sections efficaces différentielles ont été mesurées aux énergies de neutrons incidents de 3,4-2,5-2,0-1,5-1,0 et 0,6 MeV en utilisant un spectromètre de neutrons par temps de vol composé de cinq chaines de détection [1]. Les mesures à 3,4 et 2,5 MeV ont été effectuées auprès de l'accélérateur tandem Van de Graaff et celles aux énergies plus basses auprès de l'accélérateur 4 MV. Les neutrons incidents étaient produits à l'aide de la réaction $^{7}Li(p,n)^{7}Be$. Les courants importants, $\simeq$ 8 µA, délivrés par l'accélérateur 4 MV ont nécessité l'emploi d'une cible tournante pour éviter l'arrachement du dépôt de lithium [1].

L'échantillon de ^{242}Pu a été loué au Centre d'Etudes de Fontenay-aux-Roses [2] pour la période des mesures. Il était sous forme d'une poudre de PuO_2, d'une masse de $\simeq$ 51 g, contenue dans un cylindre d'acier inoxydable. L'échantillon

devant être hermétiquement clos, un couvercle a été soudé sur le cylindre au moyen d'un rayon laser ; ce procédé est le seul qui, vue la quantité d'énergie mise en jeu, ne vaporise pas l'oxyde de Pu au cours de la soudure. Ce cylindre a été ensuite placé dans une enveloppe de polyéthylène collée avec une colle époxy. La composition isotopique de l'échantillon était la suivante : ^{242}Pu : 93,7%, ^{241}Pu : 4,3%, le reste étant partagé entre ^{240}Pu, ^{239}Pu et ^{238}Pu. Afin de diminuer dans les spectres de temps de vol le bruit de fond causé par le rayonnement γ de faible énergie émis par l'échantillon une feuille de plomb de 2 mm d'épaisseur était placée devant chaque détecteur.

Les conditions expérimentales étaient telles que la résolution en énergie du spectromètre était de $\simeq$ 30 keV à 2,5 et 3,4 MeV et $\simeq$ 20 keV ou moins à plus basse énergie, ce qui est suffisant pour séparer aisément les groupes de neutrons de diffusion élastique et inélastique pour ^{242}Pu. Un spectre de temps de vol est présenté dans la figure 1 à titre d'illustration ; l'énergie des neutrons incidents est 3,4 MeV. Les sections efficaces différentielles de diffusion élastique (0^+) et de diffusion inélastique par le premier état excité 2^+ (44,5 keV) obtenues à l'énergie de 2,5 MeV sont montrées dans la figure 2 ; les tracés continus représentent les sections efficaces calculées en utilisant les paramètres du modèle optique déformé proposés par LAGRANGE et JARY pour ^{242}Pu [3].

Le dépouillement des données expérimentales est en cours. Une analyse complète des données sera présentée prochainement.

* *Collaborateur Temporaire Etranger, OAK RIDGE, U.S.A.*

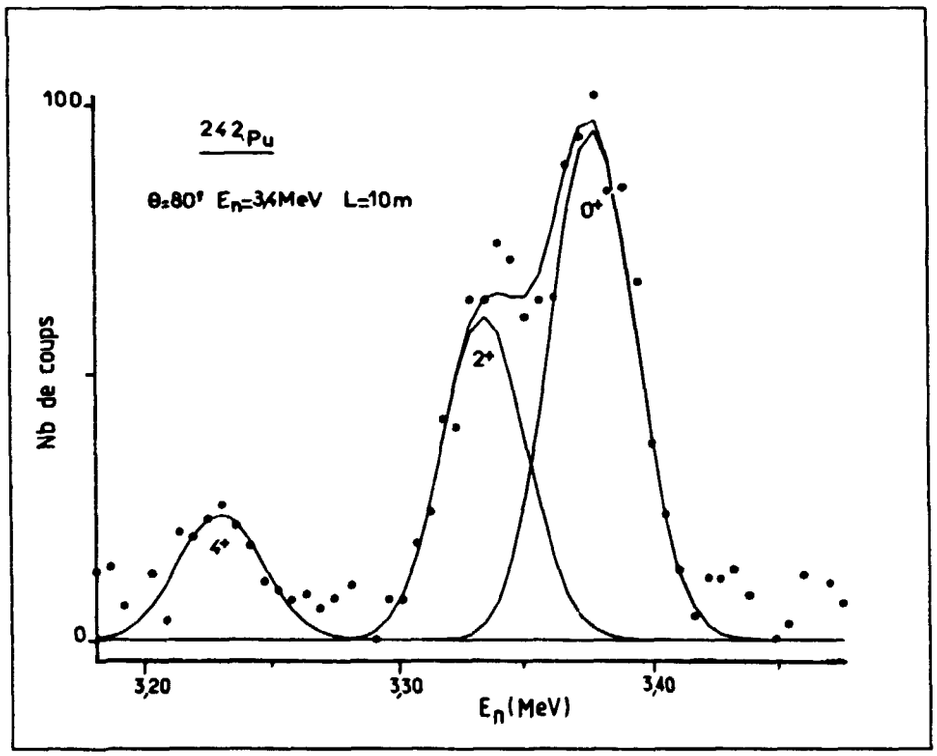
** *Collaborateur Temporaire Etranger, LOS ALAMOS, U.S.A.*

REFERENCES

[1] - S. SEGUIN, C. HUMEAU, G. DALBERA, G. HAOUAT, *Rapport NEANDC (E) 201 "L" (1979), p. 29.*

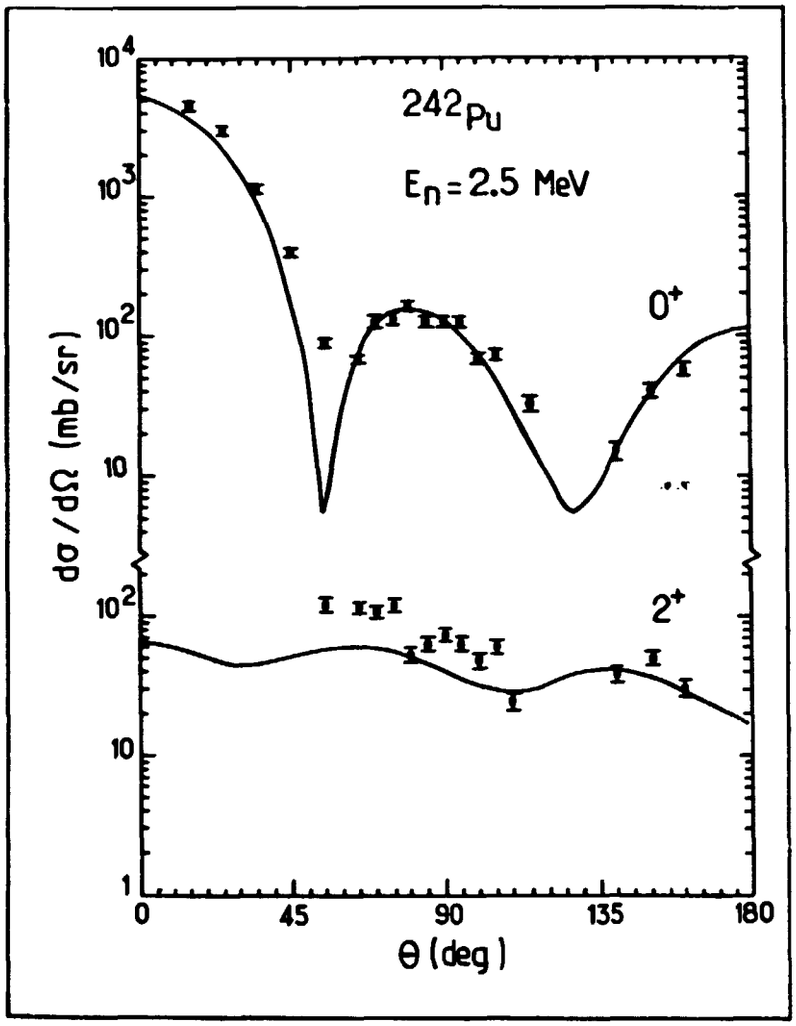
[2] - Echantillon loué par le SPR/SHCT du CEN de Fontenay-aux-Roses.

[3] - Ch. LAGRANGE, J. JARY, *Rapport NEANDC (E) 198 "L" (1978).*



B-I-4-FIGURE 1

Spectre de temps de vol des neutrons diffusés par ^{242}Pu.
L'énergie des neutrons incidents est 2,5 MeV.



B-I-4-FIGURE 2

Sections efficaces différentielles de diffusion élastique (0^+) et de diffusion inélastique sur l'état 2^+ (44,5 keV) de ^{242}Pu. L'énergie des neutrons incidents est 2,5 MeV. En trait continu : résultats de calculs en voies couplées (voir texte).

B-I-5-Spectres de neutrons secondaires émis par ^{9}Be et ^{2}H pour des énergies de neutrons incidents de 8 et 11,2 MeV (G. HAOUAT, D. OLSEN*, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. CHARDINE, C. HUMEAU, S. SEGUIN, G. DALBERA, J.P. LOCHARD).

Secondary neutron spectra from ^{9}Be and ^{2}H for incident neutron energies of 8.0 and 11.2 MeV.

We have measured the neutron-production cross sections for neutron interaction with ^{9}Be and ^{2}H at incident neutron energies of 8.0 and 11.2 MeV and at 10 laboratory angles ranging from 20° to 150°. The time-of-flight technique was used for measuring the double differential cross sections. The experimental method and the data reduction procedure are described here.

Les données expérimentales de sections efficaces de production de neutrons secondaires par les noyaux légers sont utiles pour certaines applications technologiques telles que, par exemple, les études de projets de réacteurs à fusion [1]. Elles permettent de plus de vérifier la consistance des jeux de données évaluées du type ENDF/B. Dans ce but nous avons entrepris de mesurer les énergies, à l'aide de la technique du temps de vol, et les distributions angulaires des neutrons émis par les noyaux ^{9}Be et ^{2}H soumis au bombardement de neutrons d'énergies 8,0 et 11,2 MeV.

Les neutrons incidents de 8,0 MeV étaient produits à l'aide de la réaction nucléaire $^{2}H(d,n)^{3}He$ et ceux de 11,2 MeV au moyen de la réaction $^{3}H(p,n)^{3}He$. Le choix de ces deux modes de production de neutrons résulte d'un compromis entre une production importante de neutrons monocinétiques et un taux réduit de neutrons provenant des réactions de cassure à trois corps $^{2}H(d,np)^{2}H$ ou $^{3}H(p,np)^{2}H$. En effet, ces neutrons parasites qui interagissent avec les échantillons engendrent des neutrons secondaires qui ne peuvent être distingués de ceux provenant de l'interaction avec les neutrons monocinétiques primaires. Les mesures sont alors entâchées d'erreurs d'autant plus grandes que le flux des neutrons parasites est plus élevé et que la production correspondante de neutrons

secondaires est plus importante. Pour produire les neutrons incidents nous avons utilisé des cibles gazeuses dans lesquelles les matériaux constituant les fenêtres et les disques d'arrêt du faisceau ont été choisis de façon à réduire au maximum la production de neutrons parasites des réactions (p,n) ou (d,n) [2,3]. Les faisceaux de protons ou deuterons étaient fournis par l'accélérateur Van de Graaff ; ils étaient hachés à la fréquence de 0,833 MHz et regroupés en des impulsions de 1,5 à 2 ns de largeur à mi-hauteur. La dispersion en énergie des flux de neutrons incidents était de ≃ 100 keV à 8,0 MeV et ≃ 80 keV à 11,2 MeV.

Les échantillons diffuseurs étaient placés à environ 12 cm du centre de la cible gazeuse et à 0° par rapport à l'axe du faisceau des particules chargées. L'échantillon de ^{9}Be était un cylindre de 37 mm de hauteur et 20 mm de diamètre. Pour les mesures sur ^{2}H, nous avons utilisé de l'eau lourde ; le diffuseur était un cylindre creux d'acier inoxydable d'un diamètre de 22 mm, d'une hauteur de 50 mm et d'une épaisseur de 0,2 mm contenant 19,96 g d'eau lourde. La détection des neutrons secondaires était assurée par le spectromètre à cinq chaines de mesure du Service P2N [3]. Les détecteurs étaient placés à 6,20 m de l'échantillon. Ils étaient munis d'un dispositif de discrimination des neutrons et des rayons γ à grande dynamique qui permettait de couvrir la gamme d'énergie des neutrons secondaires allant de 250 keV à 14 MeV. Chaque événement détecté était enregistré sur bande magnétique, au moyen d'un ordinateur, sous forme de trois informations : le temps de vol, l'amplitude du signal linéaire délivré par le détecteur et l'amplitude du signal de discrimination n-γ.

Quatre séries de mesures étaient effectuées à chaque jeu d'angles ; la cible gazeuse étant remplie de deuterium (ou de tritium), une mesure avec l'échantillon en place (a) et une sans échantillon (b), ou avec un conteneur vide dans le cas de $^{2}H_2O$, puis la cible étant vidée une mesure avec échantillon (c) et une sans échantillon (d). En effectuant au traitement des données les opérations suivantes sur les spectres de temps de vol : (a-b) - (c-d) nous obtenons le spectre de temps de vol des neutrons secondaires pour ^{9}Be ; dans le cas de l'eau lourde, il faut soustraire les contributions de l'oxygène pour obtenir finalement le spectre des neutrons secondaires résultant de l'interaction des neutrons avec

^{2}H. Les figures 1 et 2 montrent, à titre d'illustration, les spectres de temps de vol obtenus pour ^{9}Be aux angles de 20° et 100° et à l'énergie des neutrons incidents de 8,0 MeV.

Le traitement des données se poursuit. Parallèlement nous développons un code de simulation de la présente expérience basé sur la méthode de Monte Carlo et qui utilise comme données de sections efficaces les évaluations ENDF/B IV ou ENDL 76 afin de vérifier leur consistance.

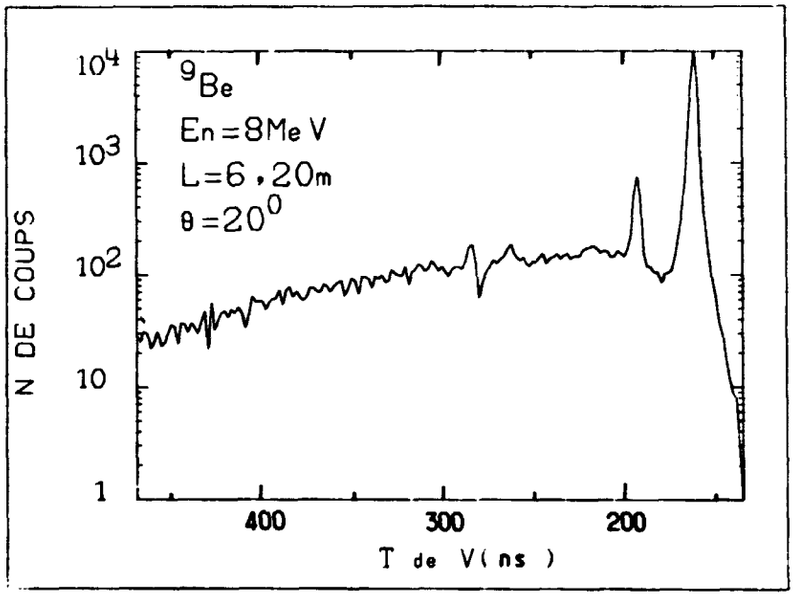
* *Collaborateur Temporaire Etranger, OAK RIDGE, U.S.A.*

REFERENCES

[1] - D.I.DUDZIAK, D.W. MUIR, *Symposium on Neutron Cross Sections 10-40 MeV, 3-5 Mai 77, Brookhaven National Laboratoy, UPTON, L.I. (USA) NEANDC (US) 202/L INDC (USA) 78/L (1977) p. 59.*

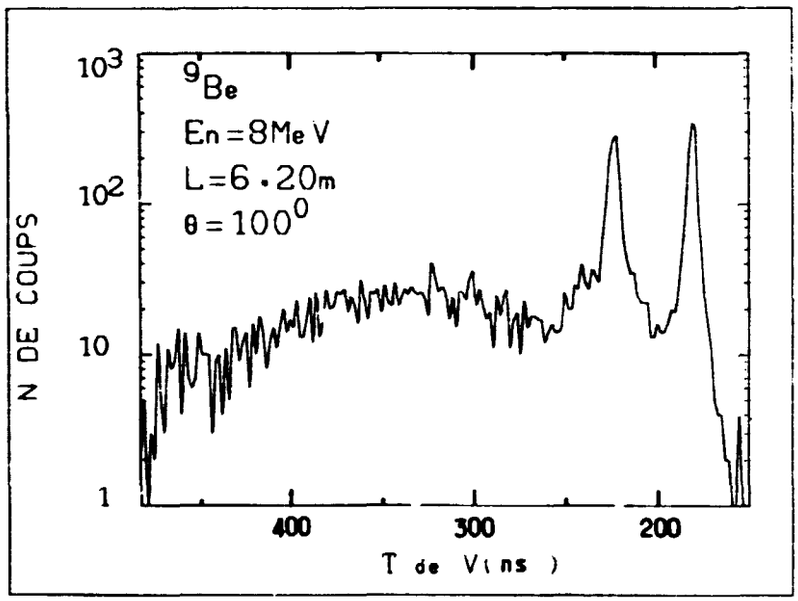
[2] - G. HAOUAT, S. SEGUIN, *Note CEA-N-1739 (1974).*

[3] - S. SEGUIN, C. HUMEAU, G. DALBERA, G. HAOUAT, *Rapport CEA-N-2080 (1979) p. 29.*



B-I-5-FIGURE 1

Spectre de temps de vol des neutrons secondaires émis par ^{9}Be à l'angle de 20°. L'énergie des neutrons incidents est 8,0 MeV. On distingue deux pics associés aux groupes de neutrons de diffusion élastique et inélastique conduisant au premier niveau excité à E_x = 1,68 MeV, ainsi qu'un continuum correspondant à la cassure de ^{9}Be en 2α + n.



B-I-5-FIGURE 2

Spectre de temps de vol des neutrons secondaires émis par ^{9}Be à l'angle de 100°. L'énergie des neutrons incidents est 8,0 MeV.

B-II-MESURES DE SECTIONS EFFICACES DE REACTIONS

REACTION CROSS SECTION MEASUREMENTS

B-II-1-Mesure de flux de neutrons (M. CANCE, J. DUIGOU, D. GIMAT, G. GRENIER, D. PARISOT).

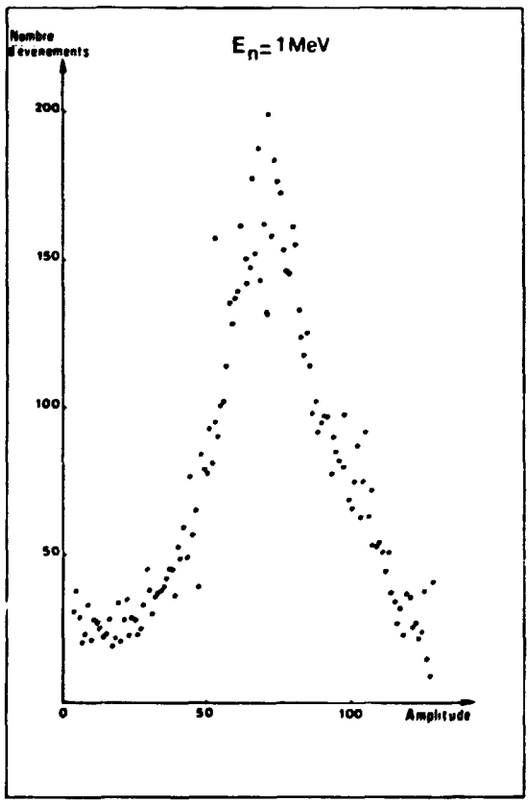
Neutron flux measurements.

A new neutron flux monitor has been developed. For low neutron energy it works as a total absorption counter allowing neutron and γ-ray discrimination.

La production de faisceaux de neutrons dont le flux est connu avec une bonne précision est nécessaire dans le cadre des activités du Service et pour les besoins de laboratoires extérieurs au Service P2N. Les activités de mesures de flux font l'objet de développements permanents : elles font en outre l'objet d'un contrat du Bureau National de Métrologie. Une précision de l'ordre de 5% peut être garantie dans toute la gamme d'énergie comprise entre 20 keV et 20 MeV. Cette précision est obtenue par l'emploi de trois types de détecteurs de neutrons étalonnés : les télescopes à proton de recul, les longs compteurs directionnels à BF_3 et les détecteurs à absorption totale ou "détecteurs noirs".

Dans le but de simplifier les mesures de flux de neutrons, un détecteur étalon secondaire a été développé. Son principe de fonctionnement s'apparente à celui du détecteur à absorption totale bien que ses dimensions soient plus réduites. Il présente aussi l'avantage d'une faible variation de son efficacité avec le seuil de détection. Il est équipé d'une électronique de traitement de signaux qui permet une bonne discrimination des neutrons et des rayons γ.

Enfin la protection du détecteur, rendue plus aisée du fait de ses dimensions réduites, a été optimisée. Le spectre de réponse d'un tel détecteur à des neutrons de 1 MeV, obtenu avec un code Monte Carlo, est montré sur la figure 1.



B-II-1-FIGURE 1

Spectre de réponse obtenu avec le code Monte-Carlo "Carlo Black" pour des neutrons de 1 MeV.

B-II-2-Sections efficaces de capture radiative de neutrons rapides (G. GRENIER, S. JOLY, J. VOIGNIER, J.P. DELAROCHE).

Fast neutron capture cross sections.

Neutron capture cross sections of ^{133}Cs, ^{nat}Ce, ^{nat}Gd and ^{181}Ta have been measured in the energy range of 0.5 to 3.0 MeV by using the integrated spectrum and total energy method. For more than 14 elements or isotopes studied in this laboratory, statistical model calculations have been performed and the results are compared to the data.

Les mesures de sections efficaces de capture, déterminées à partir des spectres des rayonnements γ émis par l'échantillon, ont été poursuivies. Rappelons que l'exploitation des données expérimentales est faite suivant deux méthodes, la méthode du spectre intégré et celle du bilan d'énergie, qui ont été décrites antérieurement [1-3].

De nouvelles mesures ont été faites entre 0,5 et 3 MeV sur les éléments suivants : ^{133}Cs, ^{nat}Ce, ^{nat}Gd et ^{181}Ta.

Pour la plupart des éléments étudiés dans ce laboratoire, les valeurs des sections efficaces de capture ont été comparées aux valeurs calculées à l'aide du modèle statistique, les coefficients de transmission étant obtenus à partir du modèle optique. Cette comparaison a porté en particulier sur les éléments suivants [4]:

- ^{89}Y, ^{93}Nb, ^{nat}Gd, ^{nat}W et ^{197}Au,
- les isotopes du gadolinium : $^{155-156-157-158-160}Gd$,
- les isotopes du tungstène : $^{182-183-184-186}W$.

Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les valeurs calculées, à l'exception cependant de ^{155}Gd. Pour cet isotope le désaccord constaté peut être dû à une mauvaise connaissance des propriétés des états excités du noyau cible.

A titre d'exemple, la comparaison de nos résultats avec les données antérieures et avec les valeurs calculées est montrée sur la figure 1 pour ^{182}W et sur la figure 2 pour ^{156}Gd.

Nos résultats obtenus sur les éléments appartenant à la région de masse $80 < A < 170$ ont fait aussi l'objet d'une communication à la réunion NEANDC de BOLOGNE [5]. D'autre part un rapport CEA, dont la préparation est en cours, donnera l'ensemble des résultats que nous avons obtenus.

REFERENCES

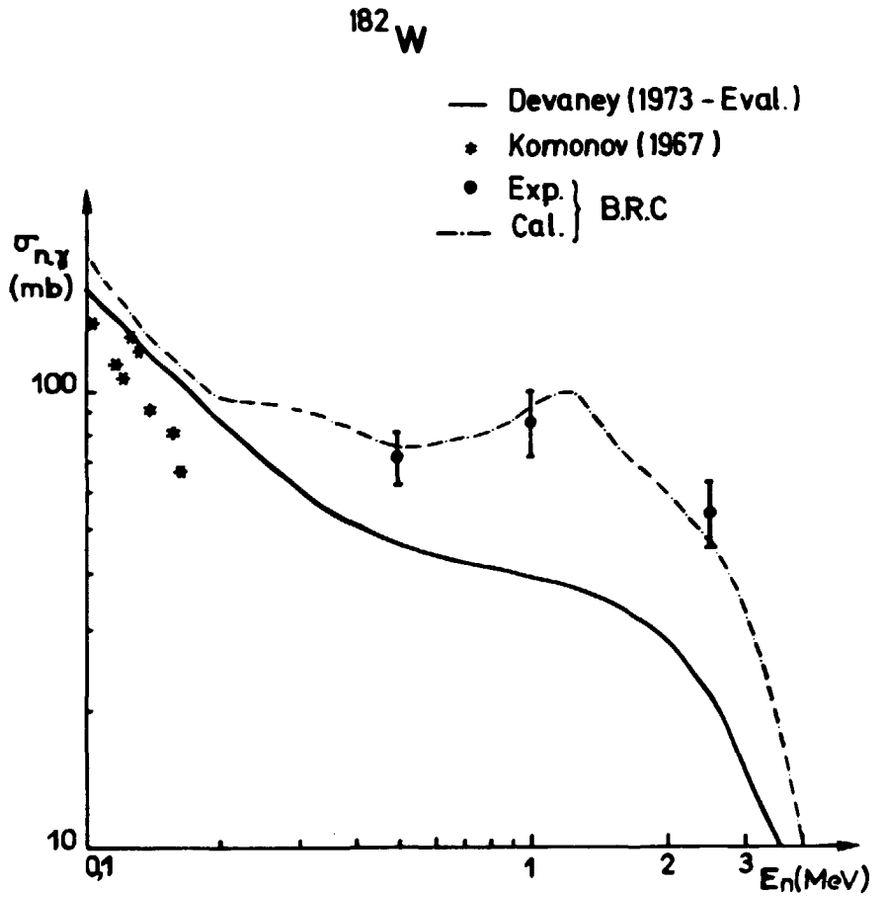
[1] - S. JOLY et al., *Rapport CEA-R-4884 (1977).*

[2] - S. JOLY et al., *Nucl. Instr. and Meth. 153 (1978) 493.*

[3] - Compte Rendu d'Activité 1978, *Note CEA-N-2080, NEANDC (E) 201/L (1979).*

[4] - G. GRENIER et al., *Conference on Nuclear Cross Sections for Technology, KNOXVILLE (USA), October 22-26 (1979).*

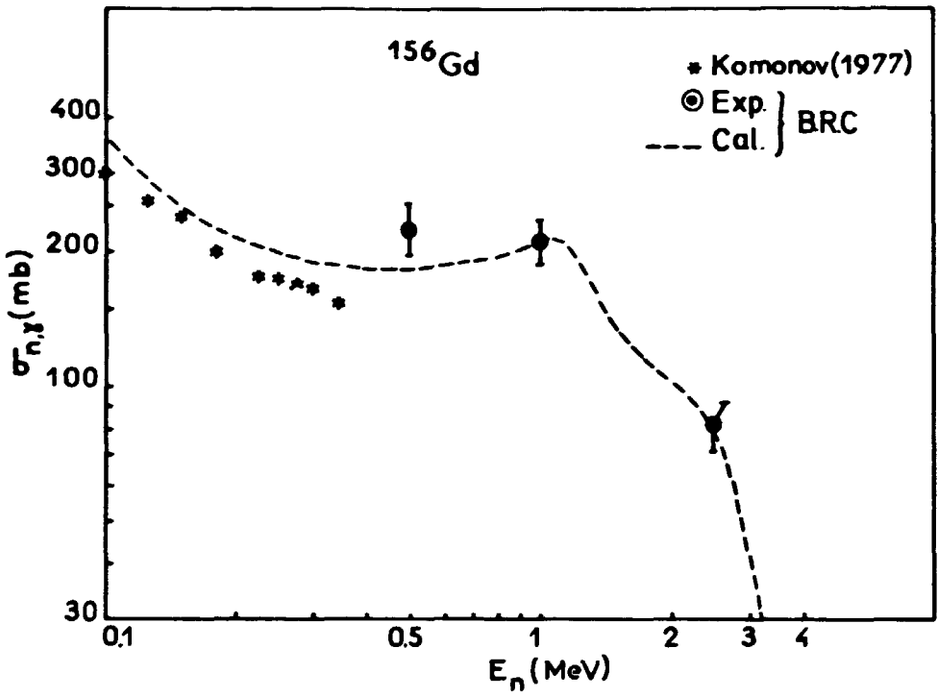
[5] - J. VOIGNIER et al., *"Specialist's Meeting on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei", CNEN BOLOGNA (Italie), 12-14 Décembre 1979.*



B-II-2-FIGURE 1

$\sigma_{n\gamma}$: (^{182}W)

Comparaison entre les données expérimentales et les valeurs calculées.



B-II-2-FIGURE 2

$\sigma_{n\gamma}$ (^{156}Gd) :

Comparaison entre les données expérimentales et les valeurs calculées.

B-II-3-Etude du mécanisme de capture dans la réaction $^{208}Pb(n,\gamma)^{209}Pb$

(D.M. DRAKE*, G. GRENIER, S. JOLY, F. RIGAUD**, J. VOIGNIER).

Study of the capture mechanism in the $^{208}Pb(n,\gamma)^{209}Pb$ reaction.

The radiative capture cross section of neutrons with energies covering the range 0.8-6.2 MeV has been measured. Absolute cross sections were determined for γ-ray transitions to the ground and the 0.78 MeV excited states. The excitation of the M1 resonance is investigated through the measurement of the asymmetry factor at 3.8 and 6.0 MeV neutron energies.

Le noyau ^{208}Pb est particulièrement intéressant pour l'étude du mécanisme de capture radiative. Les calculs théoriques dans le cadre du modèle direct-semi-direct sont relativement simples (spin 0^+ de l'état fondamental de ^{208}Pb) et la position des états de particule dans ^{209}Pb est assez bien connue. Du point de vue expérimental, il est relativement aisé de séparer les transitions vers les premiers niveaux excités de ^{209}Pb à l'aide d'un détecteur NaI. Malheureusement, la section efficace de capture est très faible (de l'ordre du mb) et les mesures sont extrêmement délicates et longues. Nous avons dû améliorer sensiblement la protection du spectromètre pour augmenter le rapport signal/bruit. Nous avons utilisé un échantillon de plomb de 450 g enrichi à 98,7% en ^{208}Pb. La fonction d'excitation des transitions γ_0 et γ_1 dans le noyau ^{209}Pb a été mesurée aux énergies neutron de 0,8-1,7-2,5-3,2-3,8-5,0 et 6,2 MeV avec le dispositif expérimental utilisé pour les mesures de sections efficaces de capture et qui a été décrit en référence [1]. La dépendance en énergie de la section efficace partielle $\sigma(n,\gamma_0)$ permet d'étudier l'interférence entre les mécanismes de réaction directe et de noyau composé [2] qui correspond à un minimum de la section efficace de capture se produisant entre 3 et 6 MeV.

Le modèle direct-semi-direct a pu rendre compte de manière satisfaisante des spectres de capture et des fonctions d'excitation mesurés à LOS ALAMOS [3] pour des neutrons d'énergie comprise entre 6,2 et 14,7 MeV. Ce modèle a été appliqué récemment [4] à la capture de nucléons par excitation collective de la résonance M1. Les calculs prévoient une dépendance en énergie très marquée du facteur d'asymétrie R, défini comme le rapport entre la différence et la somme des intensités obtenues à 55° et 125°, qui dépend de l'interférence entre les modes collectifs du type M1, E1 ou E2. Nous avons mesuré le rapport d'asymétrie pour la transition γ_0 aux énergies de 3,8 et 6,2 MeV pour lesquelles la discrimination entre les différentes excitations collectives devrait être possible.

Les mesures complémentaires sont entreprises à UPPSALA.

*Collaborateur Temporaire Etranger, LOS ALAMOS, U.S.A.

**Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan.

REFERENCES

[1] - S. JOLY et al., *Nucl. Instr. and Meth.* 153, 493 (1978).

[2] - G. MANTZOURANIS, *Z. Physik* 264, 405 (1973).

[3] - I. BERGQVIST, D.M. DRAKE, D.R. McDANIELS, *Nucl. Phys.* A191, 641 (1972).

[4] - F. SAPORETTI, R. GUIDOTTI, *Nucl. Phys.* A311, 284 (1978).

B-II-4-Mesure de la section efficace (n,2n) de ^{235}U du seuil à 13 MeV (J. FREHAUT, A. BERTIN, R. BOIS).

Measurement of the $^{235}U(n,2n)$ cross section between threshold and 13 MeV.

The $^{235}U(n,2n)$ cross section has been measured in the energy range between threshold and 13 MeV using the large Gd-loaded liquid scintillator method. The statistical accuracy of the measurement is of the order of 10%.

La section efficace de réaction (n,2n) de ^{235}U a été mesurée pour des neutrons incidents d'énergie comprise entre le seuil de réaction et 13 MeV en utilisant la méthode du gros scintillateur liquide chargé au gadolinium. La précision statistique des mesures est de l'ordre de 10% [1].

REFERENCE

[1] - J. FREHAUT, A. BERTIN, R. BOIS, *"Measurement of the $^{235}U(n,2n)$ cross section between threshold and 13 MeV", à paraître dans Nuclear Science and Engineering.*

B-II-5-Mesure des sections efficaces de fission (M. CANCE, D. GIMAT, G. GRENIER, D. PARISOT).

Fission cross section measurements.

Measurements of the absolute neutron fission cross section of ^{235}U have been made at 2.5, 4.45 and 10 MeV using a "hybrid detector"developed in this laboratory. The fission events were detected in an ionization chamber and the neutron flux was determined by a proton recoil telescope. Our results at 2.5 and 4.45 MeV are compared to the ENDF/B V evaluation. Measurement of the absolute neutron fission cross section of ^{241}Am has been made at 14.6 MeV with a gazeous scintillator and using the associated particle method. Our value is compared to previous data.

Des désaccords importants,jusqu'à 8%,existent entre les mesures récentes de la section efficace de fission de ^{235}U, essentiellement entre 3 et 6 MeV et au-dessus de 9 MeV. Compte tenu de l'importance de cette section efficace, utilisée comme référence pour la plupart des données de fission,de nouvelles mesures absolues ont été entreprises en utilisant le détecteur hybride décrit dans le précédent compte rendu [1]. L'ensemble des résultats récents étant en bon accord autour de 2,5 MeV, une première mesure faite à cette énergie nous a permis de tester notre appareillage. Pour cette mesure la section efficace de fission de ^{235}U a été obtenue non seulement par l'intermédiaire du rapport σ_{nf}/σ_{np} mais aussi en déterminant le flux de neutrons à l'aide d'un long compteur directionnel. Une deuxième mesure a été effectuée à 4,45 MeV à l'aide du même appareillage. Nos résultats, reportés dans le tableau 1, sont en bon accord avec la nouvelle évaluation ENDF/B V .Une troisième mesure a été faite à 10 MeV en utilisant comme détecteur étalon un détecteur de neutrons à absorption totale. L'exploitation des résultats est en cours.

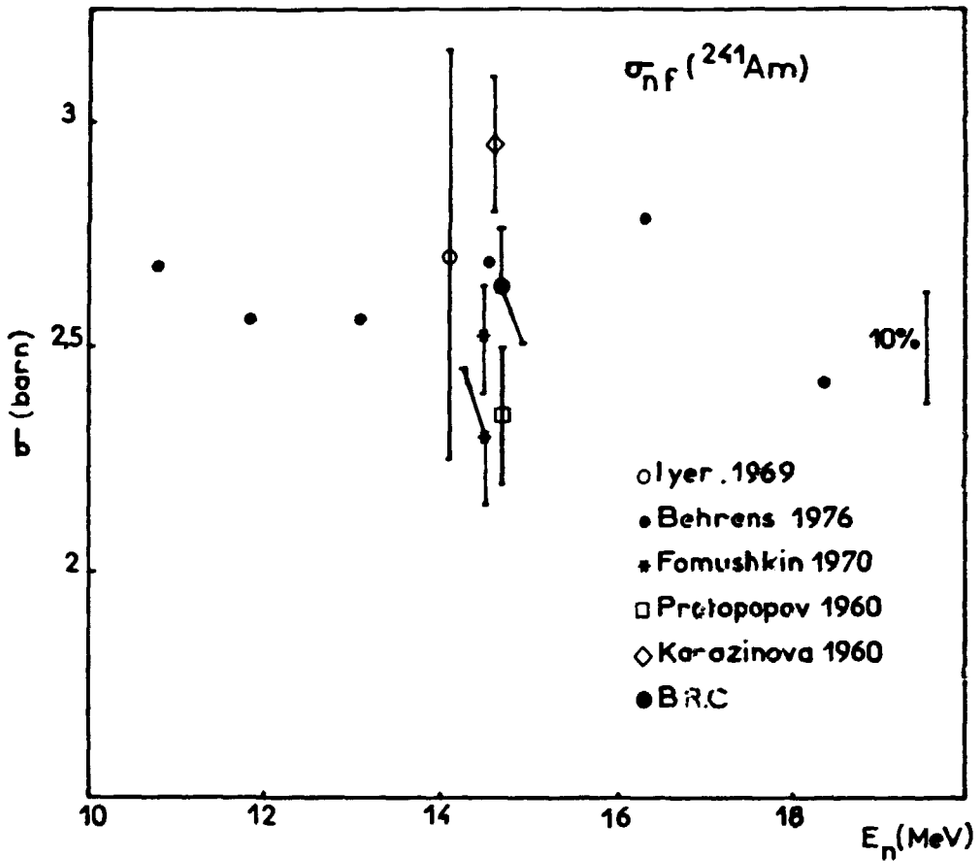
D'autre part, nous avons poursuivi nos mesures absolues de sections efficaces de fission autour de 14 MeV au moyen de la méthode de la particule associée. La mesure de $\sigma_{nf}(^{241}Am)$ a été faite en utilisant comme détecteur de fragments de fission un scintillateur gazeux. La valeur obtenue de 2,63 ± 0,12 barns est comparée aux résultats antérieurs sur la figure 1.

REFERENCE

[1] - Compte rendu d'activité 1978, *CEA-N-2080, NEANDC (E) 201/L (1979).*

Energie des neutrons (MeV)	2,50 ± 0,04		4,45 ± 0,1
Détecteur de neutrons	Télescope	Compteur directionnel	Télescope
Incertitude %	1,7	2,8	2,2
Nos valeurs (barn)	1,28 ± 0,02	1,23 ± 0,03	1,13 ± 0,03
	1,26		
ENDF/B V (barn)	1,267		1,115

TABLEAU 1 : Comparaison de nos résultats de mesures de la section efficace de fission de ^{235}U avec l'évaluation ENDF/B V.



B-II-5-FIGURE 1

Comparaison de notre valeur obtenue pour $\sigma_{nf}(^{241}Am)$ à 14,6 MeV avec les résultats antérieurs.

B-II-6-Mesure de $\bar{\nu}_p$ pour la fission de ^{237}Np induite par des neutrons d'énergie inférieure à 15 MeV (J. FREHAUT, A. BERTIN, R. BOIS, M. BEAU).

Measurement of $\bar{\nu}_p$ for ^{237}Np fission induced by neutrons up to 15 MeV incident energy.

A precise measurement of $\bar{\nu}_p$ for the fission of ^{237}Np induced by neutrons in the energy range from 1.5 up to 15 MeV has been performed by using a fission chamber associated with a large Gd-loaded liquid scintillator. The prompt signal from the liquid scintillator was used to determine the dependency of the prompt fission γ-ray average energy $\bar{E}_\gamma$ upon the incident neutron energy. A correlation observed between $\bar{E}_\gamma$ and $\bar{\nu}_p$ is interpreted in terms of a competition between neutron and γ-ray emission connected with an increase of the average angular momentum of fission fragments with excitation energy.

Les mesures de $\bar{\nu}_p$, nombre moyen des neutrons prompts de fission, réalisées au Service P2N sur les principaux isotopes de U et Pu [1,2] ont servi de base à une évaluation semi-empirique de $\bar{\nu}_p$ pour la fission induite par des neutrons d'énergie inférieure à 15 MeV [3]. Cependant la validité de cette évaluation pour les noyaux ayant un nombre de charge Z impair demandait une vérification expérimentale vue l'inexistence de données pour ces noyaux.

Les mesures ont été réalisées sur ^{237}Np en utilisant la technique de la chambre à fission associée à un gros scintillateur liquide chargé au gadolinium [1,2]. La chambre contenait 100 mg de ^{237}Np. L'épaisseur des dépôts était inférieure à 1 mg/cm^2. Un dépôt de ^{252}Cf placé dans la même chambre a permis de déterminer l'efficacité du scintillateur liquide au cours de la mesure (nous avons adopté la valeur de $\bar{\nu}_p$ = 3,732 pour la fission spontanée du ^{252}Cf). Les neutrons incidents ont été produits par les réactions T(p,n)^{3}He et D(d,n)^{3}He à l'aide d'une cible gazeuse et du faisceau du tandem Van de Graaff pulsé à la fréquence de 2,5 MHz. La technique du temps de vol a été utilisée pour éliminer les fissions produites par les neutrons issus de réactions secondaires dans la cible.

D'autre part l'amplitude du signal prompt délivré par le scintillateur liquide et correspondant à la détection du rayonnement gamma prompt de fission a été mesurée et a permis de réaliser une mesure relative de l'énergie moyenne $\bar{E}_\gamma$ de ce rayonnement gamma prompt en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

Les résultats obtenus pour $\bar{\nu}_p$ sont portés sur la figure 1 en fonction de l'énergie E_n des neutrons incidents. La précision statistique est de l'ordre de 0,6%.

Nous avons également porté sur la même figure les résultats publiés récemment par L. VEESER [4] et qui sont systématiquement plus élevés que les nôtres d'environ 2%. Nous pensons que cette différence est due à une sous-estimation de la contribution du bruit de fond dans la mesure de L. VEESER.

Une excellente représentation de nos résultats expérimentaux est obtenue par 4 segments de droite, à savoir :

$E_n \leq 3{,}5$ MeV : $\bar{\nu}_p = 0{,}1415\ E_n + 2{,}5284$

$3{,}5$ MeV $\leq E_n \leq 6{,}1$ MeV : $\bar{\nu}_p = 0{,}1714\ E_n + 2{,}4222$

$6{,}1$ MeV $\leq E_n \leq 12{,}2$ MeV : $\bar{\nu}_p = 0{,}1544\ E_n + 2{,}5264$

$E_n \geq 12{,}2$ MeV : $\bar{\nu}_p = 0{,}1200\ E_n + 2{,}9449$

Les changements de pente à 6,1 MeV et à 12,2 MeV correspondent respectivement à l'apparition des réactions (n,n'f) et (n,2nf). Le changement de pente à 3,5 MeV, observé également sur d'autres noyaux [1], n'a pas reçu jusqu'à présent d'interprétation satisfaisante.

Une représentation plus globale de nos résultats peut être obtenue avec une précision de ± 1% par une seule droite d'équation :

$$\bar{\nu}_p = 2{,}509 + 0{,}1545\ E_n$$

D'autre part, les résultats expérimentaux confirment à ± 2% la validité de l'évaluation semi-empirique [3] qui prévoit pour ^{237}Np une droite d'équation :

$$\bar{\nu}_p = 2,549 + 0,1465\ E_n$$

Sur la figure 2, nous avons porté la variation de la valeur moyenne de l'énergie totale $\bar{E}_\gamma$ emportée par les rayons gamma prompts de fission en fonction de l'énergie E_n des neutrons incidents, ainsi que la section efficace de fission. En dessous du seuil de la réaction (n,n'f), on remarque que $\bar{E}_\gamma$ varie linéairement avec E_n. Au voisinage du seuil de la réaction (n,n'f), entre 5,5 et 8 MeV, les résultats font apparaître un plateau. Entre 8 et 14 MeV, $\bar{E}_\gamma$ croit de nouveau linéairement avec E_n, puis un second plateau s'esquisse au-delà de 14 MeV, quand apparaît la réaction (n,2nf).

Ces résultats peuvent s'interpréter à partir de la compétition entre l'émission de neutrons et de rayons gamma au cours de la désexcitation des fragments de fission. La combinaison des résultats obtenus pour $\bar{\nu}_p$ et $\bar{E}_\gamma$ en dessous du seuil de la réaction (n,n'f) permet de déduire que $\bar{E}_\gamma = 0,90\ \bar{\nu}_p + 4,40$ (MeV). La quantité 4,40 MeV correspond à l'énergie gamma prévue par les théories statistiques. Cependant les neutrons de fission sont évaporés avec une énergie relativement faible ($\sim$ 2 MeV) et de ce fait ils ne réduisent pas de façon importante le spin des fragments. En fin de désexcitation, les fragments se retrouvent avec un moment angulaire relativement élevé et la probabilité d'émission de rayons gamma devient importante, même si l'émission d'un neutron est encore énergétiquement possible. La relation linéaire qui existe entre $\bar{E}_\gamma$ et $\bar{\nu}_p$ traduit une augmentation de la valeur moyenne du spin des fragments avec l'énergie d'excitation.

Au cours d'une réaction (n,n'f), une partie de l'énergie d'excitation du noyau composé est emmenée par le neutron évaporé avant la fission. Les fragments de fission émettent donc moins de neutrons et d'énergie gamma. Cela explique le plateau observé pour $\bar{E}_\gamma$ dans la région comprise entre 5,5 et 8 MeV où la réaction (n,n'f) intervient (figure 2). Le phénomène est nettement moins perceptible pour

$\bar{\nu}_p$ car le neutron émis avant fission ne peut pas être distingué expérimentalement des neutrons de fission et il contribue donc à la valeur observée de $\bar{\nu}_p$. Un processus similaire se reproduit vers 14 MeV lorsque la voie (n,2nf) s'ouvre.

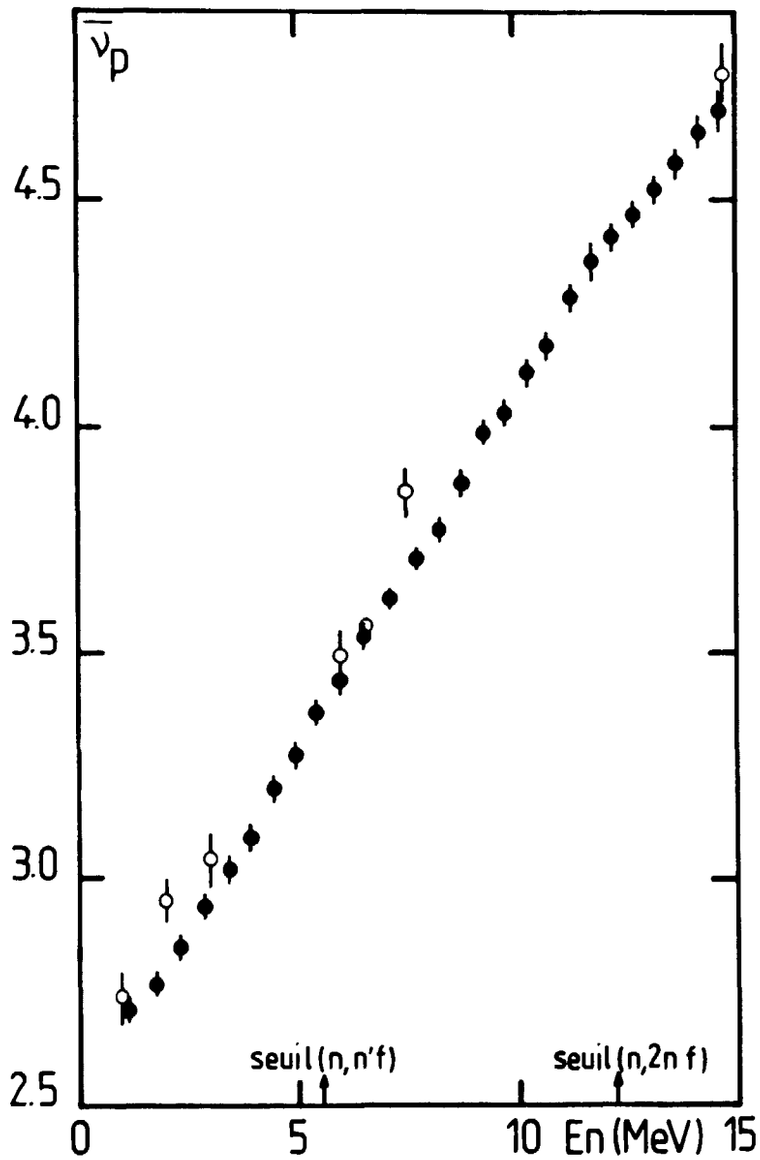
REFERENCES

[1] - M. SOLEILHAC, J. FREHAUT, J. GAURIAU, *J. Nucl. Energy 33 (1969) 257.*

[2] - J. FREHAUT, G. MOSINSKI, R. BOIS, M. SOLEILHAC, *Rapport CEA-R-4626 (1974).*

[3] - R. BOIS, J. FREHAUT, *Rapport CEA-R-4791 (1976).*

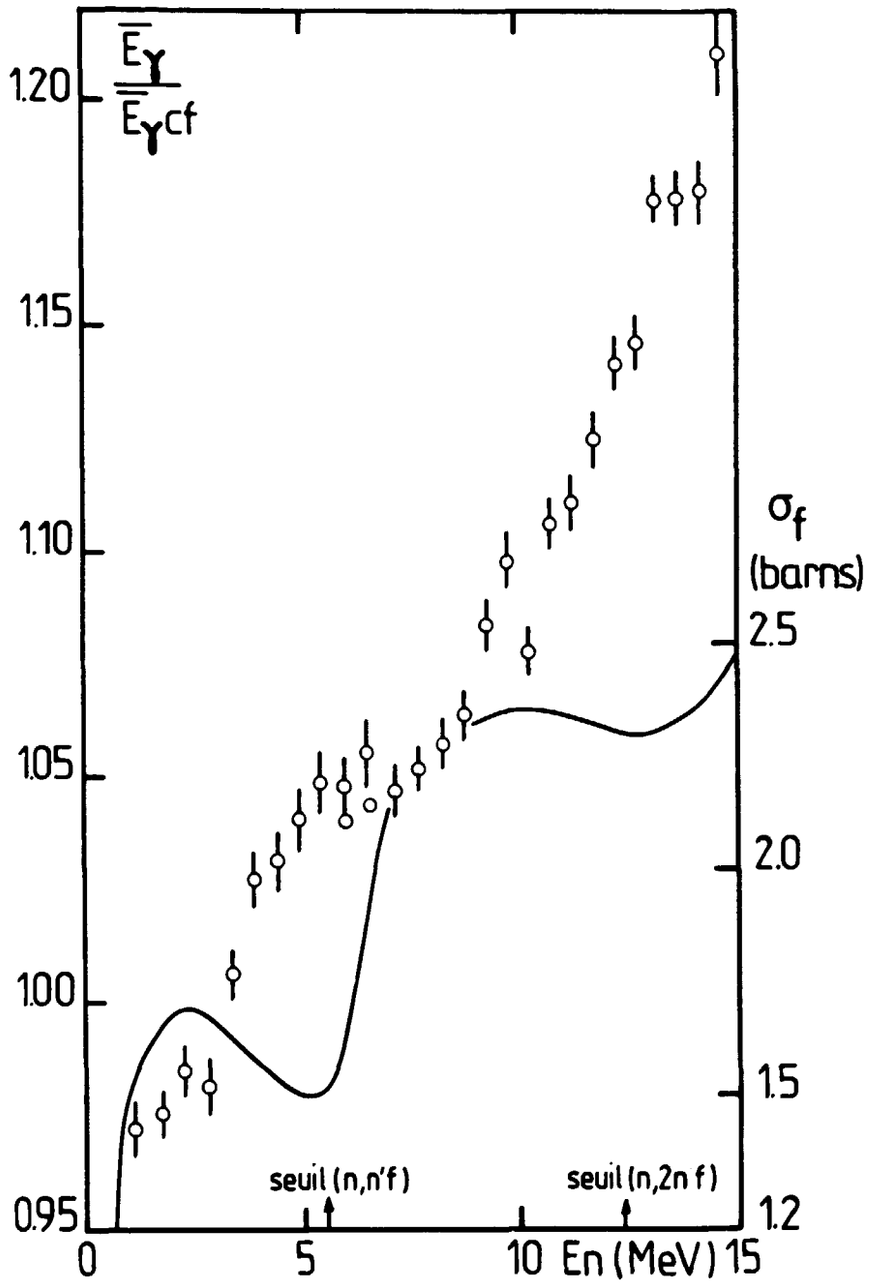
[4] - L. VEESER, *Phys. Rev. C17 (1978) 385.*



B-II-6-FIGURE 1

Variation du nombre moyen $\bar{\nu}_p$ de neutrons prompts pour la fission de ^{237}Np induite par des neutrons d'énergie inférieure à 15 MeV.

● *notre mesure,* O *Réf.* [4].



B-II-6-FIGURE 2

Variation de l'énergie gamma prompte de fission $\bar{E}_\gamma$ et de la section efficace pour la fission de ^{237}Np induite par des neutrons d'énergie inférieure à 15 MeV. Les valeurs de $\bar{E}_\gamma$ sont données par rapport à l'énergie gamma prompte $\bar{E}_{\gamma Cf}$ pour la fission spontanée du ^{252}Cf.

B-II-7-Etude expérimentale des probabilités d'émission des neutrons de fission (J. FREHAUT, R. BOIS, A. BERTIN).

Experimental studies of the fission neutron multiplicity distributions.

Earlier measurements have shown that the fission neutron multiplicity distributions P(ν) were depending upon a single parameter, $\bar{\nu}_p$, the average number of neutrons emitted per fission [1]. More accurate recent measurements show that the standard deviation of the P(ν) distributions is a linear function of the neutron inducing fission energy, with a plateau appearing around the (n,n'f) reaction threshold (fig.1). Below this threshold, the standard deviation is also a linear function of $\bar{\nu}_p$ (fig.2).

Les premières mesures de $\bar{\nu}_p$ réalisées au Service P2N et relatives à la fission de ^{235}U, ^{238}U et ^{239}Pu induite par des neutrons d'énergie comprise entre 1,5 et 15 MeV [1] avaient montré que les probabilités P(ν) d'émission de ν neutrons par fission ne dépendaient que d'un seul paramètre, le nombre moyen $\bar{\nu}_p$ de neutrons émis par fission. En particulier, dans la limite de la précision des résultats expérimentaux (∿ 10%), les distributions P(ν) sont indépendantes de la nature du noyau qui fissionne. Il avait été également observé que l'écart type $\sigma = [\sum_{\nu} (\nu - \bar{\nu}_p)^2 P(\nu)]^{-1/2}$ de la distribution P (ν) était approximativement une fonction linéaire de $\bar{\nu}_p$:

$$\sigma = 0{,}89 + 0{,}093\ \bar{\nu}_p$$

Ce dernier résultat n'avait pas été publié, par suite de la très grande dispersion des données expérimentales. Des mesures ultérieures pour les noyaux cibles ^{240}Pu et ^{241}Pu ont confirmé ces premiers résultats [2].

Plus récemment, une mesure de $\bar{\nu}_p$ a été réalisée pour la fission de ^{237}Np et de ^{235}U induite par des neutrons d'énergie inférieure à 15 MeV [3]. Les résultats obtenus pour les distributions $P(\nu)$ sont en excellent accord avec les mesures antérieures. Cependant, la précision statistique des mesures a été nettement améliorée (facteur 2 à 3 sur le nombre de fissions analysées par point de mesure), permettant ainsi une meilleure analyse de l'écart type des distributions $P(\nu)$. Celui-ci est porté en fonction de l'énergie E_n des neutrons incidents sur la figure 1. La dispersion est encore très grande au dessus de 10 MeV, où les corrections de bruit de fond sont importantes. En première approximation, l'écart type est une fonction linéaire de E_n, donc de $\bar{\nu}_p$, puisque $\bar{\nu}_p$ est lui-même une fonction linéaire de E_n. Cependant, un plateau se dessine nettement entre 6 et 8 MeV pour les deux noyaux, dans la région où s'établit la réaction (n,n'f). Dans cette réaction, le neutron évaporé avant fission emporte une partie de l'énergie d'excitation du noyau composé,qui émettra donc moins de neutrons dans la fission qui s'ensuit. L'écart type de la distribution $P(\nu)$ sera ainsi plus faible que pour la fission directe, mais le nombre moyen de neutrons observé sera peu différent, car il n'est pas possible expérimentalement de distinguer le neutron évaporé avant fission des neutrons de fission.

Le plateau observé résulte d'un mélange de fissions directes et de réactions (n,n'f). Au dessus de 8 MeV, la proportion de réactions (n,n'f) est approximativement constante, et l'écart type augmente de nouveau en fonction de E_n. Un effet similaire, masqué par la dispersion des résultats, devrait exister vers 12 MeV, quand apparaît la réaction (n,2nf).

Sur la figure 2, nous avons porté en fonction de $\bar{\nu}_p$ l'écart type de la distribution $P(\nu)$ pour les noyaux étudiés jusqu'à présent, en nous limitant aux données obtenues pour des énergies de neutrons incidents inférieures au seuil de la réaction (n,n'f) pour chaque noyau. Une bonne représentation de l'ensemble des résultats est obtenue par une droite d'équation :

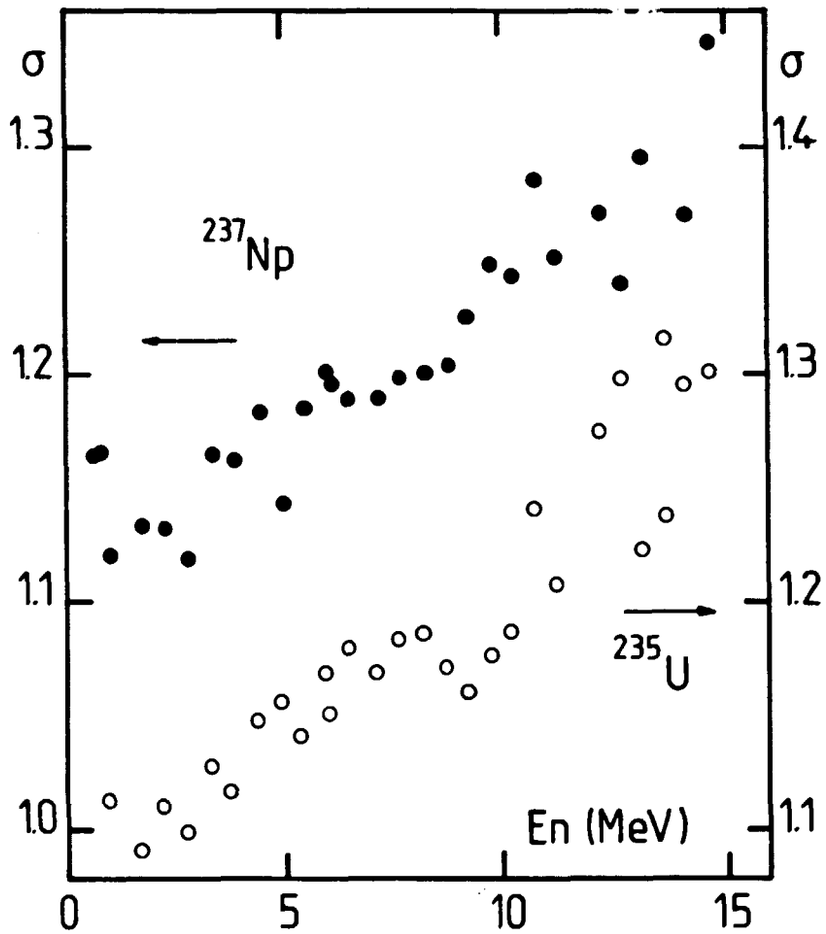
$$\sigma = 0,12\ \bar{\nu}_p + 0,80.$$

REFERENCES

[1] - M. SOLEILHAC, J. FREHAUT, J. GAURIAU, *J. Nucl. Energy 23 (1969) 25.*

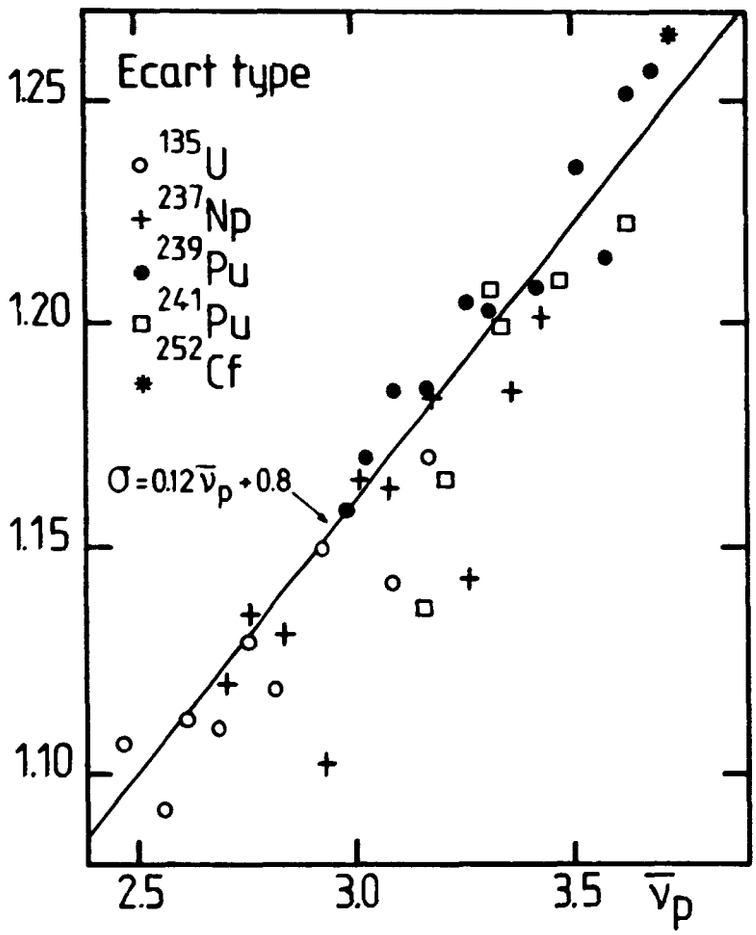
[2] - J. FREHAUT, G. MOSINSKI, R. BOIS, M. SOLEILHAC, *Rapport CEA-R-4626 (1974).*

[3] - J. FREHAUT, *ce compte rendu, chapitre B-II-6.*



B-II-7-FIGURE 1

Ecart type de la distribution P(ν) pour la fission de ^{235}U et ^{237}Np induite par des neutrons d'énergie comprise entre 1 et 15 MeV.



B-II-7-FIGURE 2

Variation en fonction de $\bar{\nu}_p$ de l'écart type de la distribution P (ν).

B-II-8-Mesure du spectre en énergie des neutrons prompts de fission (J. FREHAUT, A. BERTIN).

Measurement of fission neutron energy spectra.

A technique using a fast fission chamber and the time-of-flight method has been developed for measurements in fast neutron induced fission. The technique and preliminary results were presented in an invited paper at the last A.N.S. meeting held in Atlanta in June 1979.

La forme et l'énergie moyenne du spectre des neutrons prompts de fission sont des paramètres très importants pour les réacteurs thermiques ainsi que pour les réacteurs rapides.

La partie du spectre comprise entre 1 et environ 7 MeV est connue de façon satisfaisante pour la fission des principaux isotopes fissiles induite par des neutrons d'énergie inférieure à environ 1 MeV, ainsi que pour la fission spontanée du ^{252}Cf. Par contre, la forme du spectre en dessous de 1 MeV et au dessus de 7 MeV est encore très mal connue, et les résultats expérimentaux sont contradictoires. Enfin, il n'existe pratiquement aucune donnée pour la fission induite par des neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV.

Au dernier "Annual Meeting" de l'American Nuclear Society, qui s'est tenu à Atlanta du 3 au 7 Juin 1979, une session spéciale a été organisée sur ce thème [1]. L'ensemble des problèmes à été passé en revue : besoins pour les calculs de réacteurs, état actuel des données, efforts en cours, tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental.

Pour sa part, le Service P2N avait été invité à présenter ses travaux sur les mesures de spectre pour la fission induite par neutrons rapides, domaine qui avait été peu abordé auparavant. La technique mise au point, qui allie la méthode du temps de vol et l'utilisation d'une chambre à fission, permet de résoudre la plupart des problèmes posés par des mesures précises du spectre en énergie des neutrons émis dans la fission induite par des neutrons rapides. Une

étude détaillée de cette technique et des premiers résultats obtenus est donnée dans la référence [2].

REFERENCES

[1] - A.N.S. Transactions, Vol. 32 (1979) p. 725-735.

[2] - A. BERTIN, R. BOIS, J. FREHAUT, *Rapport CEA-R-4913 (1978).*

B-III-ETUDE DE LA FISSION

STUDY OF FISSION

B-III-1-Etude d'un détecteur de fragments de fission (J.P. LOCHARD, C. HUMEAU, P. BLOCH*, Y. PATIN).

Study of a fission fragment detector.

A position sensitive parallel plate detector has been developed and tested with a ^{252}Cf source. This detector will be used for the study of charged particle induced fission reactions.

L'étude expérimentale des réactions de fission induites par particules chargées du type (d,pf) nécessite la détection des fragments de fission dans un angle solide maximal parmi un bruit de fond très élevé de particules légères. L'utilisation de détecteurs à barrière de surface, trop sensibles aux particules légères, est donc difficile et serait par ailleurs très onéreuse. Un compteur à avalanche de grande surface [1] est au contraire parfaitement approprié à ces expériences.

Ce détecteur (figure 1) est constitué d'une zone sensible de 2 mm d'épaisseur entre une anode et une cathode auxquelles on applique une polarisation de 550 Volts environ. Le gaz de remplissage est de l'isobutane à la pression de 5 torr. Les fragments de fission, ionisant fortement le gaz, provoquent une avalanche très rapide (temps de montée $\simeq$ 2 ns) et localisée. Les particules légères donnent par contre des signaux plus faibles qui sont nettement séparés des signaux correspondant aux fragments.

Nous avons réalisé [2] un prototype de 25 cm^2 de surface utile que nous avons testé à l'aide d'une source de ^{252}Cf. Les figures 2a et 2b montrent l'amplitude des signaux recueillis sur l'anode et illustrent la séparation des particules α et des fragments de fission émis par le californium. La résolution en temps du détecteur est estimée à 300 µs.

Les fragments peuvent être localisés en divisant la cathode en bandes isolées. Les signaux recueillis sur chacune des bandes sont distingués à l'aide d'une ligne à retard ou par division de courant : ceci évite l'emploi couteux d'une électronique distincte à chaque bande.

La réalisation de l'ensemble définitif destiné à l'étude des réactions (d,pf) est en cours. Celui-ci comprendra 2 compteurs à avalanche de 10 cm de diamètre situés de part et d'autre de la cible. Chaque bande des cathodes (figure 3) correspond à un intervalle d'angle d'émission des fragments dans le centre de masse de la réaction, ce qui permettra l'étude des distributions angulaires des fragments de fission.

* *Stagiaire Militaire.*

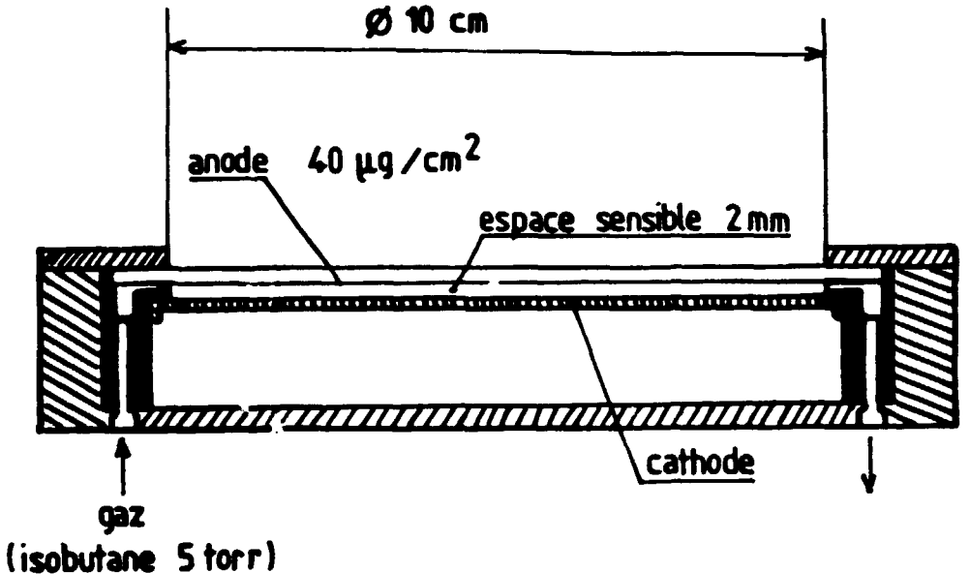
REFERENCES

[1] - G. GAUKLER et al., *Nucl. Inst. and Meth. 141 (1977)* **115.**

- M. JUST et al., *Nucl. Inst. and Meth. 148 (1978)* **283.**

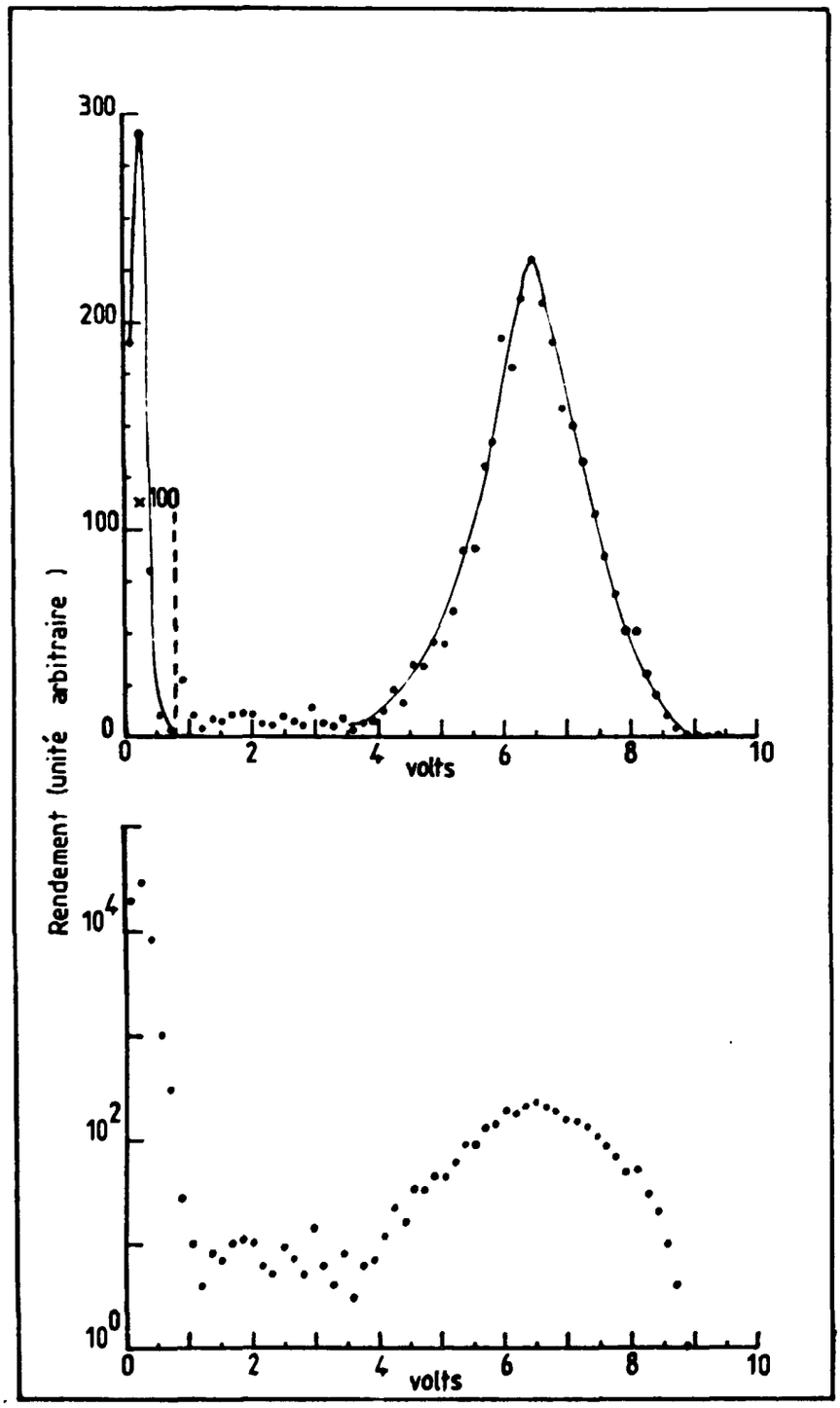
- Y. EYAL, H. STELZER, *Nucl. Inst. and Meth. 155 (1978)* **157.**

[2] - Y. PATIN, J.P. LOCHARD, G. DALBERA, C. HOMEAU, *Rapport* ***NEANDC (E) 201/L*** *(1978) p. 76.*



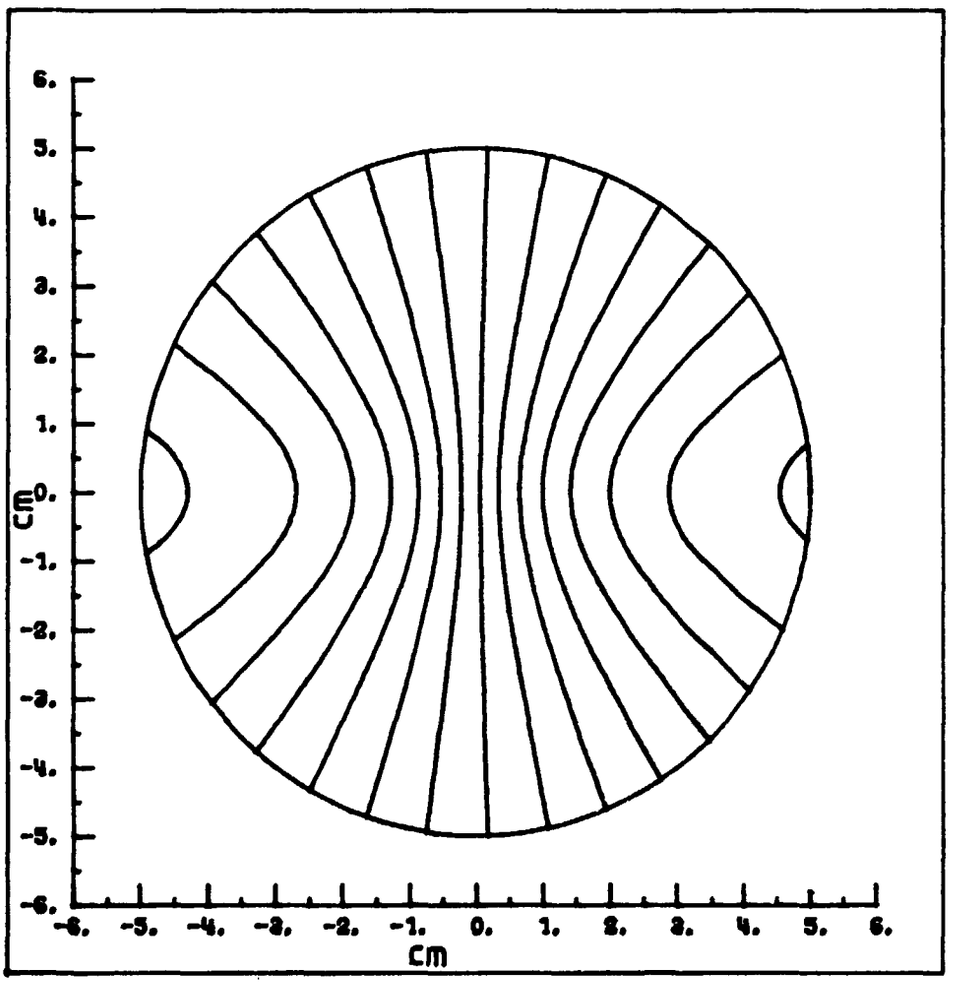
B-III-1-FIGURE 1

Schéma du détecteur à avalanche.



B.III-1-FIGURE 2

Réponse en énergie du détecteur à avalanche aux particules α et aux fragments de fission émis par une source de ^{252}Cf. Le spectre est présenté en échelle linéaire (a) et logarithmique (b).



B-III-1-FIGURE 3

Schéma de la cathode du détecteur : chaque bande correspond à un intervalle de 10 degrés de l'angle d'émission des fragments de fission par rapport à l'axe de recul du noyau composé dans la réaction $^{235}U(d,pf)$.

B-III-2-Mesure à haute résolution de la section efficace de la réaction ^{231}Pa(n,f) (S. PLATTARD, G.F. AUCHAMPAUGH*, N.W. HILL, G. de SAUSSURE**, R.B. PEREZ**, J.A. HARVEY**).**

High resolution measurement of ^{231}Pa(n,f) reaction cross section

Using a gaseous scintillator to detect fission fragments, the ^{231}Pa fission cross section σ_f was measured with high resolution at ORELA from 0.1 to 12 MeV and between 0.4 and 10 keV. The data show evidence for 1) fractionated vibrational structures in the threshold region of σ_f and 2) narrow fission resonances above 0.4 eV with an average fission width $\langle\Gamma_f\rangle$ = 8 μeV.

Dans la région du seuil de la section efficace de la réaction ^{231}Pa(n,f), des résonances marquées ont été observées et interprétées par SICRE [1] comme représentant des états de vibration appartenant au 2ème puits de la barrière de fission de ^{232}Pa. Ces résonances apparaissant à des énergies d'excitation relativement importantes, il se peut qu'elles soient fragmentées, leur intensité se répartissant sur plusieurs états. Pour vérifier cette possibilité nous avons entrepris, en collaboration avec Los Alamos Scientific Laboratory et Oak Ridge National Laboratory, la mesure à haute résolution de la section efficace de fission σ_f de ^{231}Pa.

La haute pureté chimique des échantillons de Pa nous a aussi permis de mesurer σ_f pour des neutrons de quelques dizaines d'eV. La mesure s'est déroulée auprès d'ORELA, utilisée comme source pulsée de neutrons, les fragments de fission étant détectés dans un scintillateur gazeux décrit ailleurs [2].

Les conditions expérimentales sont résumées dans le tableau 1. Le détecteur des fragments de fission contenait un mélange He-N_2 à 2% en N_2 sous une pression de 1 atm. Cinq cellules sur six comportaient chacune 53 mg de ^{231}Pa sous forme d'oxyde de densité 0,3 mg/cm^2 déposés sur les deux faces d'une feuille de titane de 200 mm de diamètre et 12,5 μm d'épaisseur. La sixième cellule contenait un dépôt de ^{235}U (140 mg, 0,5 mg/cm^2) nécessaire pour déterminer la forme du spectre des neutrons incidents.

La variation de σ_f en fonction de l'énergie des neutrons incidents ($0,12 < E_n$ (MeV) $< 0,42$) présente des structures très marquées comme l'indique la figure 1. On remarque la présence d'une résonance étroite et isolée autour de $E_n = 156,7$ keV ainsi que d'autres structures partiellement résolues autour de $E_n = 180$ et 320 keV. La forme de la résonance à 156,7 keV ne peut être correctement reproduite par une expression de la forme Breit-Wigner, suggérant ainsi la présence de structures additionnelles centrées autour de cette énergie.

A basse énergie, voir figure 2, nous avons mis en évidence, pour la première fois au-dessus de $E_n = 1,3$ eV, des résonances de fission de largeur moyenne de fission $\langle\Gamma_f\rangle = 8$ µeV ayant un espacement moyen $\langle D\rangle = 0,5$ eV. Les énergies de résonance sont en très bon accord avec les valeurs mesurées pour la section efficace totale. Entre 0,4 et 100 eV, les valeurs de Γ_f ne présentent pas de fluctuations importantes, indiquant l'absence de structure intermédiaire dans σ_f, tout au moins dans cette gamme d'énergie des neutrons.

La présence d'une résonance étroite autour de $E_n = 157$ keV peut être interprétée comme un état de vibration appartenant au 3ème puits de la barrière de fission de ^{232}Pa. La forme particulière de cette résonance résulterait du couplage entre un état de classe III très déformé et plusieurs états de classe II.

SICRE a montré [1] que cette résonance devait avoir $K^{\pi} = 3^{+}$. L'existence d'un 3ème minimum devrait révéler aussi la présence d'un état $K^{\pi} = 3^{-}$. La résonance centrée autour de $E_n = 173,3$ keV pourrait être un candidat possible car la valeur de la section efficace au pic peut être atteinte avec des neutrons de moment angulaire $\ell = 2$ et l'espacement avec la résonance $K^{\pi} = 3^{+}$ est compatible avec la forme de barrière calculée par MÖLLER et al. [3].

En prenant les paramètres de barrière à 2 bosses donnés par SICRE [1], on trouve, au voisinage de S_n, $\langle\Gamma_f\rangle = 7,7$ µeV en excellent accord avec la valeur mesurée de 8 µeV. Ceci indique que le 3ème minimum est peu profond et que pour un noyau de ^{232}Pa qui subit la fission tout se passe comme s'il ne voyait qu'une barrière à 2 bosses. Par ailleurs, l'absence d'effet de structure intermédiaire dans σ_f suggère que le premier maximum de la barrière a une énergie de l'ordre de S_n ou inférieure à S_n.

Afin d'améliorer la compréhension du processus de fission pour ce noyau nous envisageons de mesurer 1) l'anisotropie des fragments de fission avec une résolution de 1 keV autour de 160 keV et 2) la section efficace de fission au-dessous de 20 keV pour rechercher un effet toujours possible de structure intermédiaire. L'examen des spectres de rayons γ issus de la réaction $^{231}Pa(d,p\gamma)$ devrait aussi permettre de déterminer l'énergie du 1er et du 2ème minimum de la barrière de fission.

* *Los Alamos Scientific Laboratory, LOS ALAMOS (U.S.A.)*

** *Oak Ridge National Laboratory, OAK RIDGE (U.S.A.)*

REFERENCES

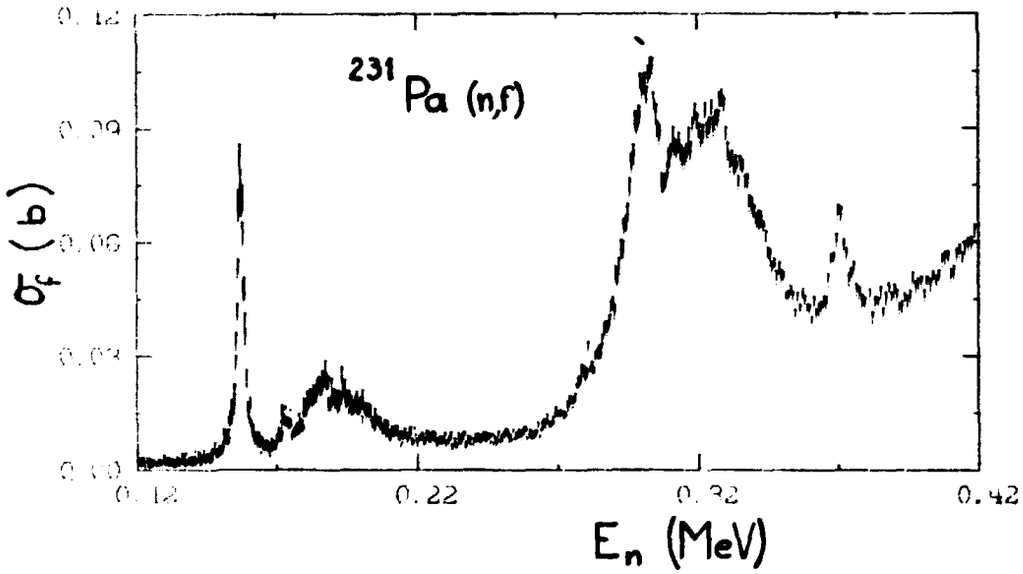
[1] - A. SICRE, *Thèse d'Etat, Bordeaux (1976), rapport CENBG 7603.*

[2] - Compte Rendu d'Activité du Service de Physique Nucléaire pour l'année 1978, *Note CEA-N-2080, NEANDC (E) 201/L (1979).*

[3] - P. MÖLLER, J.R. NIX, *Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienne 1974, I, 103.*

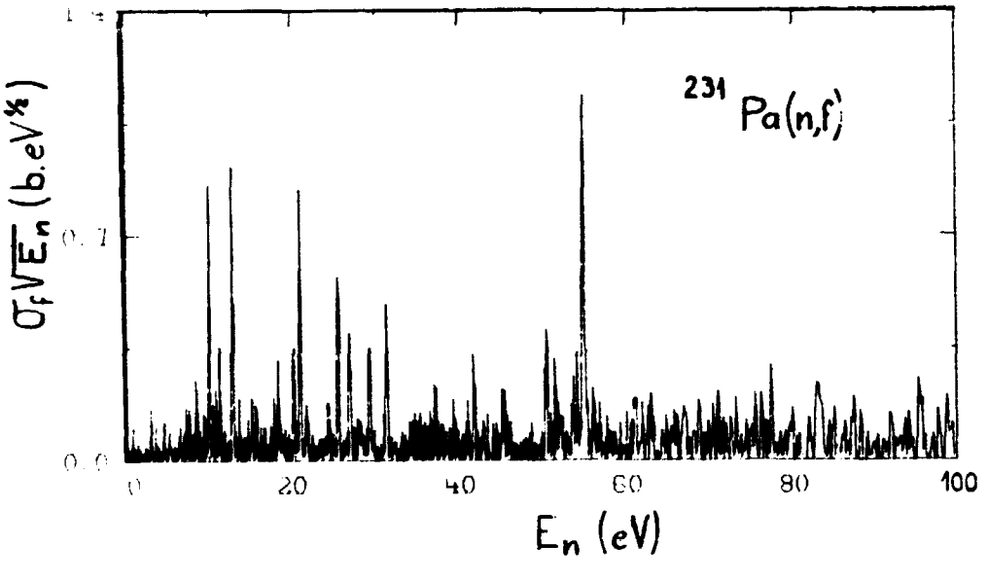
	$0,1 < E_n(MeV \leq 12$	$0 < E_n(keV) < 10$
Fréquence de pulsation (Hz)	800	450
Largeur d'impulsion (ns)	6-8	40
Puissance kW	8-9	26
Distance de vol moyenne (m)	41,68	18,30
Filtres		0,5 mm de Cd
Durée d'accumulation (h)	632	60

TABLEAU 1



B-III-2-FIGURE 1

Section efficace de fission de ^{231}Pa entre 0,12 et 0,42 MeV. Chaque point expérimental correspond à une largeur de canal de 6 ns du codeur en temps de vol sauf pour les points situés autour de E_n = 0,157 MeV qui correspondent à une largeur de canal de 2 ns. Les barres d'erreur correspondent à 1 déviation standard.



B-III-2-FIGURE 2

Section efficace de fission de ^{231}Pa (multipliée par $\sqrt{E_n}$) entre 0,4 et 100 eV. Chaque point expérimental correspond à une largeur de canal de 24 ns.

B-III-3-Analyse des voies de sortie de fission à partir de la section efficace et des distributions angulaires des fragments dans la réaction ^{232}Th(n,f).

(H. ABOU YEHIA*, J. JARY, J. TROCHON, J.W. BOLDEMAN, A.R. de L. MUSGROVE***).**

Channel analysis of the fission cross section and fragment angular distributions in the reaction ^{232}Th(n,f).

Channel analyses of the neutron fission cross section of ^{232}Th have been made in two laboratories. The calculated fission cross sections and fission fragment anisotropies are compared with the experimental data. Despite some differences in the methods used, the conclusions on the physical aspects of the fission process are very similar.

L'analyse de l'ensemble des sections efficaces neutroniques de ^{232}Th, commencée au cours de l'année précédente [1] a été améliorée pour mieux reproduire la résonance observée dans la section efficace de fission à l'énergie E_n = 1,72 MeV. Dans une deuxième étape, nous avons effectué une étude comparative entre les résultats obtenus (BRC) et ceux d'une analyse similaire effectuée à LUCAS HEIGHTS (LH).

Les codes de calcul utilisés dans les deux cas, basés sur le formalisme de HAUSER et FESHBACH, tiennent compte des différents modes de désexcitation du noyau composé ^{232}Th. En accord avec de récents travaux [2], les barrières de fission sont supposées présenter trois bosses. Le troisième minimum de potentiel dans chaque barrière est considéré comme peu profond. Ainsi l'amortissement des états de vibration du noyau dans ce puits est négligeable. Cependant, malgré la similitude des deux approches, quelques différences ont été décelées dans les détails du calcul. Celles-ci concernent :

a) les coefficients de transmission neutron utilisés pour le calcul de la section efficace de formation du noyau composé et de la désexcitation par émission d'un neutron,

b) les corrections dues aux fluctuations des largeurs associées aux désexcitations du noyau composé par fission et par émission de neutron,

c) les paramètres d'inertie de masse du noyau utilisés dans le calcul des pénétrabilités fission.

De ce fait, les paramètres des barrières de fission déduits dans les deux analyses sont sensiblement différents. Les différentes sections efficaces - totale, de diffusion élastique et inélastique, de capture radiative et de fission - ont été simultanément calculées ainsi que la distribution angulaire des fragments de fission. Les figures 1a, 1b, et 2 illustrent quelques résultats obtenus.

A partir de ces résultats, il est clair qu'il est possible de calculer des sections efficaces en très bon accord avec les données expérimentales. Toutefois, en ce qui concerne les sections efficaces de fission, il est aussi évident que des jeux de paramètres de barrières de fission légèrement différents peuvent donner le même résultat. En dépit de cette difficulté, des conclusions communes peuvent être tirées de ces travaux [3] :

1) dans la gamme d'énergie 0,7-1,3 MeV, la section efficace de fission est dominée par une voie de sortie avec K = 1/2 pour laquelle le 3ème puits est très peu profond, si bien qu'aucun état vibrationnel n'apparaît.

2) Il est extrêmement difficile d'ajuster simultanément la structure observée vers 0,95 MeV dans la section efficace de fission σ_f et l'anisotropie des fragments. Cela peut provenir soit d'une erreur expérimentale dans σ_f ou l'anisotropie $W(\theta)$ à cette énergie, soit d'un effet qui n'est pas pris en compte dans l'analyse théorique.

3) la résonance à 1,6 MeV est bien reproduite dans son ensemble mais aucune structure fine n'a été mise en évidence .

4) au-delà de 2,4 MeV, la section efficace de fission calculée croît beaucoup plus vite que celle déterminée expérimentalement. Il est alors nécessaire de modifier légèrement la densité des niveaux dans cette région pour obtenir un accord raisonnable.

5) enfin, les formes de barrière utilisées sont compatibles avec celles calculées lorsque les déformations asymétriques sont prises en compte et qu'elles présentent un troisième minimum.

* Contrat Temporaire de Thèse.
** Collaborateur Temporaire Etranger, LUCAS HEIGHTS (Australie)
*** LUCAS HEIGHTS (Australie).

REFERENCES

[1] - H. ABOU YEHIA, F. BRISARD, Y. PRANAL, J. TROCHON, *Compte Rendu Annuel du Service PN pour l'année 1978, Note CEA-N-2080, NEANDC (E) 201/L, INDC (FR) 32.L (1979).*

[2] - J. BLONS, C. MAZUR, D. PAYA, *Phys. Rev. Lett.* 35 *(1975) 1749.*

[3] - H. ABOU YEHIA, J. JARY, J. TROCHON, J.W. BOLDEMAN, R.M. de L. MUSGROVE, *"Neutron cross section and Technology", Proceeding of the Knoxville Conference (1979) (à paraître).*

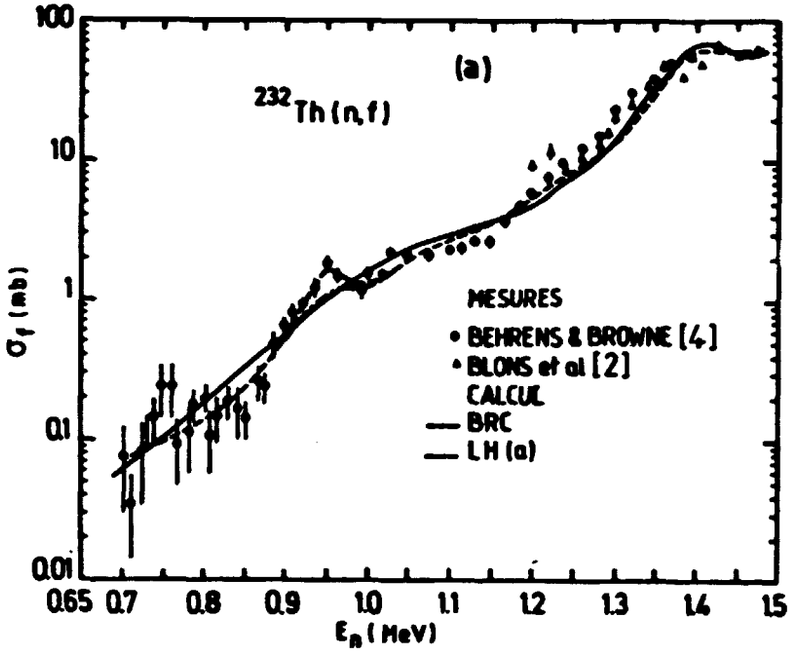
[4] - J.W. BEHRENS, J.C. BROWNE, *Phys. Lett. 69B (1977) 278.*

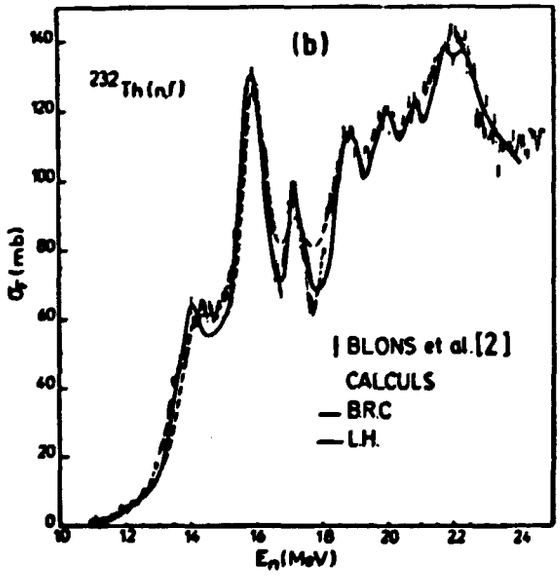
[5] - J. CARUANA, J.W. BOLDEMAN, R.L. WALSH, *Nucl. Phys. A285 (1977) 205.*

[6] - K.D. ANDROSENKO, G.N. SMIRENKIN, *JETP Letters* 19 *(1974) 199.*

[7] - S.B. ERMAGAMBETOV, G.N. SMIRENKIN, *Sov. J. of Nucl. Phys. II (1970) 646.*

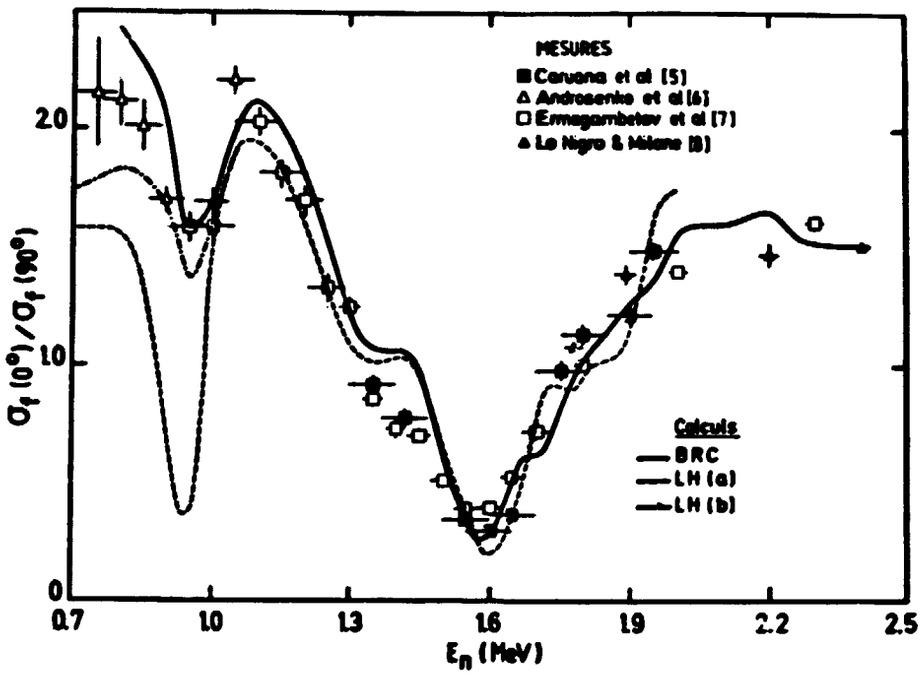
[8] - S. LO NIGRO, C. MILONE, *Nucl. Phys.* A96 *(1967) 617.*





B-III-3-FIGURE 1a, 1b

Comparaison entre la section efficace de fission de ^{232}Th : valeurs calculées et valeurs expérimentales.



B-III-3-FIGURE 2

Anisotropies d'émission des fragments : comparaison entre les valeurs calculées et les mesures directes.

B-III-4-Etude des effets dynamiques dans les réactions $^{232}Th(n,f)$ et $^{238}U(n,f)$

(H. ABOU YEHIA*, F. BRISARD, Y. PRANAL, J. TROCHON).

Study of the dynamical effects in the reactions $^{232}Th(n,f)$ and $^{238}U(n,f)$.

The mean total kinetic energy $\bar{E}_K^*$ of the fragments emitted at 0° and 50° are measured in the neutron induced fission of ^{232}Th. The results obtained, in agreement with our previous conclusions, suggest a near adiabatic behaviour for the ^{233}Th fission process. On the other hand, we have completed the kinetic energy measurements in the reaction $^{238}U(n,f)$. A slight decrease of the energy $\bar{E}_K^*$ is observed. This result, different from that for ^{233}Th, reproduces the general trend observed for other actinides.

Dans une première expérience réalisée précédemment, nous avons mesuré l'énergie cinétique $\bar{E}_K^*$ et les distributions en masses des fragments de fission induites par neutrons dans ^{232}Th. Les résultats obtenus [1] ont indiqué deux comportements différents de l'énergie $\bar{E}_K^*$: dans la fission sous le seuil (à travers des états vibrationnels), nous avons obtenu des valeurs faibles et à peu près constantes. Par contre, dans la fission par des voies ouvertes, l'énergie $\bar{E}_K^*$ prend des valeurs plus élevées et croît en fonction de l'énergie d'excitation du noyau. Pour compléter ces résultats, nous avons effectué une nouvelle mesure à des angles différents pour lesquels la contribution de la fission par des voies K = 1/2 est soit très favorisée (0°) soit désavantagée (50°) par rapport à la contribution des autres voies.

Ainsi, les énergies cinétiques $\bar{E}_K^*(0°)$ et $\bar{E}_K^*$ (50°) des fragments émis autour des angles 0° et 50° ont été mesurées séparément. Le dispositif expérimental comprend quatre jonctions à barrière de surface (deux dans chaque direction) placées à égale distance du dépôt fissile (120 µg/cm^2 de $^{232}ThF_4$ sur 60 µg/cm^2 de carbone) et séparées deux à deux d'une distance de 76 mm. La calibration en énergie de ces jonctions a été faite par rapport à la fission thermique de ^{235}U [2]. L'appareillage électronique et la méthode de traitement sont tout à fait identiques à ceux utilisés pour la mesure précédente. Les résultats obtenus (voir figure 1a) confirment la structure que nous avons déjà observée dans les variations

de l'énergie $\bar{E}_K^*$ au voisinage de E_n = 1,78 MeV. Par ailleurs, les valeurs $\Delta\bar{E}_K^* = [\bar{E}_K^*(0°) - \bar{E}_K^*(50°)]$ tracées sur la figure 1b semblent indiquer d'une façon compatible avec nos précédents résultats, une faible énergie cinétique $\bar{E}_K^*(50°) < \bar{E}_K^*(0°)$ pour les événements de fission dus à la contribution de la résonance K = 3/2 située à E_n = 1,6 MeV. Un comportement similaire est observé dans la résonance K = 1/2 située à l'énergie E_n = 2,2 MeV $[\bar{E}_K^*(0°) < \bar{E}_K^*(50°)]$. Malheureusement, les différences d'énergie obtenues n'ont pu être déterminées dans cette mesure qu'avec une précision statistique médiocre due au faible taux de comptage.

L'ensemble de ces résultats peut être interprété par l'existence pour ^{233}Th d'un processus de fission presque adiabatique dans lequel le couplage des degrés de libertés collectifs et intrinsèques est faible. Dans cette situation, l'excès d'énergie collective du noyau dans la fission par des voies de sortie ouvertes par rapport à la fission sous le seuil apparaît essentiellement sous forme d'énergie cinétique des fragments.

Pour confronter ces résultats avec ceux d'un autre actinide, nous avons complété la mesure précédente de l'énergie $\bar{E}_K^*$ dans la réaction ^{238}U(n,f) [3]. Les valeurs obtenues sont tracées sur la figure 2a. Au voisinage des énergies E_n = 0,925 MeV et 1,166 MeV, où des résonances de vibration apparaissent dans la section efficace de fission (figure 2b), l'énergie cinétique (contrairement au cas de ^{233}Th) ne subit pas de variation significative. Néanmoins, aux énergies de neutrons inférieures à 1,5 MeV (correspondant au seuil de fission) l'énergie $\bar{E}_K^*$ semble marquer un plateau pour décroître ensuite avec une pente $d\bar{E}_K^*/dE_n = -0,16 \pm 0,03$. Cette dernière valeur est légèrement plus faible que celle trouvée par HOLUBARSCH [4] entre E_n = 1,29 et 4,91 MeV. Toutefois, la décroissance observée semble reproduire, contrairement au cas précédent, le comportement observé pour la plupart des actinides étudiés. Ce résultat est souvent interprété par l'existence d'un couplage fort entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques.

* *Contrat Temporaire de Thèse.*

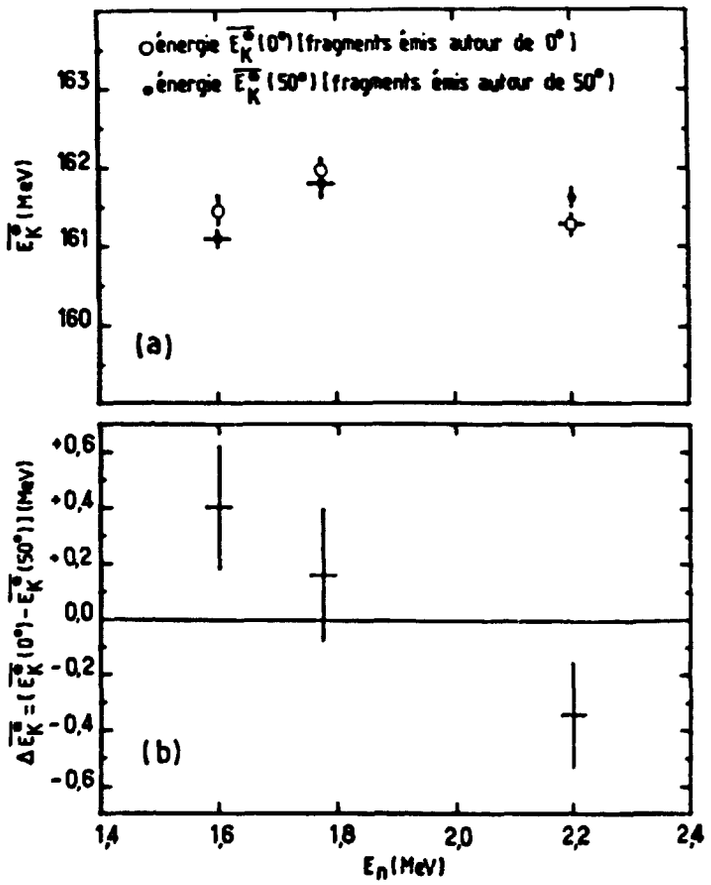
REFERENCES

[1] - J. TROCHON, H. ABOU YEHIA, F. BRISARD, Y. PRANAL, *Nucl. Phys. A318 (1979)* **63**.

[2] - H.W. SCHMITT, W.M. GIBSON, J.H. NEILER, F.J. WALTER, T.D. THOMAS, *Physics and Chemistry of Fission, AIEA Conf. Salzbourg* 1 *(1965) 531.*

[3] - H. ABOU YEHIA, F. BRISARD, Y. PRANAL, J. TROCHON, *Compte Rendu Annuel du Service PN pour l'année 1978, Note CEA-N-2080, NEANDC (E) 201/L, INDC (FR) 32/L (1979).*

[4] - W. HOLUBARSCH, *Thèse de Doctorat, Université de Tübingen (1977).*



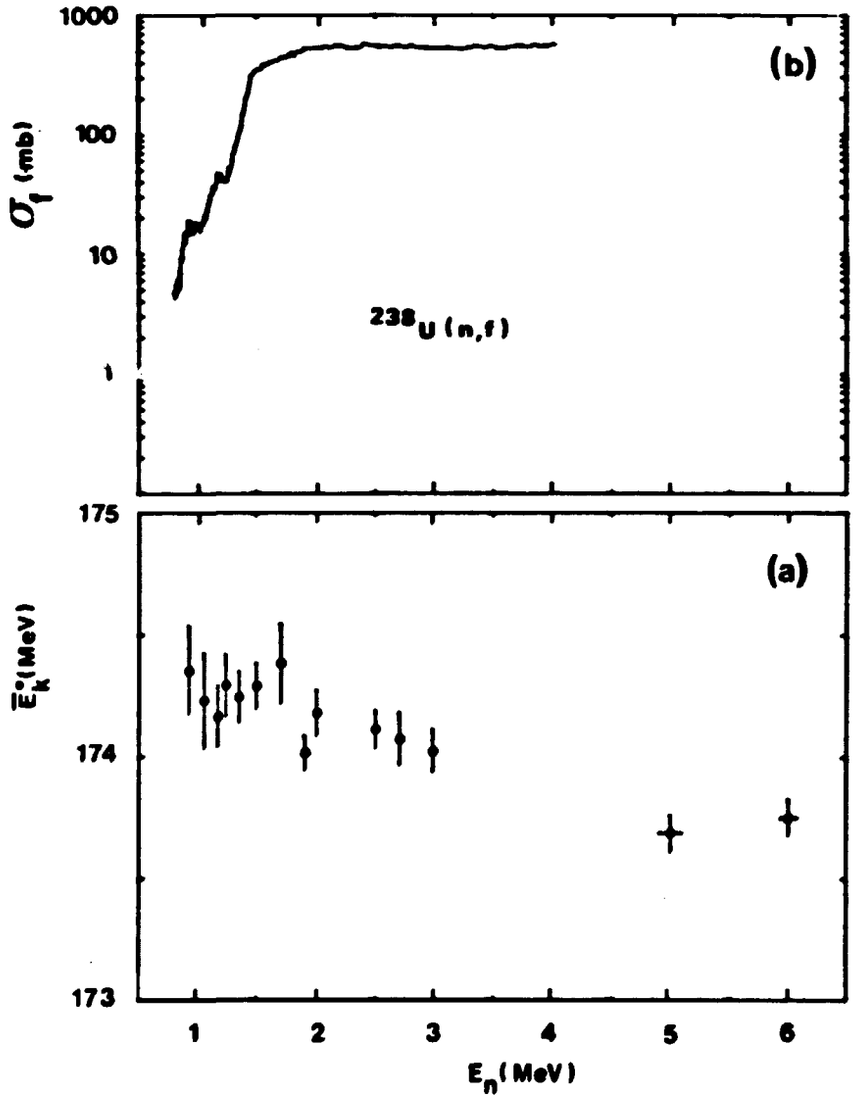
(a)

(b)

B-III-4-FIGURE 1

a) valeurs des énergies cinétiques $\overline{E}_K^*$ (0°) et $\overline{E}_K^*$ (50°) des fragments émis respectivement autour des angles 0° et 50° par rapport à la direction des neutrons incidents.

b) différence des énergies $\overline{E}_K^*$ (0°) et $\overline{E}_K^*$ (50°) en fonction de l'énergie E_n des neutrons incidents.



B-III-4-FIGURE 2

Variation de l'énergie cinétique des fragments (a) et de la section efficace de la réaction $^{238}U(n,f)$ (b) en fonction de l'énergie E_n des neutrons incidents.

B-III-5-Mesure de l'énergie cinétique totale moyenne et des distributions angulaires des fragments de la réaction ^{230}Th(n,f) (H. ABOU YEHIA*, J.W. BOLDEMAN, F. BRISARD, Y. PRANAL, J. TROCHON, T. BENFOUGHAL***, T.P. DOAN***, B. LEROUX***, A. SICRE***, B. BRUNEAU***).**

Mean total kinetic energy and angular distributions of the fragments in the reaction ^{230}Th(n,f).

We present some preliminary results on the kinetic energy $\bar{E}_K^*$ and fragment angular distributions $W(\theta)$ measured in the neutron induced fission of ^{230}Th. The $\bar{E}_K^*$ values (corrected from the energy loss due to the fragment anisotropies) show a positive slope $d\bar{E}_K^*/dE_n$ similar to that observed for ^{232}Th.

Dans le cadre de notre programme d'étude des effets dynamiques dans les réactions (n,f), nous avons entrepris une mesure de l'énergie cinétique des fragments dans la fission de ^{230}Th induite par neutrons. Le choix de ce noyau cible présente un intérêt tout particulier car sa section efficace de fission présente au voisinage du seuil des structures vibrationnelles encore mieux séparées que celles observées dans le cas de la cible ^{232}Th [1].

Le dispositif expérimental utilisé comprend deux dépôts de 20 µg/cm^2 d'oxyde de thorium préparés par la technique du "sputtering" sur deux supports de polyimide de 20 µg/cm^2. Les dépôts fissiles sont mis en sandwich entre trois détecteurs à barrière de surface. La jonction centrale totalement désertée, détecte les fragments par ses deux faces.

Pour pouvoir corriger les données expérimentales de la perte d'énergie due à l'anisotropie d'émission des fragments, nous avons effectué une mesure des distributions angulaires. Cette mesure, faite en collaboration avec l'Université de Bordeaux, utilise un détecteur de traces dans les macrofoils. Les résultats préliminaires obtenus à certaines énergies de neutrons sont montrés sur la figure 1.

En ce qui concerne la mesure de l'énergie $\bar{E}_K^*$, réalisée au CEB.III, seuls des résultats préliminaires ont été obtenus jusqu'à présent. Les valeurs mesurées dans la gamme d'énergie $1,64 \leq E_n \leq 5$ MeV font apparaître une pente positive ($d\bar{E}_K^*/dE_n = 0,24 \pm 0,06$) similaire à celle observée pour ^{233}Th. Pour compléter ces résultats, nous avons projeté de reprendre la mesure avec de nouveaux échantillons fissiles ayant une épaisseur plus grande de façon à améliorer la précision statistique.

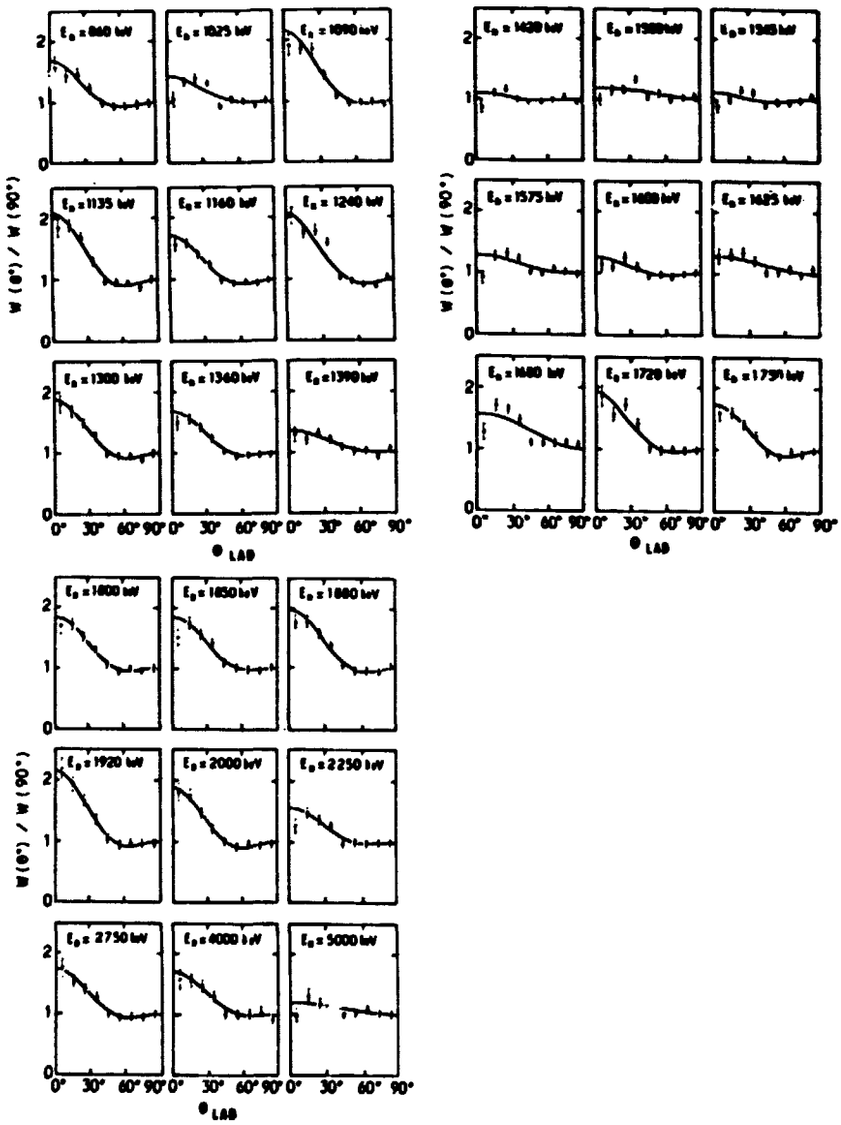
Contrat Temporaire de Thèse.

***Collaborateur Temporaire Etranger, LUCAS HEIGHTS (Australie).*

****Centre d'Etudes Nucléaires de BORDEAUX-GRADIGNAN.*

REFERENCE

[1] - J. BLONS, C. MAZUR, D. PAYA, M. RIBRAG , H. WEIGMAN, *Phys. Rev. Lett. 41, 1289 (1978).*



P-III-5-FIGURE 1

Distributions angulaires des fragments de fission de la réaction $^{230}Th + n$.

Les courbes en trait plein sont le résultat d'un ajustement par développements en polynômes de Legendre.

B-III-6-La réaction (n,γf) dans les résonances induites par neutrons lents dans ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu * (J. TROCHON, G. SIMON).

The (n,γf) reaction in the resonances induced by slow neutrons in ^{239}Pu, ^{235}U and ^{241}Pu.

The (n,γf) reaction which is the result of competition between fission and radiative decay during the de-excitation of the compound nucleus is studied in the resonance region. The experimental data on ^{239}Pu, ^{235}U and ^{241}Pu are collected and it is shown that all contain (n,γf) reaction effects. Experimental values of the product $\Gamma_{\gamma f}.\bar{e}_{\gamma f}$ are deduced, where $\Gamma_{\gamma f}$ is the reaction width and $\bar{e}_{\gamma f}$ is the mean value of the prefission γ ray energy spectrum. The average energies $\bar{e}_{\gamma f}$ were calculated theoretically and they allowed estimates of the widths $\Gamma_{\gamma f}$. The insight which this reaction gives to the understanding of fission barriers and to the study of vibrational class II states is shown and discussed.

La réaction (n,γf) provient de la compétition entre la désexcitation du noyau composé par capture radiative et par fission. Son existence avait été prévue théoriquement dès 1965 par STAVINSKY et SHAKER [1] et discutée par LYNN [2], mais ce n'est qu'en 1972 qu'elle a été réellement mise en évidence expérimentalement dans la fission de ^{239}Pu dans la région des résonances [3]. Elle y affecte certaines propriétés des fragments de fission, comme l'émission de neutrons prompts et de rayons γ [4].

Dans le présent travail, nous avons montré l'importance de cette réaction pour les actinides ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu, son influence sur certaines caractéristiques de la fission et son utilité pour l'étude du processus de fission lui-même. La gamme d'énergie étudiée est celle des résonances, région où l'influence de la réaction (n,γf) est la plus importante.

Une étude qualitative du phénomène a été tout d'abord faite pour dégager les caractéristiques qui permettront de déceler la présence de cette réaction dans les propriétés des fragments de fission. Ainsi, les variations du nombre $\bar{\nu}_p$ de neutrons prompts et de l'émission de rayons γ au moment de la fission sont reliées de façon simple aux largeurs $\Gamma_{\gamma f}$ et Γ_f. La vérification expérimentale de

---

* *travail présenté à la Conférence de JÜLICH sur la Physique et la Chimie de la Fission (1979).*

cette relation sera la preuve de la présence de la réaction (n,γf).

Le premier noyau étudié à été ^{239}Pu. Nous montrons que la plupart des nombreuses mesures du nombre $\bar{\nu}_p$ vérifie la relation citée, dans la limite des incertitudes statistiques. Les mesures de l'énergie $\bar{E}_\gamma$ et de la multiplicité des rayons γ émis à la fission corroborent ce résultat, surtout pour les résonances de spin et parité $J^\pi = 1^+$. La fission de ^{239}Pu dans les résonances présente actuellement la meilleure preuve de l'existence de la réaction (n,γf).

La présence de la réaction (n,γf) n'apparaît pas aussi clairement dans la fission de ^{235}U. Un léger effet a été mis en évidence mais son interprétation par cette réaction n'est pas sans équivoque car il existe en même temps d'autres variations de $\bar{\nu}$ et de $\bar{E}_\gamma$ qui ne peuvent pas être interprétées par ce processus. Ceci explique l'échec des tentatives faites pour observer directement la réaction (n,γf) dans ce noyau [5].

La situation pour ^{241}Pu est assez confuse, principalement à cause de notre mauvaise connaissance du spin des résonances. Un effet semble néanmoins avoir été mis en évidence, quoique d'amplitude plus faible que prévu [6].

Les mesures de $\bar{\nu}_p$ et de $\bar{E}_\gamma$ ne fournissent qu'une valeur du produit $\Gamma_{\gamma f} \cdot \bar{e}_{\gamma f}$ pour chaque état de spin ($\bar{e}_{\gamma f}$ étant la valeur moyenne du spectre en énergie des rayons γ de préfission). Un calcul est donc nécessaire pour déterminer chacune de ces grandeurs. Il a été effectué en tenant compte des transitions E1 et M1 et en limitant le problème à l'émission de deux rayons γ au maximum avant la fission. Les limites et les incertitudes de ce calcul ont été discutées. En particulier, on a montré l'influence sur les grandeurs calculées du choix des paramètres des barrières de fission, de l'amortissement des états vibrationnels dans le second puits et des probabilités de transition γ. Des valeurs de la largeur $\Gamma_{\gamma f}$ ont été déduites pour chacun des noyaux étudiés (voir tableau 1).

Le calcul montre également que l'on peut exciter des résonances vibrationnelles de classe II par l'intermédiaire de la réaction (n,γf). Il est ainsi possible d'explorer une gamme d'énergie d'excitation du noyau composé inférieure à l'énergie de liaison d'un neutron, avec l'avantage sur les réactions par particules chargées de n'exciter que des niveaux dont le spin et la parité peuvent être directement connus.

En dépit des très grandes difficultés expérimentales, deux tentatives ont eu lieu pour réaliser cette mesure [7,8]. Les résultats obtenus ont été discutés.

L'influence de la réaction (n,γf) sur les mesures de α, ($\alpha = \sigma_\gamma/\sigma_f$) a été estimée. Des prédictions sur les variations de résonance en résonance de la distribution en masse et de l'énergie cinétique des fragments de fission ont également été faites.

REFERENCES

[1] - V. STAVINSKY, M.O. SHAKER, *Nucl. Phys.* 62 *(1965) 667.*

[2] - J.E. LYNN, *Phys. Lett.* 13 *(1965) 31.*

[3] - D. SHACKLETON et Coll., *Phys. Lett.* 42B *(1972) 344.*

[4] - Yu. RYABOV et Coll., *Nucl. Phys.* A216 *(1973) 395.*

[5] - T.S. PANTELEEV et Coll., *Phys. Lett.* 35B *(1971) 507.*

[6] - G. SIMON, *Thèse de Doctorat de 3e cycle, Paris (1975).*

[7] - J. TROCHON, *"Conférence Nationale Soviétique sur la Physique du Neutron", KIEV (1975).*

[8] - Z. DLOUHY et Coll., *Rapport JINR-R-3-9613 (1976).*

noyau cible	J^{π}	$\Gamma_{\gamma f} \cdot \bar{e}_{\gamma f}$ eV^2	$\bar{e}_{\gamma f}$ keV	$\Gamma_{\gamma f}$ meV
^{239}Pu	0^+	8000 ± 1900	1100 ± 50	7,3 ± 1,8
	1^+	4600 ± 300	1080 ± 50	4,2 ± 0,4
^{235}U	3^-	4020 ± 2030	850 ± 50	4,7 ± 2,3
	4^-	1730 ± 590	800 ± 50	2,1 ± 0,7
^{241}Pu	2^+	6982 ± 3819	800 ± 100	8,7 ± 4,9
	3^+	1714 ± 664	800 ± 100	2,1 ± 0,8

TABLEAU 1 : *Caractéristiques de la réaction (n,γf) dans les résonances de ^{239}Pu, ^{235}U et ^{241}Pu. Les barres d'erreurs associées aux énergies $\bar{e}_{\gamma f}$ calculées proviennent d'une estimation faite à partir de tests de la sensibilité aux paramètres utilisés.*

B-III-7-Etude de la dissipation en énergie dans la fission de ^{234}U induite par la réaction $^{233}U(d,pf)$ (Y. PATIN, F. COÇU, S. CIERJACKS*, J. LACHKAR, J. SIGAUD, G. HAOUAT).

Study of the energy dissipation in the fission induced by the $^{233}U(d,pf)$ reaction.

The energy balance in the fission of ^{234}U has been investigated on the basis of experimental results from the $^{233}U(d,pf)$ reaction. Taking into account the neutron evaporation we have deduced the total kinetic energy and excitation energy distributions of the primary fragments as functions of the excitation energy of the fissioning nucleus. The data are discussed in the frame of the liquid drop model with shell corrections. Evidence for energy dissipation in the fission of ^{234}U is shown.

Nous nous sommes attachés, ces dernières années, à étudier les aspects dynamiques du processus de fission [1]. En particulier l'évolution du système fissionnant depuis le point selle jusqu'au point de scission fait intervenir un couplage éventuel entre les degrés de liberté intrinsèques et collectifs. L'énergie intrinsèque (E_{int1} ou E_{int2}) correspond à l'excitation de particules pour chacun des deux fragments. Par contre les mouvements collectifs peuvent se traduire au point de scission par une énergie cinétique de pré-scission $E_{kpré}$.

Pour un partage en masses donné, $m^* = (m_1^*, m_2^*)$, l'énergie cinétique totale EKT* et les énergies d'excitation EX_1 et EX_2 de chacun des fragments peuvent se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} EX_1 &= \Delta V(\beta_1) + E_{int_1} \\ EX_2 &= \Delta V(\beta_2) + E_{int_2} \\ EKT^* &= E_{coul}(\beta_1,\beta_2) + E_{kpré} \end{aligned} \qquad (1)$$

où $\Delta V(\beta_1)$ et $\Delta V(\beta_2)$ sont les différences d'énergie potentielle des fragments entre leurs états de déformation β, supposée seulement quadrupolaire, à la scission et dans l'état fondamental. La répulsion coulombienne $E_{coul}(\beta_1,\beta_2)$ entre les 2 fragments à la scission dépend des deux paramètres de déformation β_1 et β_2. Le premier problème est de déterminer expérimentalement EX_1, EX_2 et EKT*. Par une expérience utilisant une méthode de mesure du temps de vol et de l'énergie cinétique des deux fragments, nous avons déterminé les distributions en masse des fragments primaires et les énergies cinétiques des fragments après émission de neutrons. Cette méthode, appliquée à l'étude de la fission de ^{234}U induite par la réaction $^{233}U(d,f)$, a été décrite en détail dans une précédente publication [2]. Ces résultats ont été interprétés à l'aide d'un calcul de conservation d'énergie qui permet de déduire des résultats expérimentaux les distributions $EKT^*(m^*)$, $EX_1(m_1^*)$ et $EX_2(m_2^*)$. De plus, nous avons obtenu les variations de la valeur moyenne de ces distributions en fonction de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant. Les détails de ces calculs ont été donnés dans la référence [3]. Par cette méthode, nous avons déterminé expérimentalement les premiers membres des équations (1).

Par ailleurs, les termes de droite $\Delta V(\beta_1)$, $\Delta V(\beta_2)$ et $E_{coul}(\beta_1,\beta_2)$ peuvent être estimés par un modèle théorique. Pour cela nous avons assimilé les fragments au point de scission à deux gouttes liquides chargées de forme sphéroidale, dont les bords sont à une certaine distance d, et allongées le long de l'axe de fission [4,5]. Les paramètres que nous avons utilisés pour le calcul des termes ΔV sont discutés par ailleurs dans ce présent compte rendu (voir § B-III-8 et 9). L'énergie de répulsion coulombienne $E_{coul}(\beta_1,\beta_2)$ a été calculée d'après la théorie de NIX [6]. Elle dépend fortement de la distance d qui sépare les fragments au point de scission, ce qui introduit un paramètre supplémentaire dans les équations (1). Cependant, nous intéressant seulement ici aux variations de $E_{kpré}$, nous avons fixé arbitrairement d de façon à avoir $E_{kpré}$ = 10 MeV quand $E_{int_1} + E_{int_2} = \eta = 0$. Dans la suite nous gardons cette distance d constante et nous ne considérons que les variations de $\Delta E_{kpré}$ en fonction des paramètres de déformation β_1 et β_2.

Dans la gamme de masse des fragments qui nous intéresse, on peut considérer que l'énergie d'excitation totale η se répartit pour moitié sur chacun des fragments [7].

Tenant compte de ces hypothèses les équations (1) se mettent sous la forme simplifiée :

$$\begin{aligned} EX_1 &= \Delta V(\beta_1) + \eta/2 \\ EX_2 &= \Delta V(\beta_2) + \eta/2 \\ EKT^* &= E_{coul}(\beta_1,\beta_2) + E_{kpré} \end{aligned} \qquad (2)$$

On voit que dans ces trois équations, il reste quatre inconnues β_1, β_2, $E_{kpré}$ et η pour trois paramètres mesurés EX_1, EX_2 et EKT^*. Cependant il existe des limites de variation pour ces diverses inconnues, en particulier $\eta/2$ peut varier de 0 à $\max(EX_1, EX_2)$.

Dans le domaine des valeurs possibles de η nous avons ainsi calculé les couples β_1 et β_2 déduits des valeurs moyennes $\overline{EX}_1$ et $\overline{EX}_2$ mesurées.

Pour chaque valeur de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant E_{exc} nous avons un jeu de valeurs moyennes $\overline{EKT^*}$, $\overline{EX}_1(m_1^*)$ et $\overline{EX}_2(m_2^*)$ pour un partage en masse (m_1^*,m_2^*) donné. Comme nous avons supposé une variation linéaire de ces valeurs moyennes avec E_{exc}, nous ne considérerons par la suite que les cas extrêmes E_{exc} = 5,7 MeV et E_{exc} = 9,7 MeV. La figure 1 montre les valeurs moyennes $\overline{EX}(m^*)$ déduites de l'expérience pour ces deux cas . Pour chacune des 2 séries de mesures correspondantes de $[\overline{EX}_1, \overline{EX}_2, \overline{EKT}]$ nous avons déterminé les solutions $[\eta, \beta_1, \beta_2, E_{kpré}]$ pour des pas en η de 4 MeV.

Nous avons reporté ces 2 séries de valeurs de β_1 et β_2 sur les courbes de niveaux d'énergie potentielle totale $[V(\beta_1) + V(\beta_2) + E_{coul}(\beta_1,\beta_2)]$ calculées dans le plan (β_1,β_2).

Dans le cas des masses les plus probables (94, 140), figure 2, on voit que les 2 séries de points (β_1,β_2) se superposent et il est donc impossible de conclure à une dissipation ou non dans ce cas.

Par contre pour les masses très disymétriques (81, 153), figure 3, ou pour les masses proches de la symétrie (110, 124), figure 4, on doit nécessairement changer les déformations β_1,β_2 pour passer de E_{exc} = 5,7 MeV à E_{exc} = 9,7 MeV. A basse énergie, E_{exc} = 5,7 MeV, les couples (β_1,β_2) sont dans les régions du minimum d'énergie potentielle totale dû aux effets de couches, tandis qu'à plus haute énergie, E_{exc} = 9,7 MeV, les couples (β_1,β_2) se rapprochent de la région du minimum de l'énergie potentielle totale du modèle de la goutte liquide. Cette atténuation des effets de couches ne peut s'expliquer que si l'énergie d'excitation des fragments η entre le point selle et le point de scission augmente [5]. L'autre hypothèse, qui conserve η et augmente $E_{Kpré}$, ne permet pas dans ce cas d'expliquer les changements de déformations au point de scission. On peut donc conclure que, dans ce cas, l'énergie ΔE_{exc} ajoutée dans les voies d'entrée est en grande partie dissipée en énergie d'excitation intrinsèque des fragments.

Afin d'évaluer l'importance de cette dissipation nous avons calculé la variation $d\eta/dE_{exc}$ en supposant que l'énergie cinétique de pré-scission $E_{Kpré}$ reste constante. La figure 5 montre la variation de cette dérivée en fonction de la masse du fragment lourd. On voit que pour certains domaines de masses ($117 < m_H^* < 125$ et $132 < m_H^* < 136$) cette pente est plus grande que 1, ce qui caractérise une très forte dissipation. Pour l'ensemble des autres masses la pente 1 reflète l'hypothèse $E_{Kpré}$ = constante. On remarquera que les fortes variations $d\eta/dE_{exc}$ sont observées pour des masses de fragments proches des couches magiques (m_H^* = 132, Z = 50, N = 82), alors que ces variations n'apparaissent pas pour les fragments magiques. Ceci peut s'expliquer si l'on considère le peu d'excès d'énergie d'excitation disponible dans notre expérience ($\Delta E_{exc} \simeq 4$ MeV), et qui ne semble pas suffisant pour détruire les effets de couches dans les fragments magiques, mais qui suffit pour influer sur les fragments voisins.

Nous avons ainsi pu mettre en évidence que si les effets de couches sont très importants dans la fission à basse énergie, une faible augmentation de l'énergie du système se traduit en grande partie par une dissipation qui les estompe très rapidement.

* K.F.K., KARLSRUHE (R.F.A.).

REFERENCES

[1] - J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, *J. Phys. Lett. 36 (1975) L79.*

- J. LACHKAR, J. SIGAUD, Y. PATIN, J. CHARDINE, C. HUMEAU, *Rapport CEA-4715 (1975).*

[2] - Y. PATIN, S. CIERJACKS, J. LACHKAR, J. SIGAUD, G. HAOUAT, F. COÇU, *Nucl. Inst. Meth. 160 (1979) 471.*

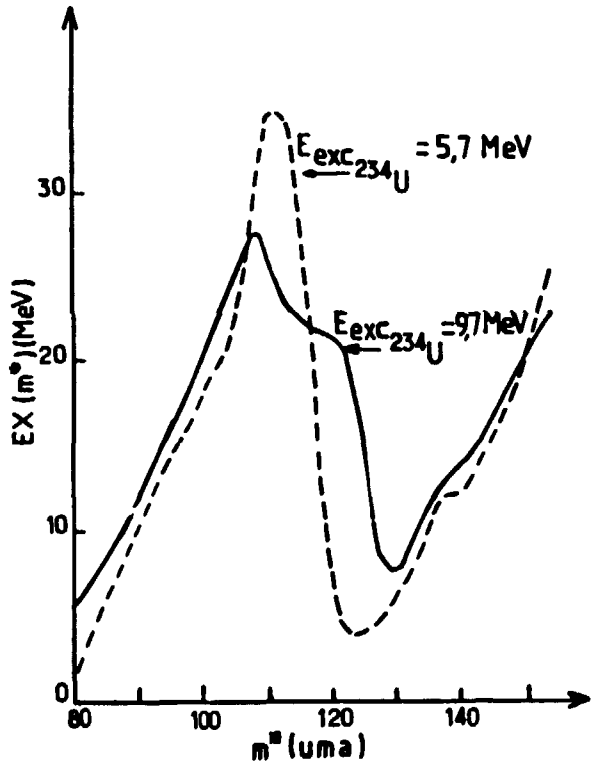
[3] - F. COÇU, Y. PATIN, J. LACHKAR, *5ème Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire LYCEN 7902 (1979) S.11.1 à S.11.8.*

[4] - F. DICKMANN, K. DIETRICH, *Nucl. Phys. A129 (1969) 241.*

[5] - B.D. WILKINS, E.P. STEINBERG, R.P. CHASMAN, *Phys. Rev. C. Vol. 14, n° 5, (1976) 1832.*

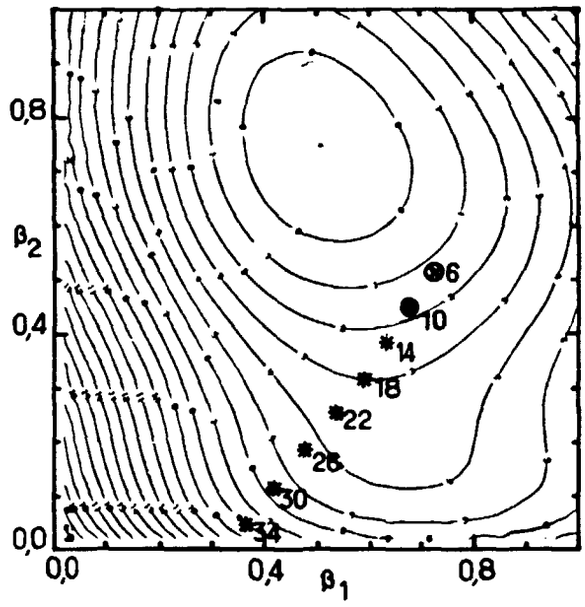
[6] - J.R. NIX, *Univ. of California Lawrence Radiation Lab., Report UCRL 11338 (1964).*

[7] - P. MARMIER, E. SHELDON, *"Physics of Nuclei and particles", Acad. Press London (1970) 1259.*



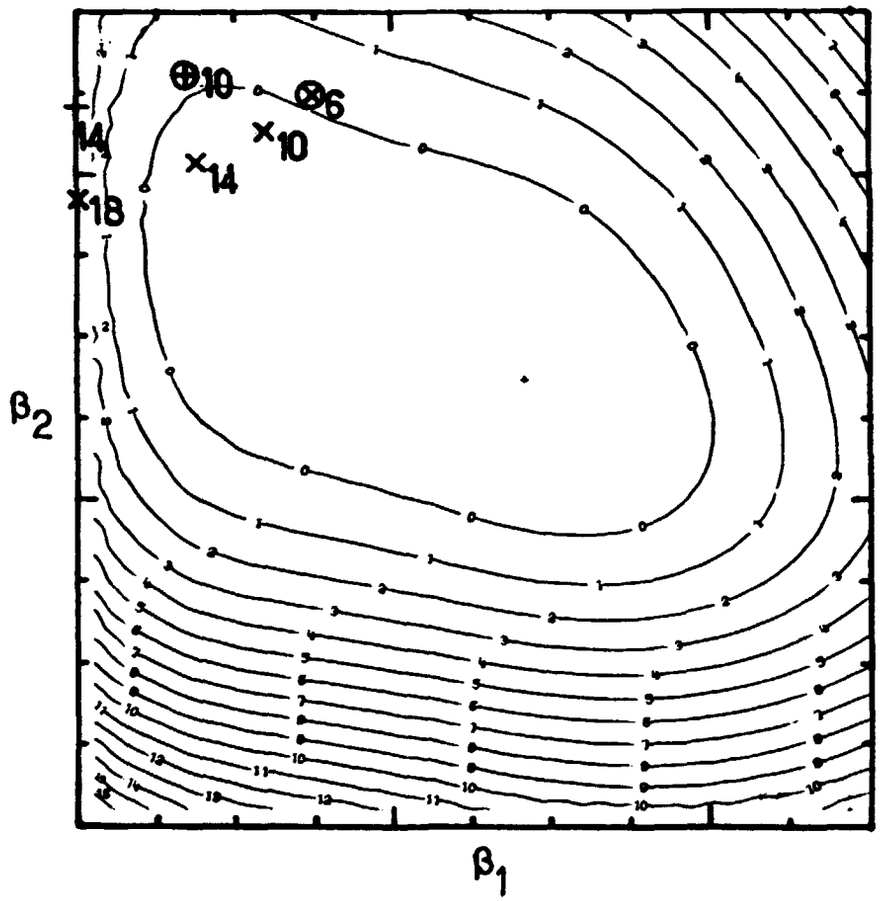
B-III-7-FIGURE 1

Energie d'excitation moyenne des fragments $\overline{EX}(m^*)$ en fonction de la masse du fragment primaire m^*, pour deux énergies du noyau fissionant E_{exc}= 5,7 MeV et E_{exc}= 9,7 MeV. Ces valeurs de $\overline{EX}(m^*)$ sont calculées à partir des valeurs moyennes et des variations $d\bar{\nu}/dE_{exc}$ que nous avons publiées par ailleurs [3].



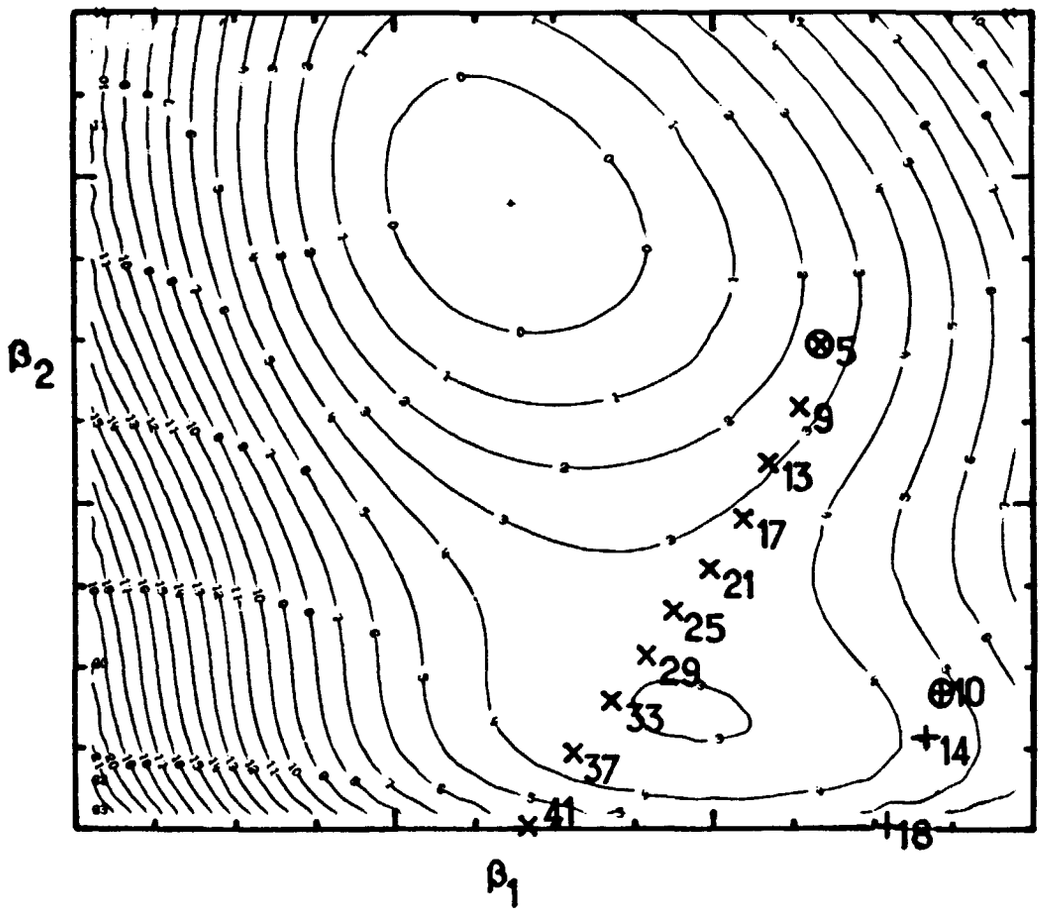
B-III-7-FIGURE 2

Courbes d'énergie potentielle totale au point de scission calculées pour le couple de masses le plus probable $m_1^* = 94$ et $m_2^* = 140$. Ces courbes sont calculées en utilisant le modèle de la goutte liquide avec corrections de couches décrit dans les chapitres B-III-8 et 9. Les couples (β_1, β_2) déduits des données expérimentales à $E_{exc} = 5,7$ MeV sont marqués par (+) et ceux qui correspondent à $E_{exc} = 9,7$ MeV par (X). Pour chaque série de couples, η varie par pas de 4 MeV à partir de $\eta = 0$ (points entourés). Nous avons indiqué les valeurs de $E_{Kpré}$ ($\simeq$ 10 MeV pour $\eta = 0$ et $E_{exc} = 5,7$ MeV).



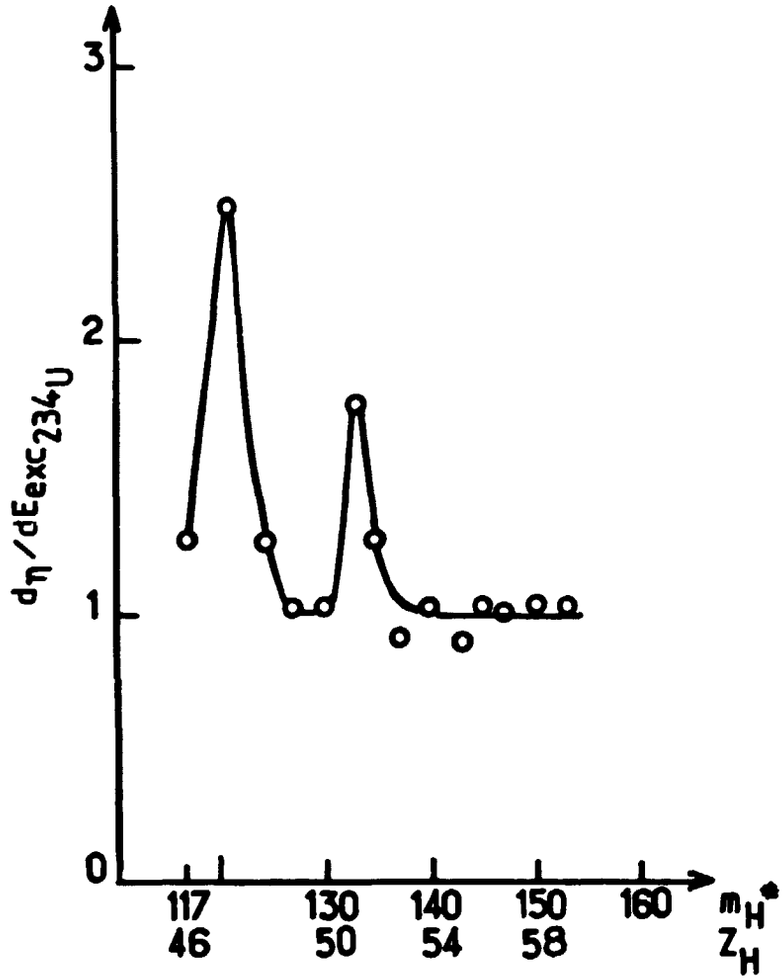
B-III-7-FIGURE 3

Même commentaire que la figure 2 pour le couple de masses $m_1^* = 81$ et $m_2^* = 153$.



B-III-7-FIGURE 4

Même commentaire que la figure 2 pour le couple de masses $m_1^* = 110$ et $m_2^* = 124$.



B-III-7-FIGURE 5

Variation du taux de dissipation $d\eta/dE_{exc}$ en fonction de la masse du fragment lourd primaire m_{μ}^{*}. Cette variation a été calculée en supposant $E_{Kpré}$ = Cte. Ce calcul a été testé pour diverses valeurs de $E_{Kpré}$ et de d, et il est apparu que le résultat ne dépend pas des valeurs absolues choisies.

B-III-8-Calcul de l'énergie potentielle d'une gouttelette liquide (F. COÇU, Y. PATIN, M.A. BEUVE).

Droplet model calculations.

A numerical code has been written for calculating the deformation nuclear potential energy in the framework of the droplet model. The curvature energy correction is shown to be relatively important at large fission fragment deformations.

Le modèle de la goutte liquide s'est avéré particulièrement bien adapté pour décrire, en première approximation, les principales étapes du processus de fission. Sa simplicité se résume dans la description du noyau comme un fluide incompressible irrotationnel. Dans ce modèle l'énergie potentielle du système est calculée à partir de la tension de surface et de la répulsion coulombienne. Un raffinement de ce modèle a été proposé par MYERS et SWIATECKI [1] sous le nom de modèle de la gouttelette liquide.

Dans le cadre de ce modèle :

la compression ou la dilatation du noyau est prise en compte par le module de compressibilité de la matière nucléaire, et les densités de neutrons ρ_N et de protons ρ_p sont divisées en une région interne, de rayons respectifs R_N et R_Z, et une région de surface. L'énergie totale de la gouttelette liquide est une fonctionnelle de ces densités que l'on minimise par rapport à leurs variations. L'expression de la gouttelette liquide a été simplifiée par HASSE [2] qui a calculé les termes dépendants de la déformation.

L'énergie totale de la gouttelette liquide simplifiée est alors donnée par l'expression suivante :

$$
\begin{aligned}
E = & - a_1 \, (1 - b_1 \, I^2 + b_2 \, I^4) A \\
& + a_2 \, (1 - b_3 \, I^2) \, . \, B_{surf.} \, A^{2/3} . \\
& + a_3 \, A^{1/3} \, B_{cour} - a_4 \, A^{1/3} \, B_{comp.} \\
& + C_1 \, Z^2 \, A^{-1/3} \, B_{coul} - C_2 \, Z^2 \, A^{1/3} \, B_{red} \\
& - C_3 \, Z^2 \, A^{-1} - C_4 \, Z^{4/3} \, A^{-1/3}
\end{aligned}
$$

avec $I = [(N - Z)/A]$.

On remarquera que les divers coefficients de cette équation sont fortement corrélés. Considérons par exemple les termes en $A^{1/3}$:

Le premier coefficient a_3 caractérise la courbure, le deuxième a_4 la compressibilité. La compression du noyau dépendra alors de ce terme a_4, mais aussi de la tension de surface (terme a_2) qui tend à comprimer le noyau.

Les valeurs numériques [1] données dans la table 1, réalisent ainsi un équilibre entre les différents paramètres du modèle.

Nous avons mis au point un code qui permet de calculer l'énergie totale de la gouttelette liquide en fonction du paramètre de déformation quadrupolaire du noyau.

a_1 = 15,677 MeV	b_1 = 1,79	C_1 = 0,717 MeV
a_2 = 18,56 MeV	b_2 = 1,566	C_2 = 0,000 1479 MeV
a_3 = 9,34 MeV	b_3 = 1,7826	C_3 = 0,8412 MeV
a_4 = 2,337 MeV		C_4 = 0,5475 MeV

TABLE 1

Nous avons calculé les énergies de surface, de répulsion coulombienne, de compression et de redistribution pour un noyau $^{140}_{54}Xe$ à déformation nulle.

Les valeurs trouvées sont regroupées dans la table 2 :

E surface MeV	E coulombienne MeV	E courbure MeV	E compression MeV	E redistribution MeV
164	403	48	12	2

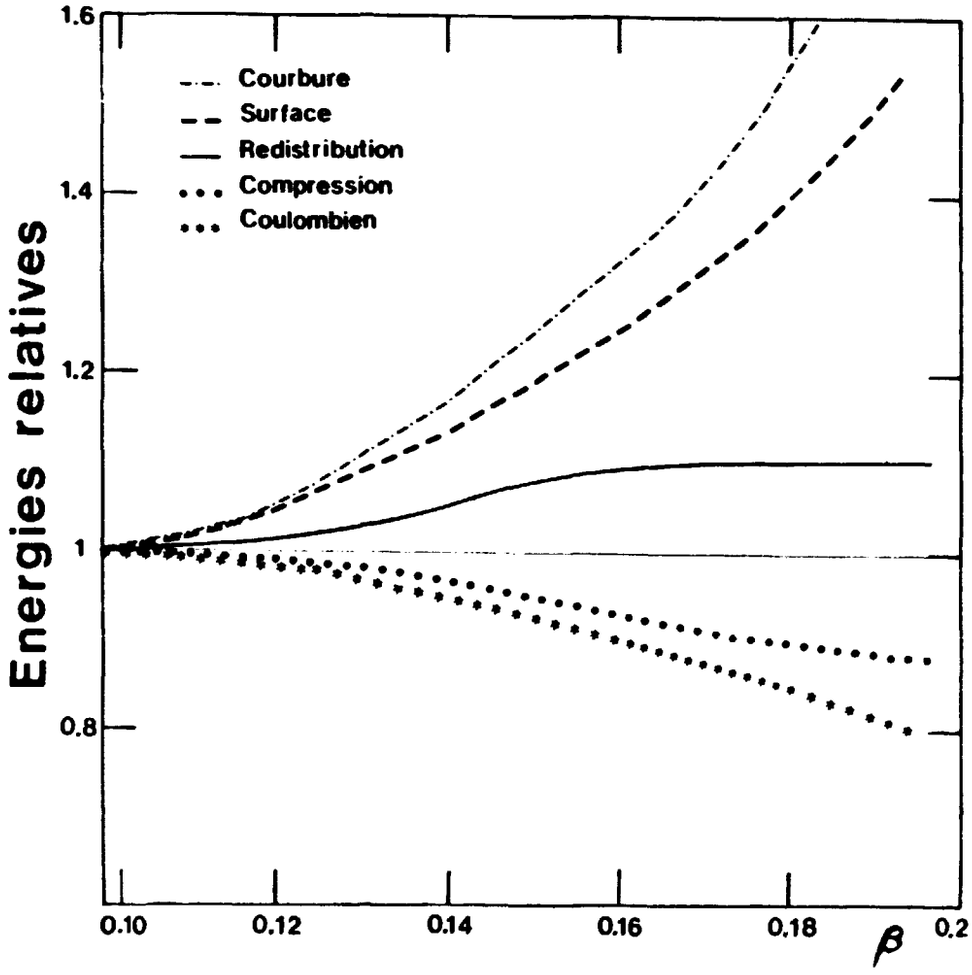
TABLE 2

Les variations relatives de ces divers termes d'énergies (B_{surf}, B_{coul}, B_{comp}, B_{red}, B_{cour}) sont représentées sur la figure 1, en fonction du paramètre de déformation quadrupolaire β_2 du noyau $^{140}_{54}Xe$. L'énergie de courbure est la plus sensible à ce paramètre.

REFERENCES

[1] - W. MYERS, W.J. SWIATECKI, *Annals of Physics 55, 395-505 (1969).*

[2] - R.W. HASSE, *Annals of Physics 68, 377-461 (1971).*



B-III-8-FIGURE 1

Variation des énergies relatives du type courbure, surface, redistribution, compression et coulombienne en fonction du paramètre de déformation quadrupolaire β du noyau $^{140}_{54}Xe$.

B-III-9-Evaluation des effets de couches à l'aide du modèle de MYERS et SWIATECKI

(F. COÇU, Y. PATIN, M.A. BEUVE)

Shell correction evaluation from the MYERS and SWIATECKI model.

The nuclear energy shell corrections are discussed in terms of the model worked out by MYERS and SWIATECKI. Applications have been made in the mass region of fission fragments.

Les anomalies observées dans les excès de masse des noyaux ne peuvent être expliquées par le modèle de la gouttelette liquide seul. Un terme de correction de couche doit être ajouté pour reproduire convenablement les variations observées. Un modèle élaboré dû à STRUTINSKY [1] permet d'extraire les corrections de couche d'un noyau donné dans son état fondamental. Ce modèle qui nécessite des temps de calcul longs ne peut être utilisé lorsqu'un nombre important de fragments doit être étudié. Le modèle semi empirique de MYERS et SWIATECKI [2,3] se prête plus facilement aux analyses.

Les corrections de couche correspondantes sont données par l'expression suivante :

$$V_{couche}(Z,A,\beta) = C \left[\frac{F(N) + F(Z)}{(A/2)^{2/3}} - c\,A^{1/3} \right] \left[1 - 2\,\theta^2\, e^{-\theta^2} \right]$$

où :

$$F(m) = \frac{3}{5}\,\frac{M_i^{5/3} - M_{i-1}^{5/3}}{M_i - M_{i-1}}\,(m - M_{i-1}) - \frac{3}{5}\,(m^{5/3} - M_{i-1}^{5/3})$$

$$M_{i-1} \leq m \leq M_i$$

M_i, M_{i-1} sont les nombres magiques successifs entre lesquels se trouvent les nombres de neutrons ou de protons du noyau étudié .

Pour un noyau sphéroidal le terme θ se met sous la forme :

$$\theta^2 = \left[r_c A^{1/3} \quad \frac{1}{5} \sigma^2 (1 - \frac{\sigma}{7}) \right] / a^2$$

L'axe majeur de ce sphéroïde étant z, σ est donné par :

$$\sigma = \text{Log} \left(\frac{z}{r_c A^{1/3}}\right)$$

Les coefficients utilisés sont regroupés ci-dessous :

r_c = 1,2249 fm $\qquad$ c = 0,325

C = 5,8 MeV $\qquad$ a = 0,444 r_c

Si les corrections de couche sont négatives le minimum d'énergie potentielle totale du noyau, c'est-à-dire de gouttelette liquide plus correction de couche, est obtenu à déformation quadrupolaire nulle, comme dans le cas du noyau A = 132 ; N = 82 ; Z = 50 présenté sur la figure 1. L'effet apporté sur de tels noyaux montre qu'il est nécessaire de dépenser plus d'énergie que dans une goutte liquide simple pour les déformer. Pour les corrections de couche positives l'état fondamental possède une déformation quadrupolaire non nulle. Cet effet est nettement montré sur la figure 1 pour le noyau A = 104; N = 62; Z = 42, et est comparé au résultat obtenu pour le même noyau sans correction de couche. Le minimum est obtenu pour une déformation quadrupolaire β_2 = 0,23 qui est proche de la valeur trouvée par DICKMANN et DIETRICH ($\beta_2 \simeq 0,29$) au moyen de la méthode de STRUTINSKY.

Le calcul des corrections de couche en fonction de la déformation quadrupolaire des noyaux a été effectué pour une large gamme des fragments obtenus dans la fission du noyau résiduel ^{234}U de la réaction $^{233}U(d,pf)$ [4]. Ces calculs sont présentés en fonction du nombre de neutrons (figure 2) et de protons (figure 3). La différence entre deux équipotentielles est de 0,5 MeV.

REFERENCES

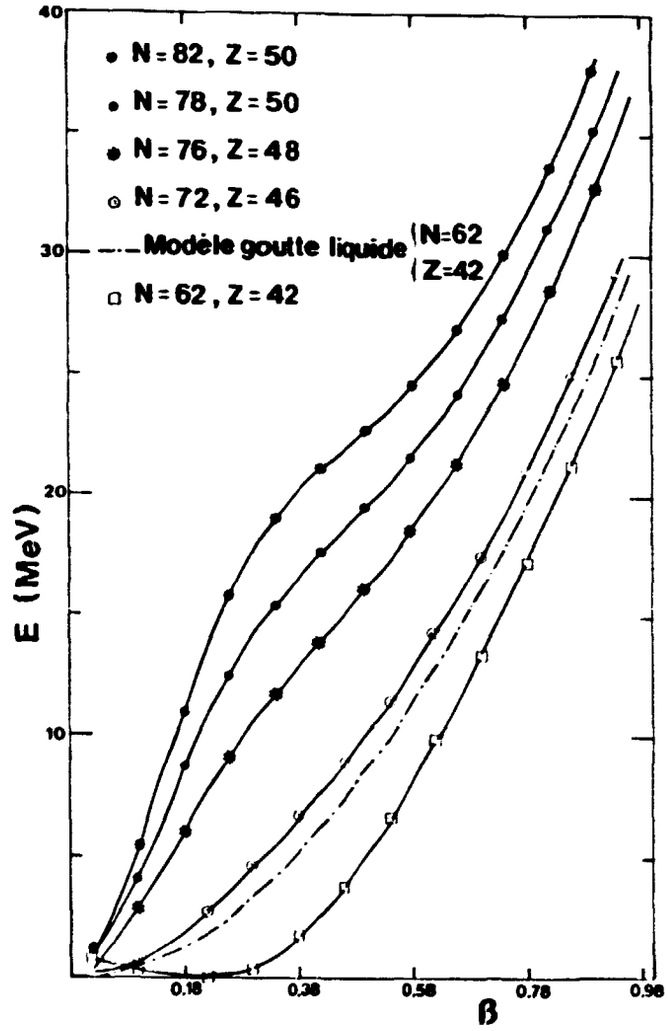
[1] - V.M. STRUTINSKY, F.A. IVANJUK, *Nucl. Phys. A255 (1975) 405-418.*

[2] - W. MYERS, W.J. SWIATECKI, *Nucl. Phys. 81 (1966) 1 - 60.*

[3] - W. MYERS, W.J. SWIATECKI, *Arkiv För Fysik Band 36 nR 43, Proc. of the Lysekil Symposium, 1966 session VII n° 3.*

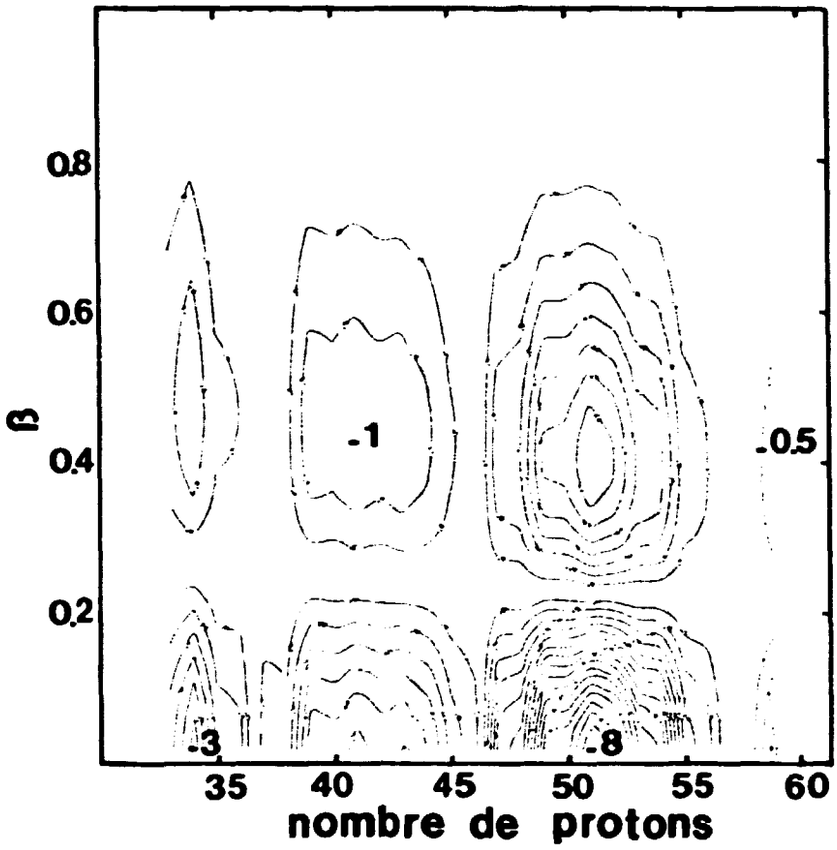
[4] - Y. PATIN, S. CIERJACKS, J. LACHKAR, J. SIGAUD, G. HAOUAT, F. COÇU, *Nucl. Instr. and Meth. 160 (1979) 471-485.*

[5] - F. DICKMANN, K. DIETRICH, *Nucl. Phys. A219 (1969) 241-258.*



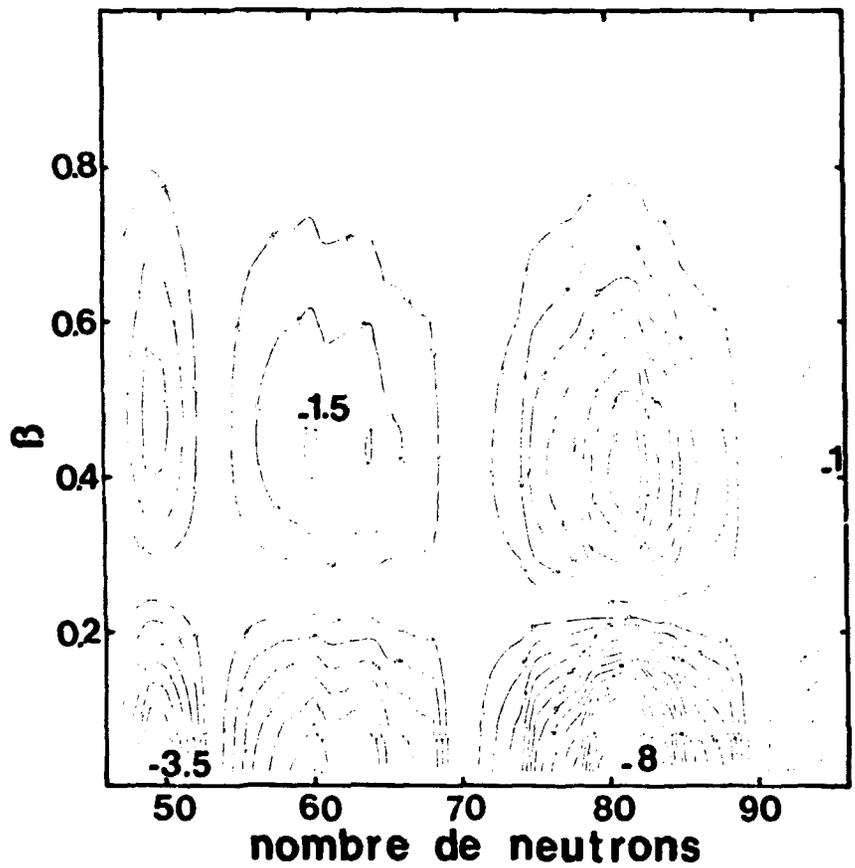
B-III-9-FIGURE 1

Energie potentielle totale en fonction du paramètre de déformation quadrupolaire pour quelques noyaux typiques.



B-III-9-FIGURE 2

Equipotentielles de corrections de couche calculées pour une large gamme de fragments obtenus dans la fission de ^{234}U. Les équipotentielles sont présentées dans le plan de la déformation quadrupolaire β et du nombre de protons des fragments.



B-III-9-FIGURE 3

Equipotentielles des corrections de couche pour les mêmes fragments qu'en figure 2. Les équipotentielles sont présentées dans le plan de la déformation et du nombre de neutrons de ces fragments.

B-IV-ETUDE DES REACTIONS INDUITES PAR IONS LOURDS

STUDY OF HEAVY ION INDUCED REACTIONS

B-IV-1-Banc de régulation pour détecteurs d'ions lourds à gaz (L. SINOPOLI).

Regulation system for gaseous detectors.

The gas pressure circulating in gaseous detectors must be carefully regulated and independent of flow rate variations. A regulation system appropriate to this purpose, has been developed in our laboratory.

La nécessité de détecter des particules chargées lourdes ayant un coefficient de perte d'énergie très élevé, a conduit au développement de détecteurs utilisant un mélange gazeux (chambres d'ionisation, compteurs proportionnels à fil ,...).

La pression du gaz circulant dans ce type de détecteurs doit pouvoir être fixée à une certaine valeur, pour chaque expérience, et maintenue constante au cours de celle-ci, de manière à conserver la même quantité de gaz, même pour des variations importantes du débit.

L'appareillage qui a été réalisé tient compte de cet impératif. Il est capable de réguler des pressions absolues allant de quelques Torr à 160 Torr (graduation maximum du manomètre absolu associé).

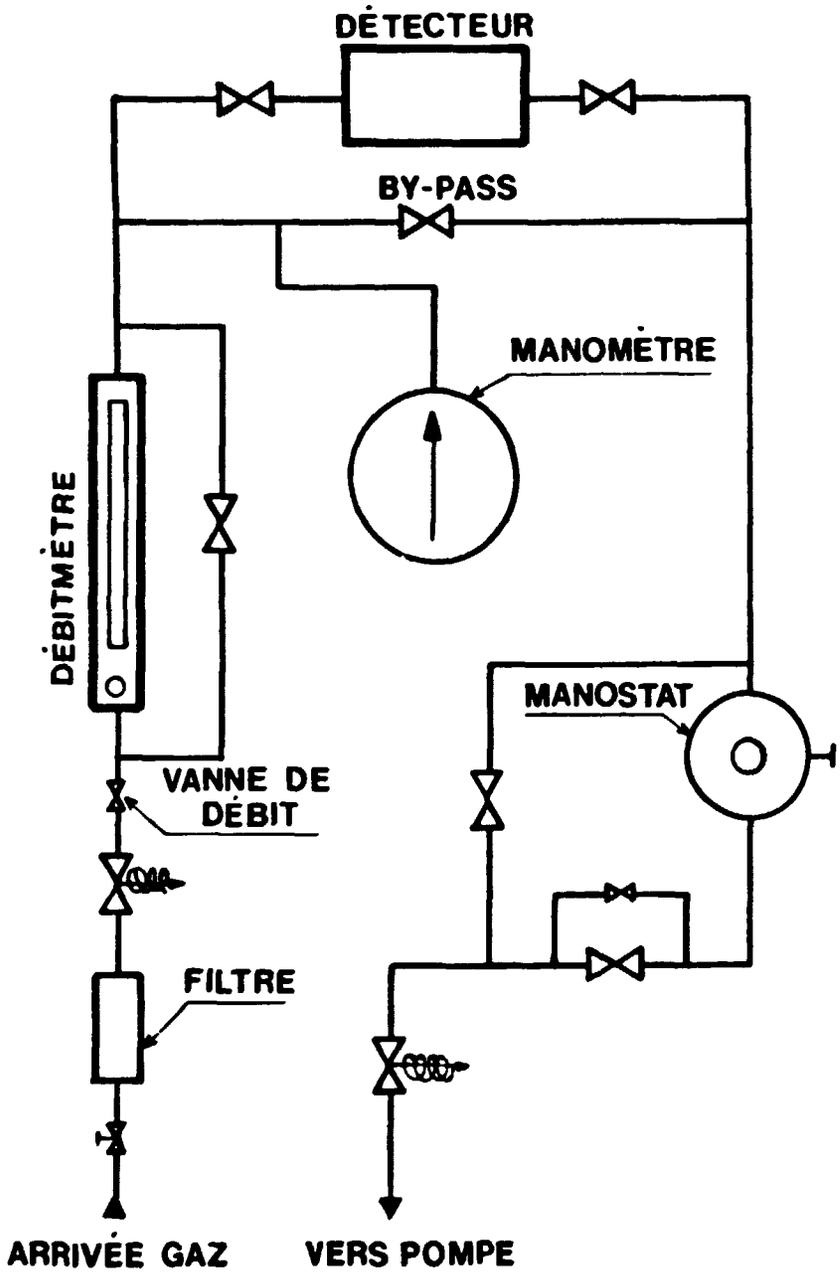
La pression est régulée par un manostat cartésien de sensibilité ± 0,05%. Le débit du gaz peut être réglé à quelques litres/heure à la pression d'utilisation, ce qui limite la consommation.

Un jeu de vannes (figure 1) permet de faire un vide primaire préalable dans toute l'installation avant l'admission du gaz.

En cours d'expérience, toute intervention sur le détecteur est possible en l'isolant du banc, le gaz continuant à circuler dans celui-ci (vanne by-pass). Deux vannes électro-magnétiques isolent l'installation en cas d'arrêt de la pompe primaire. Pour éviter les surpressions accidentelles dans l'installation, une soupape de sécurité tarée à 500 g/cm^2 a été placée dans la tubulure d'arrivée du gaz.

Des essais de longue durée ont montré que la pression reste bien stable, même lorsque le débit du gaz est augmenté d'un facteur deux.

Les dimensions du banc ont été prévues afin que son transport près des expériences ne pose pas de problèmes. Il peut aussi s'intégrer dans une baie standard 19 pouces.



B-IV-1-FIGURE 1

Banc de régulation.

B-IV-2-Mesure de la probabilité d'ionisation au cours de la réaction $^{106}Cd(p,p)^{106}Cd$ à E_p = 10 MeV. Application à la mesure de la durée de vie du noyau composé ^{107}In (S. ANDRIAMONJE*, J.F. CHEMIN*, S. JOLY, J. ROTURIER*, J.P. THIBAUD, J.L. UZUREAU).**

Measurement of ionization probability in the $^{106}Cd(p,p)^{106}Cd$ reaction at E_p = 10 MeV. Application to the lifetime measurement of the ^{107}In compound nucleus.

A new method for measuring compound nucleus lifetimes τ_c in the range of 10^{-16}s to 10^{-18}s is presented. The technique is illustrated by lifetime measurements of the ^{107}In compound nucleus excited at 13.6 MeV in the $^{106}Cd(p,p)^{106}Cd$ reaction. The probability I for creating a K-shell vacancy in the entrance channel of the nuclear reaction, necessary to determine τ_c, has been measured.

Le but de ce travail est de montrer comment l'ionisation des couches électroniques profondes peut être utilisée pour déterminer la durée de vie d'un noyau composé formé dans une réaction nucléaire, selon une idée émise par GUGELOT [1] en 1962 et n'ayant jamais été exploitée. Le principe repose sur la comparaison de la durée de vie de l'état nucléaire à la durée de vie d'un état atomique excité formé dans la même collision. Cette nouvelle méthode (par spectroscopie de rayons X) doit permettre de mesurer des temps d'interaction dans le domaine de 10^{-16} à 10^{-18} s correspondant à la région d'excitation du continuum ; elle peut constituer une alternative aux mesures utilisant l'effet d'ombre (blocking effect), comme le montre la figure 1 où l'on a représenté schématiquement les domaines d'applications des différentes méthodes de mesures directes utilisées jusqu'à ce jour en fonction du temps d'interaction nucléaire.

La méthode de mesure présente - dont le principe a déjà été exposé dans le précédent rapport d'activité [2] - a été appliquée à la détermination de la durée de vie du noyau composé ^{107}In excité à 13,6 MeV dans la réaction $^{106}Cd(p,p)^{106}Cd$ à E_p = 10 MeV. Rappelons qu'il est possible de mesurer la durée de vie nucléaire en enregistrant le spectre des rayons X émis au cours de la réaction en coïncidence avec les produits légers de réaction (protons). En effet l'intensité

du pic de rayons X du noyau composé ^{107}In est reliée à la durée de vie nucléaire par la relation suivante :

$$N_{CN} = N_p \, I \, w_k \, \frac{\tau_c}{\tau_c+\tau_K} \, \frac{\Omega_X}{4\pi} \qquad (1)$$

Dans cette expression :

N_{CN} est le nombre de rayons X de la raie K_α de ^{107}In en coïncidence avec les protons diffusés,

N_p le nombre de protons détectés à un angle donné,

I la probabilité de création d'une lacune dans la couche K de l'atome cible par le projectile,

w_k le rendement de fluorescence de l'atome composé,

Ω_X l'efficacité du détecteur de rayons X incluant l'angle solide,

τ_c la durée de vie nucléaire,

τ_K la durée de vie de la lacune dans la couche K.

Pour accéder à la durée de vie nucléaire τ_c, il est donc nécessaire de connaître la probabilité d'ionisation I dont la détermination expérimentale directe est très difficile. Néanmoins, I est étroitement reliée à la probabilité d'ionisation I' dans les collisions élastiques à de très petits paramètres d'impact. Cette quantité a été mesurée récemment dans d'autres réactions [3] pour des paramètres d'impact beaucoup plus petits que le rayon de la couche K. La probabilité d'ionisation I' peut être obtenue expérimentalement en détectant les rayons X caractéristiques de l'atome cible (raies K_α, K_β du cadmium par exemple) en coïncidence avec les projectiles diffusés élastiquement à un angle donné. Cette probabilité d'ionisation est définie par :

$$I' = \frac{N_c}{N_o} \frac{4\pi}{w'_k \Omega_X} \qquad (2)$$

où :

N_c est le nombre d'événements en coïncidence vraie avec les protons diffusés élastiquement,

N_o le nombre de protons diffusés élastiquement,

w'_k le rendement de fluorescence de l'atome cible.

La probabilité I' correspond aux trajectoires entrante et sortante tandis que I est seulement reliée à la partie entrante. En première approximation (dont la valadité est discutée dans la réf. [4]) on peut donc écrire :

$$I = \frac{I'}{2} \qquad (3)$$

A partir des équations (1)-(3), il est possible de déduire la durée de vie nucléaire :

$$\tau_c = \tau_K \left[\frac{1}{2} \frac{N_c}{N_o} \frac{N_p}{N_{CN}} \frac{w_k}{w'_k} - 1 \right]^{-1} \qquad (4)$$

En utilisant la même géométrie de détection des rayons X pour les mesures de probabilité d'ionisation et pour les mesures de durée de vie du noyau composé, il s'ensuit qu'il n'est pas nécessaire de connaître la valeur absolue de l'efficacité du détecteur (ce qui introduit toujours une grande incertitude).

Nous avons mesuré la probabilité d'ionisation de la couche K du cadmium dans la collision avec des protons de 10 MeV à des angles moyens de 20°, 30°, 60° et 90°, ce qui n'avait jamais été fait jusqu'à ce jour. Les protons sont détectés par des diodes Si(Li) placées aux angles précédents et les rayons X par une diode

Si(Li), plus petite, à 90° du faisceau incident. La figure 2 montre, à titre d'exemple, l'un des spectres en temps associé au groupe de protons diffusés élastiquement et aux rayons X des raies Cd K_α et Cd K_β. L'intensité du pic apparaissant dans ce spectre n'est rien d'autre que le nombre d'événements en coïncidence N_c. La figure 3 donne la dépendance angulaire de la probabilité d'ionisation du cadmium 106 par des protons de 10 MeV. Il apparaît que cette probabilité reste pratiquement constante entre 20° et 90°. Ceci semble en accord avec la loi générale de dépendance proposée par CIOCHETTI et MOLINARI [5] :

$$I'(\theta) = I'(90°)\,[1 + \beta \cos\theta] \qquad (5)$$

β étant un coefficient d'anisotropie ayant la valeur + 0,10 pour le système Cd + p à 10 MeV. La relation (3) peut alors s'écrire :

$$I = \frac{I'(90°)}{2} \qquad (3')$$

A partir des valeurs trouvées pour les principales quantités intervenant dans l'équation (4), il est possible de déterminer la durée de vie du noyau composé ^{107}In excité à 13,6 MeV. Toutes ces grandeurs sont portées dans le tableau I où l'on peut également comparer la durée de vie expérimentale à celle calculée dans le cadre du modèle statistique .

E_p (MeV)	N_p	N_{CN}	N_c/N_o	τ_c(s) expérience	τ_c(s) calcul
10	$32,3\ 10^6$	66 ± 20	$(10,8 \pm 1,7)10^{-6}$	$(6,5 \pm 5)10^{-17}$	$1,1\ 10^{-16}$

TABLEAU 1

En conclusion, nous avons montré, pour la première fois, qu'il était possible de déterminer des temps d'interactions nucléaires dans un domaine allant de 10^{-16} à 10^{-18}s en utilisant l'ionisation des couches internes comme outil de mesure. La méthode de spectroscopie par rayons X décrite ici n'en est encore qu'à ses balbutiements, mais elle apparaît déjà comme une alternative à la méthode de mesure de durée de vie par "effet d'ombre".

* *Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan.*
** CSNSM - ORSAY.

REFERENCES

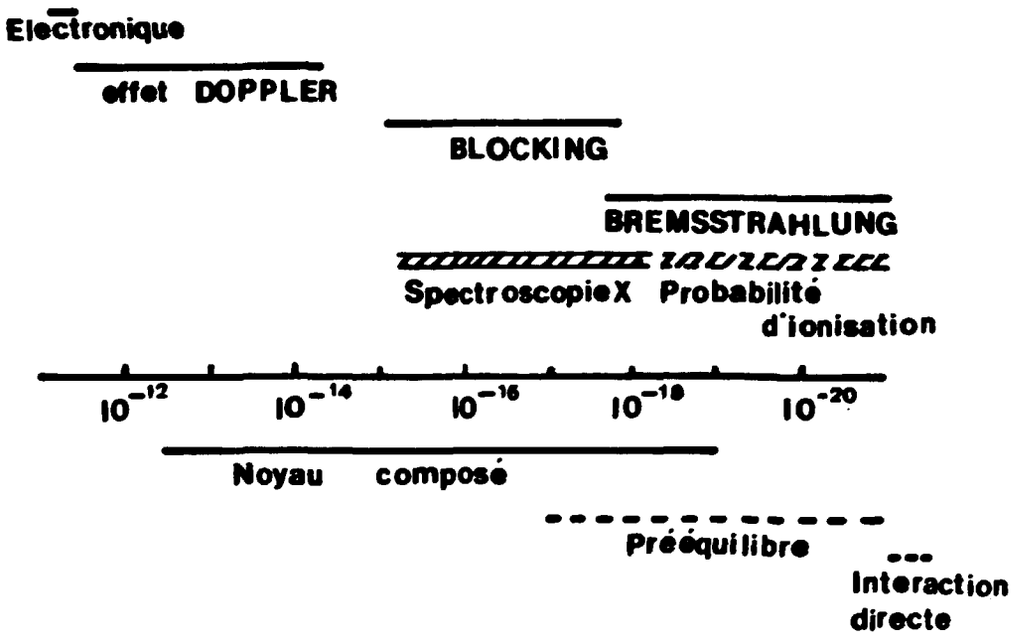
[1] - P.C. GUGELOT, *Proc. Int. Conf. on direct interactions and nuclear reaction mechanisms, Padua, 1962, ed. E. Clementel and C. Willi, Vol. II (Gordon and Breach, London, 1963) p. 382.*

[2] - S. ANDRIAMONJE, J.F. CHEMIN, S. JOLY, S. PLATTARD, J. ROTURIER, B. SABOYA, J.P. THIBAUD, J.L. UZUREAU, *Compte rendu d'activité du Service de Physique Nucléaire pour l'année 1978, Note CEA-N-2080 (1979).*

[3] - J.F. CHEMIN, *Thèse Bordeaux (1978).*

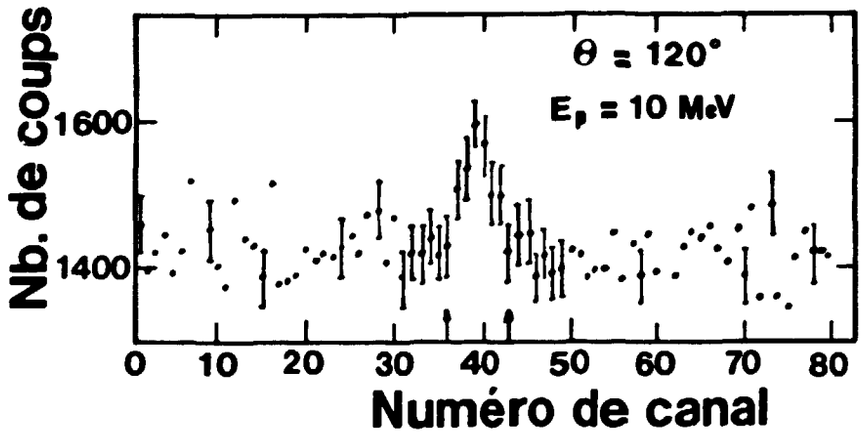
[4] - J.F. CHEMIN, S. ANDRIAMONJE, J. ROTURIER, B. SABOYA, J.P. THIBAUD, S. JOLY, S. PLATTARD, J.L. UZUREAU, H. LAURENT, J.M. MAISON, J.P. SHAPIRA, *Nucl. Phys. A331 (1979) 407.*

[5] - G. CIOCHETTI, A. MOLINARI, *Nuovo Cimento 40B (1965) 69.*



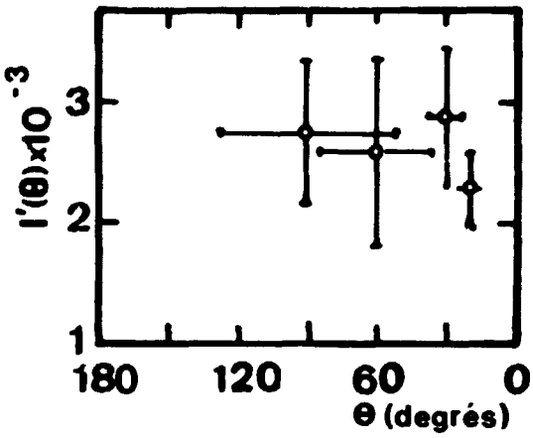
B-IV-2-FIGURE 1

Domaines d'applications des différentes méthodes de mesures directes utilisées en fonction du temps d'interaction nucléaire.



B-IV-2-FIGURE 2

Spectre en temps associé au groupe de protons diffusés élastiquement et aux rayons X des raies Cd K_α et Cd K_β.



B-IV-2-FIGURE 3

Dépendance angulaire de la probabilité d'ionisation du cadmium par des protons de 10 MeV. Les barres horizontales correspondent à l'acceptance angulaire des détecteurs.

B-IV-3-Fusion entre ions lourds aux énergies sous-coulombiennes (R. DAYRAS*, J.L. CHARVET, J.M. FIENI**, S. JOLY, L. SINOPOLI, F. COÇU, J.L. UZUREAU)**

Fusion between heavy ions at sub-coulomb energies.

We have used ^{13}C and ^{16}O beams with energies comprised between 8 and 30 MeV to bombard ^{13}C and ^{10}B targets respectively. An intrinsic germanium detector positionned at 0° relative to the beam direction was used to identify the reaction products by looking at characteristic low energy γ-ray transitions. The γ-ray yields are used to determine the fusion cross sections.

La dépendance en énergie de la section efficace de réaction entre ions de nombre de masse compris entre 10 et 16 a défié jusqu'à présent toute tentative d'interprétation macroscopique à l'aide d'un modèle optique dont les paramètres varient de façon régulière d'un système à l'autre [1]. L'étude des réactions entre ions lourds, à des énergies sous-coulombiennes, a été initialement motivée par l'importance pour l'astrophysique des réactions $^{12}C + {}^{12}C$, $^{12}C + {}^{16}O$ et $^{16}O + {}^{16}O$ qui jouent un rôle primordial dans l'évolution finale des étoiles.

L'apparition inattendue de résonances étroites [2] ($\Gamma \simeq 100$ keV) et de structures larges ($\Gamma \simeq 1$ MeV) dans la réaction $^{12}C + {}^{12}C$ a suscité de nombreux travaux, tant sur le plan théorique qu'expérimental. Cependant, aucun des modèles théoriques actuellement proposés ne fournit une explication globale des faits expérimentaux. Sans une meilleure compréhension des phénomènes observés, toute extrapolation des sections efficaces mesurées vers les énergies présentant un intérêt en astrophysique, est aléatoire car elle dépend de façon critique du modèle utilisé.

En étendant les mesures à des systèmes voisins, on peut espérer acquérir une meilleure connaissance des mécanismes mis en jeu et distinguer entre effets macroscopiques et effets microscopiques. En effet, bien que la fusion entre ions lourds soit généralement décrite en termes macroscopiques, il semble que pour

les systèmes légers, la structure des noyaux en présence dans la voie d'entrée joue un rôle important dans les phénomènes observés.

Ces considérations nous ont conduit à entreprendre l'étude des réactions de fusion $^{13}C + ^{13}C$ et $^{16}O + ^{10}B$. La première réaction, par comparaison avec les systèmes $^{12}C + ^{12}C$ et $^{12}C + ^{13}C$ déjà étudiés [2,5], doit nous permettre de déterminer comment la présence d'un nucléon supplémentaire dans les noyaux en interaction de la voie d'entrée, affecte la dépendance en énergie de la section efficace de fusion. La seconde réaction, qui conduit à la formation du noyau composé ^{26}Al, étudié par ailleurs [6] à travers la réaction $^{14}N + ^{12}C$, doit nous permettre de mettre en évidence le rôle de la voie d'entrée sur la formation du noyau composé.

Aux très basses énergies, la section efficace de réaction entre ions lourds est dominée par la barrière coulombienne, ce qui entraîne une variation très rapide de la section efficace avec l'énergie. Une détermination précise des fonctions d'excitation nécessite donc une bonne calibration en énergie de l'accélérateur. L'aimant d'analyse à 90° de l'accélérateur Van de Graaff tandem super EN a donc été préalablement calibré en énergie à l'aide des réactions $^{1}H(^{19}F,\alpha\gamma)^{16}O$ et $^{1}H(^{13}C,\gamma)^{14}N$ qui présentent des résonances pour les énergies de bombardement bien connues de 16,440 et 22,548 MeV respectivement. A la suite de cette calibration, la précision en énergie du faisceau est estimée à ± 20 keV pour des ions de nombre de masse compris entre 10 et 20.

Les ions de ^{13}C sont produits à partir de CO_2 enrichi à 90% en ^{13}C, alors que les ions ^{16}O sont produits à partir de CO_2 naturel.

Aux énergies de bombardement les plus basses, les sections efficaces mesurées sont très faibles (quelques nb), il est donc important d'éliminer tout contaminant léger dont la présence sur la cible pourrait perturber les mesures. Le dépôt d'hydrocarbures doit être, en cours d'expérience, absolument évité. Un soin tout particulier a donc été apporté à la construction d'une enceinte à ultra-vide dont tous les éléments en acier inoxydable, avec joints métalliques, ont été nettoyés chimiquement. Une pompe ionique associée à cette enceinte (figure 1) permet de maintenir en cours d'expérience, un vide propre inférieur à 2×10^{-9} Torr alors qu'il règne dans la ligne de faisceau un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr.

Les cibles sont constituées par un support de cuivre d'épaisseur 1 mm, de diamètre 2 cm, nettoyé chimiquement, sur lequel on dépose, par bombardement électronique, de la poudre de carbone enrichie à 97% en ^{13}C ou de la poudre de bore enrichie à 96% en ^{10}B, pour atteindre une épaisseur de 30 $\mu g.cm^{-2}$ environ.

Les cibles ainsi préparées sont montées à l'extrémité d'un cyclindre en acier à parois minces, de 2 cm de diamètre et de 20 cm de longueur qui, après insertion dans l'enceinte à vide, sert de cage de Faraday (figure 1).

Les produits de réaction sont identifiés par l'énergie de leurs transitions gamma à l'aide d'un détecteur germanium intrinsèque situé à environ 1 cm de la cible et à 0° par rapport au faisceau incident. Dans cette géométrie, l'angle solide couvert par le détecteur est très grand et permet d'éliminer les effets de distribution angulaire.

Afin de réduire au minimum le bruit de fond gamma dû à l'environnement, le détecteur et la chambre à réaction sont entourés d'une protection de plomb d'environ 20 cm d'épaisseur.

Pour minimiser les effets dus à la production d'éléments radioactifs dans la cible, les fonctions d'excitation ont toujours été mesurées en commençant par l'énergie de bombardement la plus basse.

Le domaine d'énergie couvert est compris entre 8 et 30 MeV dans le système du laboratoire, par pas de 100 keV jusqu'à 21 MeV et de 200 keV au-dessus pour la réaction $^{13}C + ^{13}C$, et par pas de 200 keV seulement pour la réaction $^{16}O + ^{10}B$.

L'analyse et l'interprétation des résultats expérimentaux sont en cours. Les figures 2 à 5 montrent les fonctions d'excitation des principaux produits provenant de la réaction $^{13}C + ^{13}C$. Ces courbes représentent la variation, en fonction de l'énergie incidente, de l'intensité des transitions γ entre les premiers niveaux excités des noyaux résiduels. Pour déterminer les sections efficaces, il est nécessaire de connaître l'efficacité absolue du détecteur de rayonnements γ, la fraction des noyaux résiduels qui se désexcitent par la transition observée, et la variation de cette fraction avec l'énergie. Ce dernier point, qui fait intervenir le modèle statistique de HAUSER et FESHBACH, est en cours d'étude.

L'observation des figures 2 à 5 montre que le système $^{13}C + ^{13}C$ ne présente pas de structures résonnantes semblables à celles observées dans le système $^{12}C + ^{12}C$.

* *Contrat spécial*

** *Contrat Temporaire de Recherche*

REFERENCES

[1] - R.G. STOKSTAD, Z.E. SWITKOWSKI, R.A. DAYRAS, R.M. WIELAND, *Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 888.*

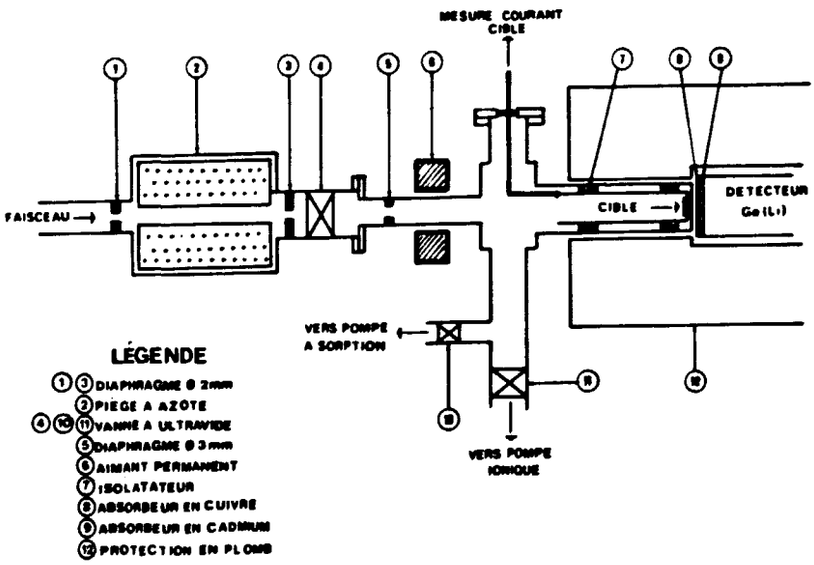
[2] - E. ALMQVIST, D.A. BROMLEY, J.A. KUEHNER, *Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 515.*

[3] - J.R. PATTERSON, H. WINKLER, C.S. ZAIDINS, *Astrophys. J. 157 (1969) 367.*

[4] - M.G. MAZARAKIS, W.E. STEPHENS, *Astrophys. J. 171 (1972) L97.*

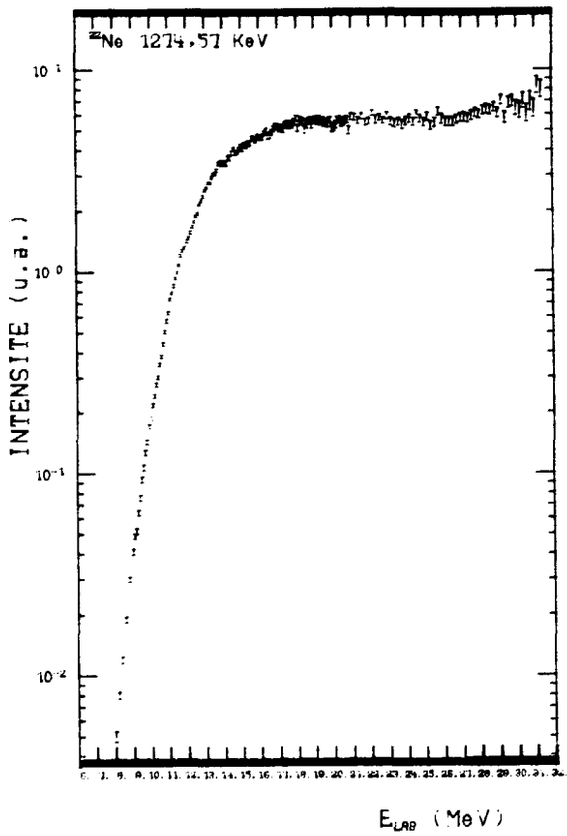
[5] - R.A. DAYRAS, R.G. STOKSTAD, Z.E. ZWITKOWSKI, R.M. WIELAND, *Nucl. Phys. A265 (1976) 153.*

[6] - Z.E. SWITKOWSKI, R.G. STOKSTAD, R.M. WIELAND, *Nucl. Phys. A279 (1977) 502.*

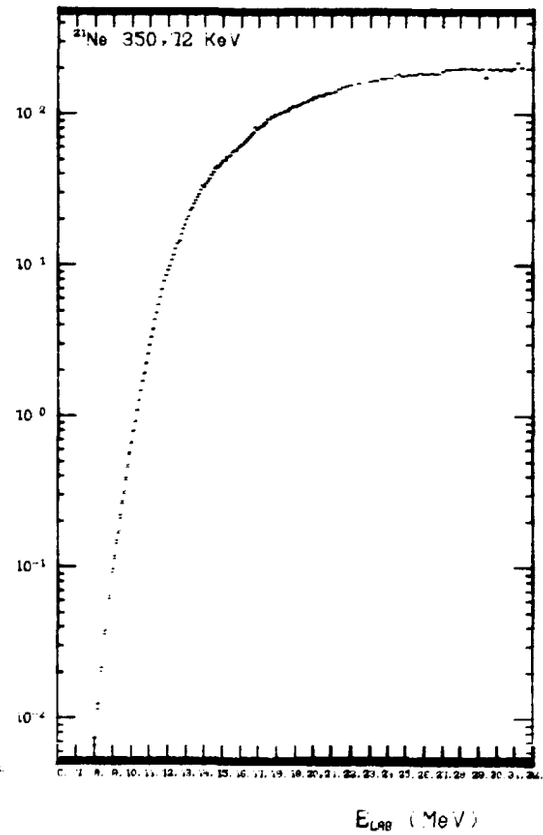


B-IV-3-FIGURE 1

Vue schématique du dispositif expérimental.

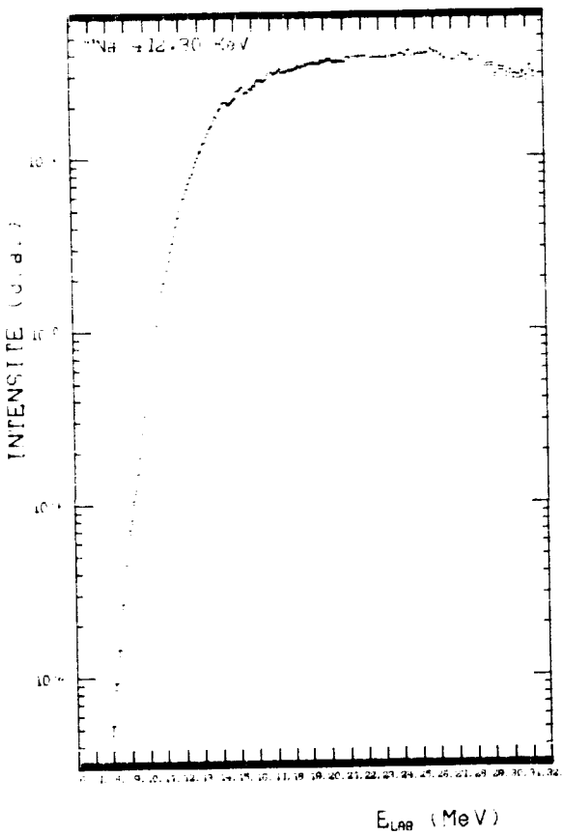


B-IV-3-FIGURE 2

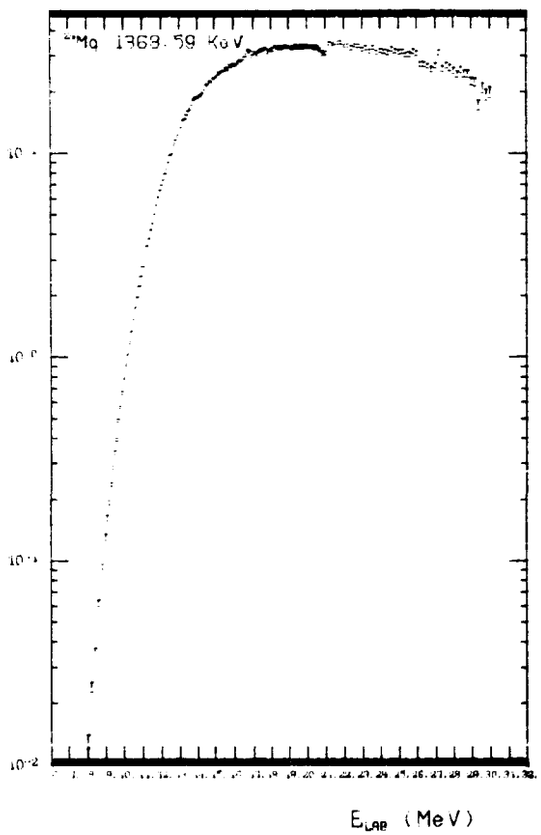


B-IV-3-FIGURE 3

Fonctions d'excitation du ^{22}Ne (évaporation α) et du ^{21}Ne (évaporation α + n) obtenues après fusion $^{13}C + ^{13}C \rightarrow ^{26}Mg$.



B-IV-3-FIGURE 4



B-IV-3-FIGURE 5

Fonctions d'excitation du ^{24}Na (évaporation n + p et d) et du ^{24}Mg (évaporation n + n) obtenues après fusion $^{13}C + ^{13}C \rightarrow ^{26}Mg$.

B-IV-4-Elaboration et mise au point d'un code de calcul de la section efficace d'excitation coulombienne (J.M. EVRARD*, R. DAYRAS, J.L. CHARVET***, J.M. FIENI***, J.L. UZUREAU).**

Development and carrying out of a code for calculating Coulomb excitation cross section .

A fortran code has been written and tested in view to calculating the Coulomb excitation cross sections at sub-coulomb energies. This code has been applied to copper nuclei (^{63}Cu and ^{65}Cu) excited by ^{13}C beams.

Dans le cadre des recherches entreprises dans ce laboratoire sur la fusion entre ions lourds aux énergies sous-coulombiennes [1], nous avons été amenés à élaborer puis à mettre au point un code de calcul de la section efficace d'excitation coulombienne d'un noyau. En effet, le phénomène de l'excitation coulombienne est actuellement l'un des mieux décrits sur le plan théorique et une méthode intéressante pour accéder à la section efficace absolue de fusion de noyaux lourds aux énergies précitées consiste à examiner les pics d'excitation coulombienne dans les spectres obtenus au cours de ces expériences.

L'excitation coulombienne d'un noyau cible par un projectile fait passer ce noyau de l'état fondamental initial (caractérisé par $J_o^{\pi o}$) à l'état excité final J^{π}. La section efficace du processus d'excitation coulombienne peut se décomposer en la somme de sections efficaces partielles correspondant à des transitions multipolaires d'ordre donné λ, de caractère électrique ou magnétique, représentées respectivement par E_λ ou M_λ, soit :

$$\sigma = \sum_{\lambda=o}^{\infty} (\sigma_{E_\lambda} + \sigma_{M_\lambda})$$

En fait, il n'existe qu'un nombre très limité de transitions multipolaires (d'ordre peu élevé) prenant part à l'excitation d'un niveau donné, chaque transition partielle devant en outre respecter les règles de sélection portant sur le moment angulaire

et la parité. De plus, les transitions de caractère magnétique conduisent en général à des sections efficaces très faibles et peuvent donc être négligées devant les transitions de caractère électrique lorsqu'il y a compétition entre ces deux types de processus d'excitation.

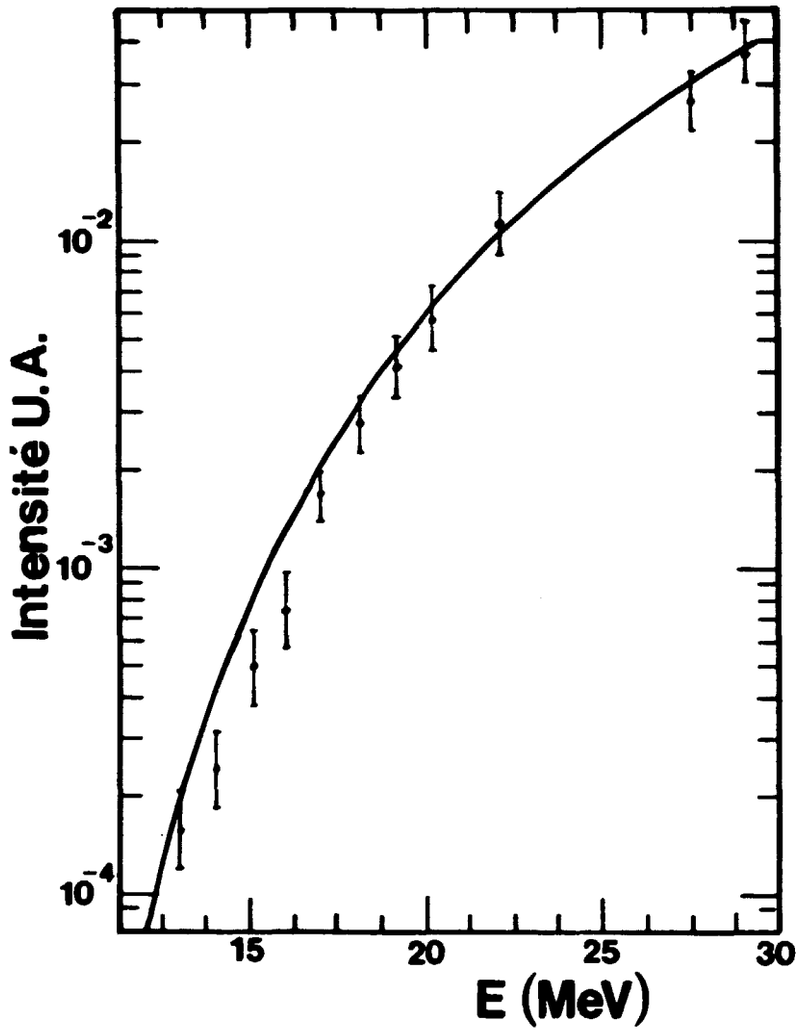
Nous avons donc établi un programme de calcul (code Fortran EXCELMG) pour les transitions dipolaires et quadrupolaires généralement les plus intenses et les seules observées expérimentalement [2]. Ce programme a déjà permis d'effectuer le calcul de la section efficace d'excitation coulombienne des noyaux stables du cuivre, matériau constituant le support de la cible utilisée au cours de l'étude de la réaction de fusion $^{13}C + ^{13}C$ [1]. Les sections efficaces théoriques ont été calculées entre 8 et 30 MeV d'énergie incidente pour les deux premiers niveaux de ^{63}Cu excités par ^{13}C [E_x = 669,8 keV ($J^\pi = \frac{1}{2}^-$) ; E_x = 962,2 keV ($J^\pi = \frac{5}{2}^-$)] et pour les deux premiers niveaux excités de ^{65}Cu [E_x = 771 keV ($J^\pi = \frac{1}{2}^-$) ; E_x = 1114 keV ($J^\pi = \frac{5}{2}^-$)]. Pour tous ces cas, il apparaît clairement que la transition magnétique M_1 est négligeable devant la transition électrique E_2 ; les transitions considérées sont donc purement électriques quadrupolaires. Jusqu'à ce jour, les courbes théoriques n'ont pu être comparées qu'aux valeurs expérimentales relevées sur les spectres bruts. La figure concernant la transition ($\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^-$) à 669,7 keV du ^{63}Cu, donnée à titre d'exemple, montre néanmoins que la dépendance en énergie est convenablement reproduite par le calcul.

* *Stagiaire Militaire*
** *Contrat spécial*
*** *Contrat Temporaire de Recherche*

REFERENCES

[1] - R. DAYRAS et al., *(cf. Chapitre B-IV-3 de ce compte rendu).*

[2] - J.M. EVRARD, *Rapport de Stage, Bruyères-le-Châtel.*



B-IV-4-FIGURE 1

Noyau ^{63}Cu excité par ^{13}C : Niveau $1/2^-$
Section efficace intégrée pour la transition E2.

B-IV-5-Essai d'identification en Z des fragments de fission spontanée de ^{252}Cf

(M. MORJEAN*, L. SINOPOLI, F. COÇU, J.L. UZUREAU).

Tentative Z identification for the fragments from spontaneous fission of ^{252}Cf.

Tests have been undertaken in order to determine the efficiency of a E. ΔE counter with very heavy ions.

Les expériences mettant en jeu des réactions nucléaires par ions lourds nécessitent souvent l'identification de produits de réaction pouvant s'étaler sur une grande gamme de masses et de numéros atomiques.

Pour effectuer les identifications en numéros atomiques, un télescope gazeux E. ΔE constitué d'une chambre à ionisation et d'un détecteur solide à barrière de surface a été réalisé (la description complète de ce détecteur est faite par ailleurs [1]).

Des essais ont été effectués en détectant les fragments de fission du californium 252. Les masses de ces fragments variant entre environ 80 uma et 160 uma, il ne nous était pas possible d'espérer obtenir une excellente séparation en Z, principalement pour les masses les plus grandes, mais simplement une indication sur le comportement du télescope avec des ions lourds.

La pression du gaz (90% argon, 10% méthane) dans le détecteur a été descendue à 35 Torr afin de ne pas arrêter complètement les fragments, et les tensions imposées sur l'anode collectrice et sur la grille étaient respectivement V_a = 300 V et V_g = 140 V.

Le détecteur solide a été étalonné en utilisant la méthode de SCHMITT, KIKER et WILLIAMS [2].

Le détecteur ΔE gazeux a été étalonné linéairement à partir des pertes d'énergie correspondant aux produits de fission les plus probables (Z = 42 pour le fragment léger et Z = 56 pour le fragment lourd) aisément repérables sur les spectres bruts. Des corrections ont été apportées sur les énergies pour tenir

compte de la perte d'énergie des fragments due à la fenêtre d'entrée du détecteur.

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 1 où sont tracés en courbes de niveaux les nombres d'événements en fonction de leur énergie E et de leur perte d'énergie ΔE dans le gaz.

Nous avons pu identifier et séparer tous les numéros atomiques compris entre les 2 maxima de la distribution en masse du ^{252}Cf à l'exception de Z = 49 pour lequel le rendement est trop faible (fission symétrique).

Les énergies de chaque élément sont mesurées à 5% près et sont en accord avec celles obtenues par d'autres méthodes [2,3].

Les pertes d'énergie mesurées sont également en accord, à 10% près, avec les pertes d'énergie calculées à l'aide des tables de NORTHCLIFFE et SCHILLING [4].

* *Contrat Temporaire de Recherche.*

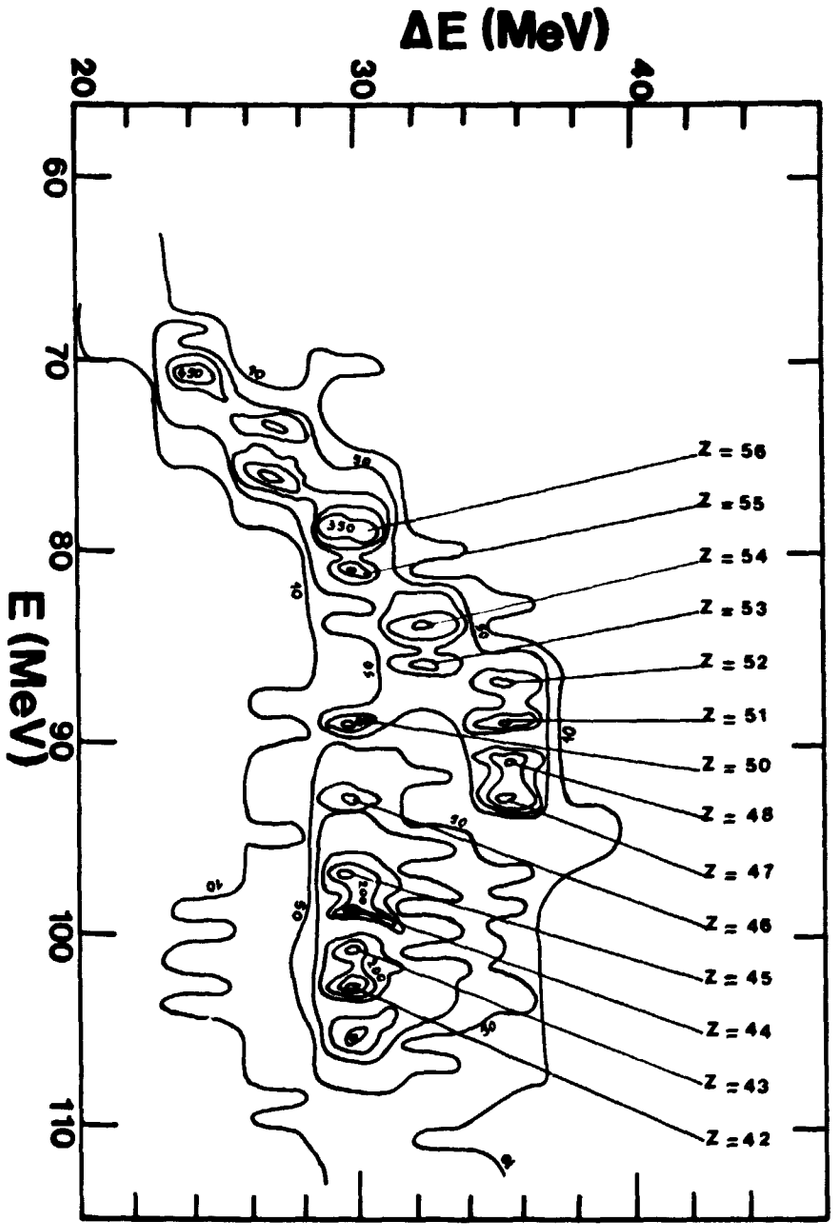
REFERENCES

[1] - J.P. LOCHARD, S. SEGUIN, C. HUMEAU, R.A. DAYRAS, Y. PATIN (*cf. Chapitre B-IV-6 de ce compte rendu*).

[2] - H.W. SCHMITT, W.E. KIKER, C.W. WILLIAMS, *Phys. Rev.* 137 *(1965) p. 837.*

[3] - H. NIFENECKER, C. SIGNARBIEUX, R. BABINET, J. POITOU, *Proceedings of the Third IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973, Vol. II, p. 117.*

[4] - L.C. NORTHCLIFFE, R.F. SCHILLING, *Nucl. Data Tables* A7 *(1970) 233.*



B-IV-5-FIGURE 1

Distribution dans le plan ΔE = E des fragments de fission spontanée de ^{252}Cf.

B-IV-6-Télescope ΔE-E à localisation (J.P. LOCHARD, S. SEGUIN, C. HUMEAU, R. DAYRAS*, Y. PATIN).

A position-sensitive ΔE-E telescope.

A position-sensitive solid-state detector has been combined with a gas-flow ionisation chamber to produce a counter-telescope for the Z-identification of products in heavy-ion reactions.

De nombreuses études de réactions entre ions lourds nécessitent la détection des produits de réaction avec une résolution en énergie modeste ($\leq$ 1%) et une dispersion angulaire guère inférieure à 1°, mais une bonne identification de la charge des particules. On utilise alors pour les mesures un compteur télescope E-ΔE. Comme dans les expériences le taux de comptage est souvent faible, il s'avère nécessaire d'augmenter l'acceptance du télescope tout en conservant une résolution angulaire acceptable. Une méthode pour augmenter l'acceptance du compteur est d'utiliser un détecteur E à localisation spatiale [1].

Nous avons réalisé un compteur télescope qui se compose d'une diode à barrière de surface à localisation, qui constitue le détecteur E, et d'une chambre d'ionisation de grand volume, qui constitue le détecteur ΔE. Le plan de ce compteur est donné dans la figure 1. L'anode de la chambre d'ionisation est une plaque de cuivre polie, la cathode est le corps du compteur lui-même. La grille de Frisch est constituée d'un treillis de fils de nickel ayant une transparence de 97%. Le compteur est isolé du vide par une fenêtre de polypropylène de 1,5 µm d'épaisseur qui permet de contenir le gaz (isopropane) du détecteur ΔE jusqu'à une pression de 100 Torr.

Nous avons déterminé les caractéristiques de fonctionnement de ce compteur à l'aide de sources de radiations α (^{241}Am - ^{244}Cm). En particulier nous avons déterminé les tensions de fonctionnement de la chambre à ionisation. La figure 2 montre les variations de la hateur d'impulsion du signal ΔE en fonction des tensions de la plaque et de la grille pour une pression du gaz de 50 Torr. Les tensions d'utilisation que nous avons adoptées sont pour l'anode V_p = 250 V et

pour la grille V_g = 120 V. La figure 3 montre la variation du gain de la chambre à ionisation en fonction de la pression du gaz ; cette figure indique que la pression doit être très bien stabilisée pour que le compteur télescope donne une bonne identification de la charge des ions détectés. Pour cela un système de régulation de la pression et du débit du gaz dans le compteur a été mis au point et expérimenté [2].

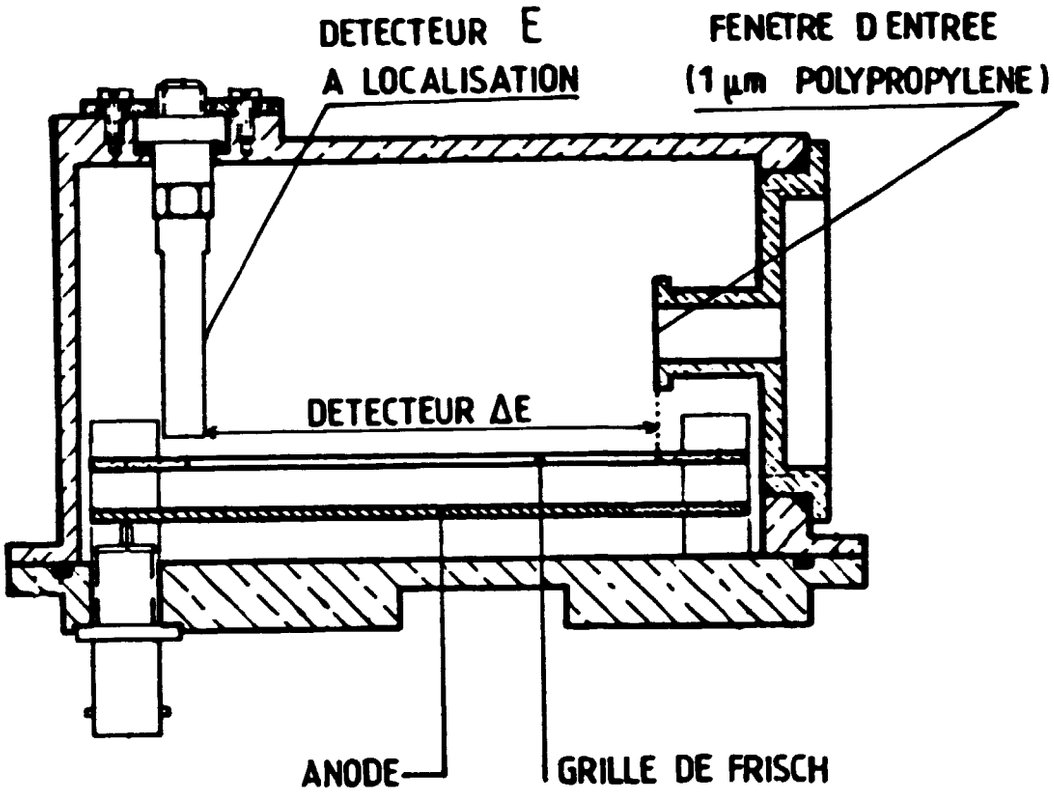
Ce détecteur télescope à localisation sera utilisé prochainement dans des expériences de diffusion d'ions ^{12}C et ^{16}O par les noyaux ^{24}Mg, ^{28}Si et ^{32}S.

* *Contrat spécial.*

REFERENCES

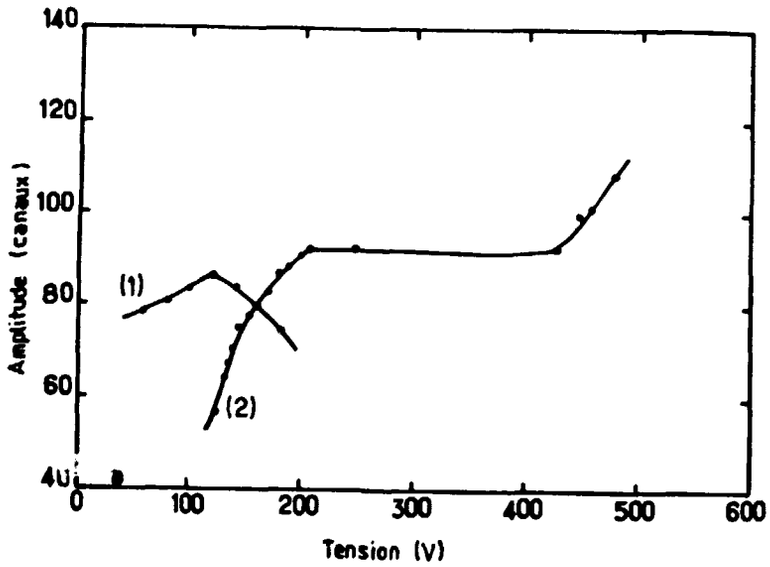
[1] - R.G. STOKSTAD, D.C. HENSLEY, A.H. SNELL, *Nucl. Inst. and Meth.* 141, *499 (1977).*

[2] - L. SINOPOLI, *(cf. Chapitre B-IV-1 de ce compte rendu).*



B-IV-6-FIGURE 1

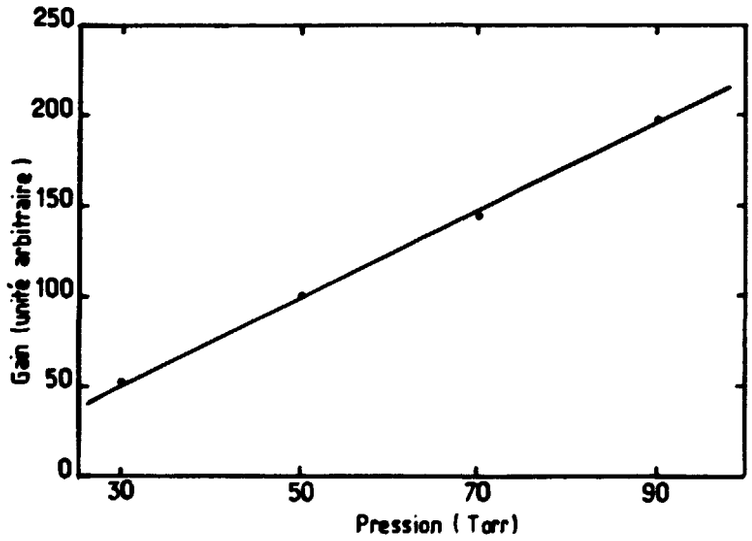
Plan du compteur télescope E - ΔE à localisation.



B-IV-6-FIGURE 2

Courbe 1 : Variations avec la tension grille (V_g) de l'amplitude du signal ΔE (.). La tension plaque V_p est 250 V. et la pression du gaz 50 Torr.

Courbe 2 : Variations avec la tension d'anode (V_p) de l'amplitude du signal ΔE. V_g est égal à 120 V et la pression du gaz est de 50 Torr.



B-IV-6-FIGURE 3

Variation de l'amplitude du signal ΔE en fonction de la pression du gaz de la chambre à ionisation.

PARTIE C :

THEORIE
ET
EVALUATION

C-I-EVALUATION DES DONNEES NUCLEAIRES

EVALUATION OF NUCLEAR DATA

C-I-1-Evaluation complète des sections efficaces neutroniques de ^{85}Rb et ^{87}Rb de 10^{-5} eV à 20 MeV (G. SIMON, A. PRINCE+, E. LALIE**, N. VERGES, D. THIERRY).

Complete cross section evaluation for ^{85}Rb and ^{87}Rb from 10^{-5} eV to 20 MeV.

The total, elastic, inelastic, capture, (n,p), (n,d), (n,t), (n,^{3}He), (n,α), (n,2n), (n,n'p), (n,n'α) cross sections have been evaluated for ^{85}Rb and ^{87}Rb in the 10^{-5} eV - 20 MeV energy range.

Ce travail résulte d'une collaboration entre le laboratoire de BROOHKAVEN (B.N.L.) et notre laboratoire (B.R.C.) . D'abord entrepris à BRUYERES-LE-CHATEL [1], il a ensuite été complété et mis en forme simultanément dans les deux laboratoires.

Après avoir réuni et exploité les données expérimentales disponibles, la nécessité de réaliser des calculs afin de fournir un jeu cohérent de sections efficaces sur la totalité de la gamme d'énergie étudiée (10^{-5} eV - 20 MeV) est vite apparue.

Ces calculs, basés sur le modèle statistique, exigent la connaissance des coefficients de transmission de neutrons qui ont été calculés dans le cadre du modèle optique sphérique.

Une paramétrisation du potentiel optique sphérique a d'abord été déterminée à l'aide du code SCAT2 [2] en suivant la méthode SPRT [3]. La section efficace totale utilisée pour cet ajustement est basée sur les résultats de COETZEE [4] entre 0,3 et 1,1 MeV et de FOSTER [5] de 2 à 15 MeV, résultats relatifs au rubidium naturel.

Pour ajuster au mieux les valeurs calculées de la section efficace totale sur les données expérimentales nous avons été amenés à choisir deux jeux de paramètres pour le potentiel neutron : jusqu'à 1,5 MeV nous avons utilisé un facteur de forme gaussien pour l'absorption de surface et un facteur de forme en dérivée de WOODS-SAXON de 1,5 MeV à 20 MeV ; les paramètres correspondants sont donnés dans la table 1 .

Les différentes sections efficaces ont ensuite été calculées à l'aide du code COMNUC [6] en utilisant ces deux jeux de paramètres. Pour certaines sections efficaces, essentiellement dans le cas de réactions avec deux particules émises, le code THRESH2 [7] a également été utilisé.

Les données finalement recommandées résultent d'une prise en compte à la fois des données expérimentales et des calculs. Pour chacun des deux isotopes nous avons évalué les sections efficaces totale*, élastique* et celles des réactions (n,2n), (n,n'α), (n,n'p), (n,γ)*, (n,p), (n,d), (n,t), (n,^{3}He), (n,α), la section efficace inélastique vers le continuum* et les sections efficaces inélastiques* vers les cinq premiers niveaux de ^{85}Rb et vers les 10 premiers niveaux de ^{87}Rb (ENDF/B IV ne donne que 3 niveaux pour ^{85}Rb et 2 pour ^{87}Rb) (les étoiles* indiquent l'existence de ces sections dans ENDF/B IV).

Les figures 1, 2 et 3 présentent respectivement la section efficace totale de ^{Nat}Rb, la section efficace de diffusion inélastique sur le premier niveau excité et la section efficace (n,2n) de ^{85}Rb. Sur ces figures les valeurs expérimentales, les valeurs calculées et nos valeurs recommandées sont comparées, lorsque cela est possible, avec les données ENDF/B IV.

Les distributions angulaires pour la diffusion élastique et les diffusions inélastiques sur les niveaux discrets ont été calculées avec le code COMNUC et caractérisées par les coefficients de leurs développements en polynômes de Legendre. La matrice de passage du système du centre de masse au système du laboratoire a été calculée par le code COMLAB [8].

Enfin, à l'aide du code SPEC5 [9], nous avons calculé les spectres en énergie des neutrons émis lors de la diffusion inélastique sur le continuum et lors de la réaction (n,2n). La figure 4 présente le spectre obtenu pour différentes énergies incidentes au cours de la réaction (n,2n).

Notons enfin que l'ensemble de cette évaluation, auquel nous avons adjoint les données relatives à la zone des résonances extraites des fichiers de ENDF/B IV (aucun résultat nouveau ne justifiant une révision de celles-ci), est actuellement présenté sous le format ENDF/B IV. Il sera bientôt converti en format ENDF/B V et fera l'objet d'une publication commune BNL - BRC.

+ *Collaborateur Temporaire Etranger, BROOKHAVEN (U.S.A.).*
** *Stagiaire Ecole Polytechnique Féminine.*

REFERENCES

[1] - E. LALIE, G. SIMON, C. PHILIS, *Note P2N-680/79, contient toutes les références des courbes C-I (1-2-3 et 4).*

[2] - O. BERSILLON, *communication privée (1979).*

[3] - J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY, *IAEA-190 (1976).*

[4] - N. COETZEE, E. BARNARD, *PEL 191, 43 (1969).*

[5] - D.G. FOSTER Jr., D.W. GLASGOW, *communication privée à CSISRS (1967) et Phys. Rev. C3, 576 (1971).*

[6] - C.L. DUNFORD, *AI AEC 12931 (1970).*

[7] - S. PEARLSTEIN, *Nucl. Sci. and Eng. 23, 238 (1965).*

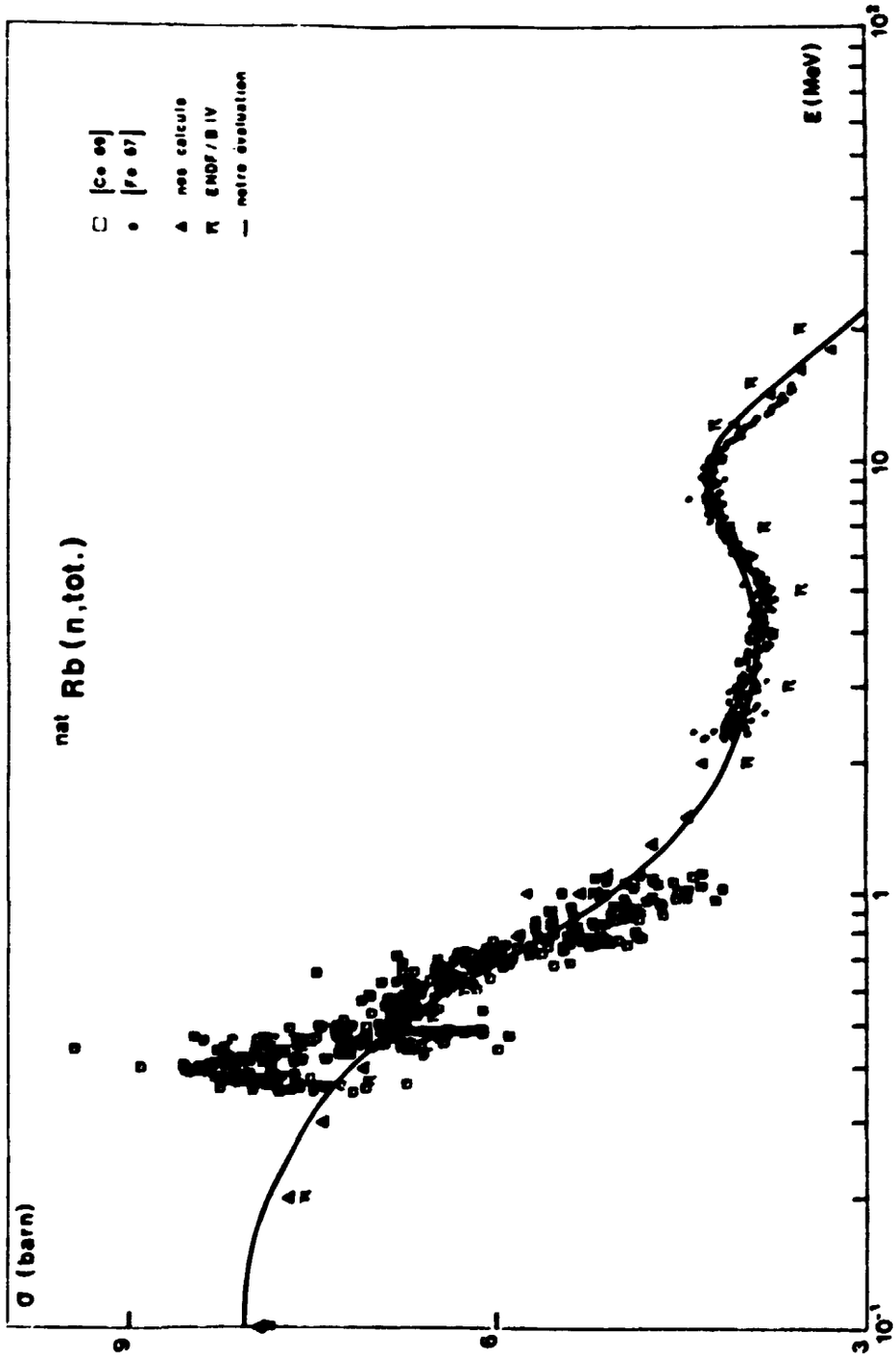
[8] - O. BERSILLON, R. PERRIER, *Note CEA-N-1993 (1977).*

[9] - SPEC 5, *ce compte rendu, Chap. C-II-5, et G. SIMON, à paraître (1980).*

paramètres	$E_n \leq 1,5$ MeV	$1,5 \leq E_n \leq 20$ MeV
$V_{(MeV)}$	46,0	$47,01 - 0,267E - 0,00113E^2$ (E en MeV)
$W_{I(MeV)}$	14,0	$9,52 - 0,053E$ (E en MeV)
$r_{(fm)}$	1,3	1,2814
$a_{(fm)}$	0,62	0,66
$r_{I(fm)}$	1,41	1,2465
$a_{I(fm)}$	0,5	0,48
$V_{SO(MeV)}$	7,0	7,0

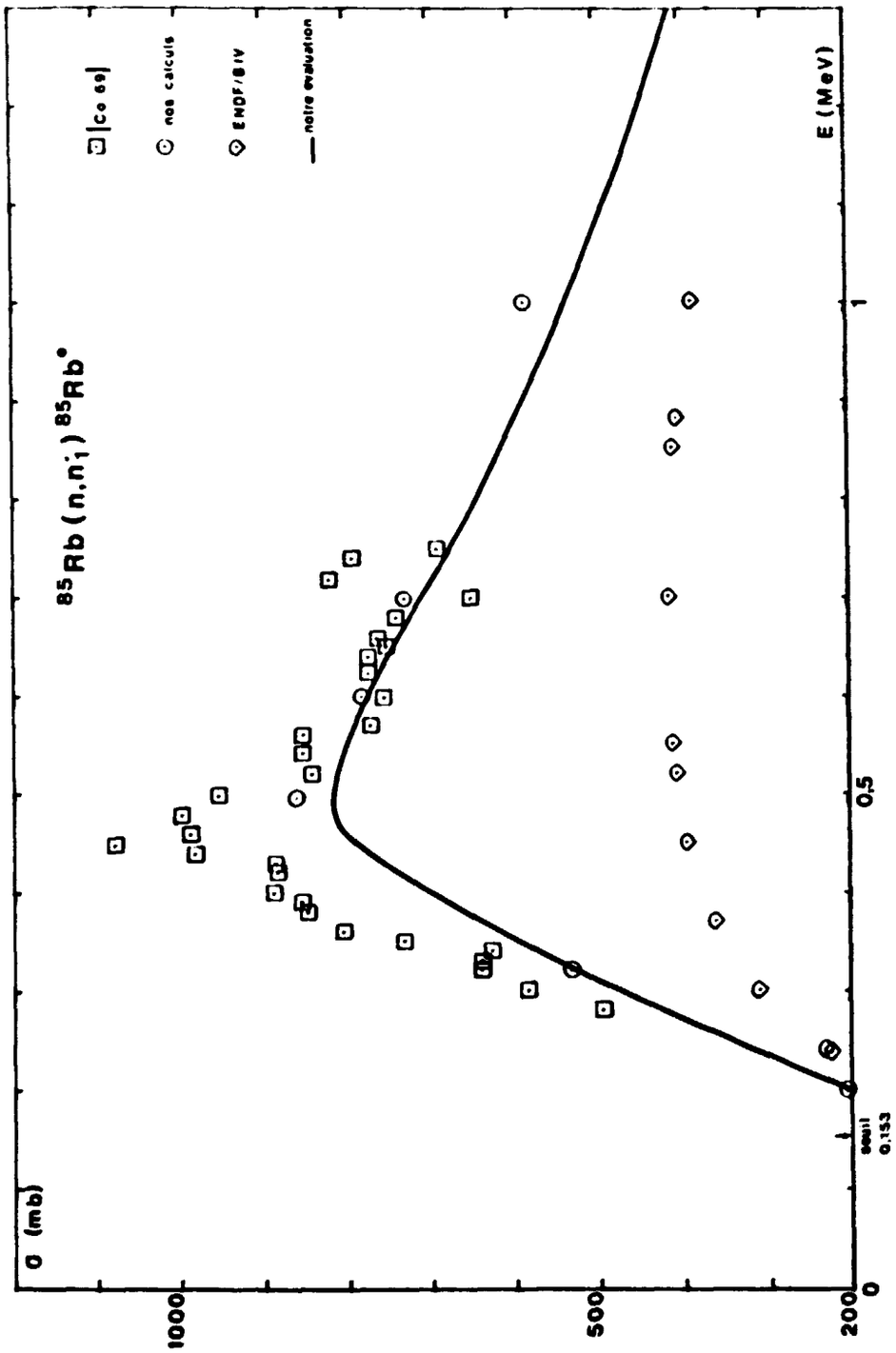
TABLE 1

Paramètres utilisés pour le potentiel optique sphérique du rubidium.



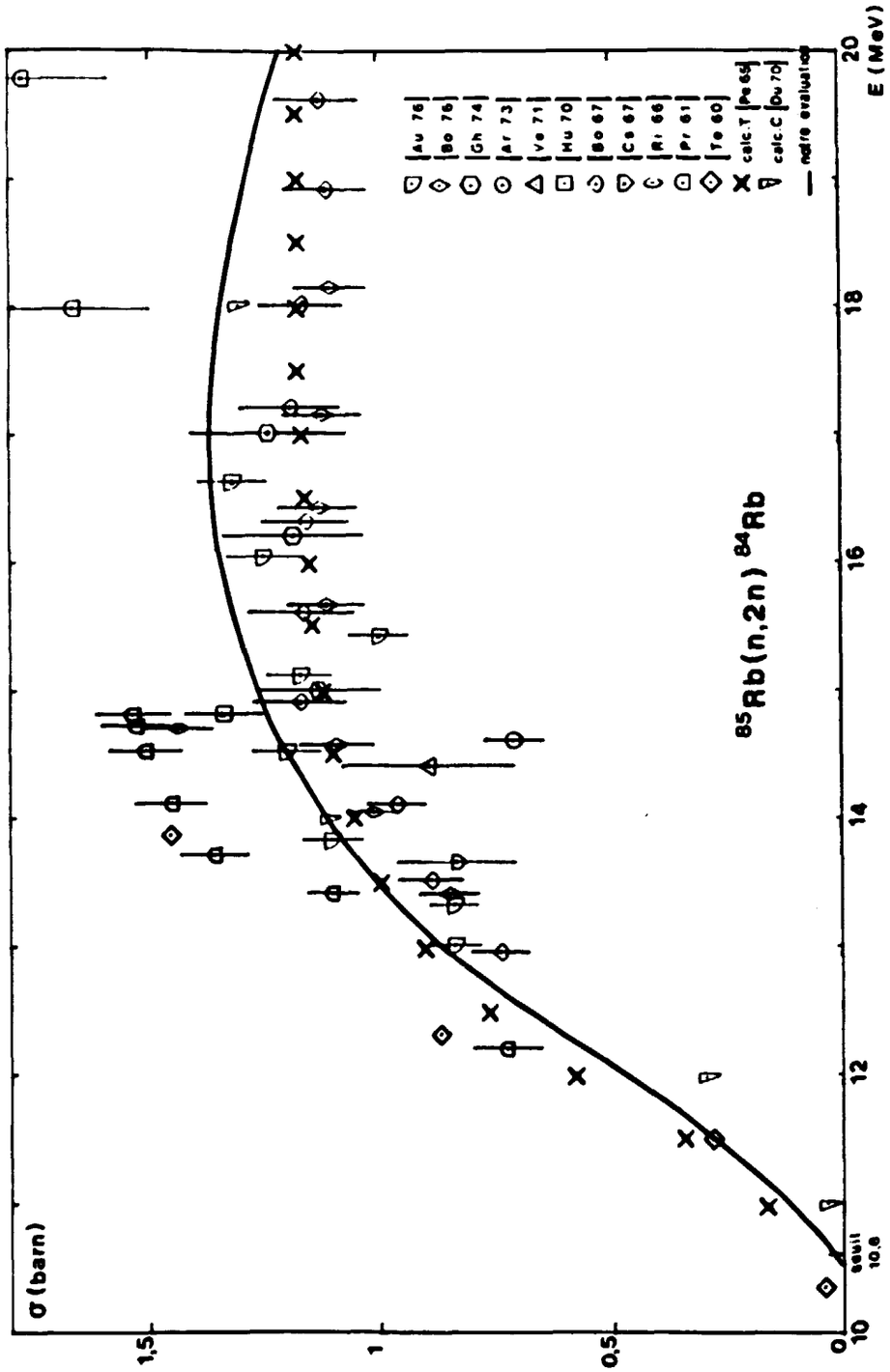
C-I-1-FIGURE 1

Section efficace totale de ^{Nat}Rb. Sur cette figure ont été portées les valeurs expérimentales et théoriques, ainsi que les données recommandées déduites de ENDF/B IV. La courbe en trait plein représente nos données recommandées.



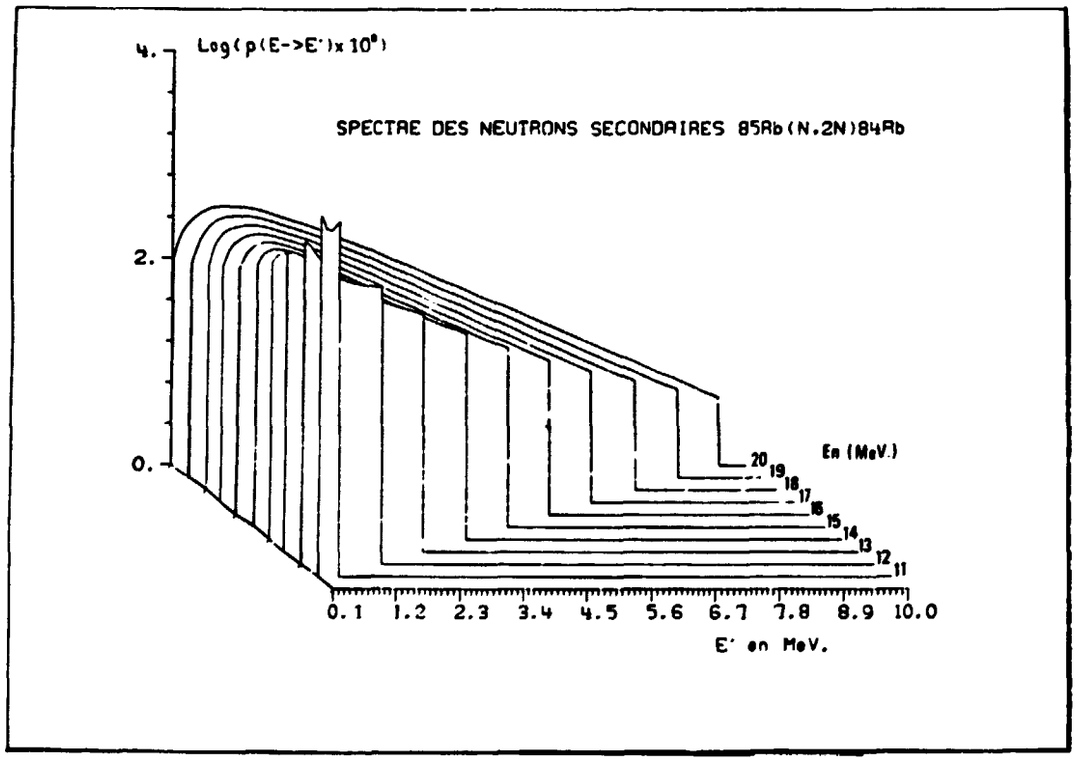
C-I-1-FIGURE 2

Section efficace de diffusion inélastique sur le niveau à 0,151 MeV de ^{85}Rb. Sur cette figure ont été portées les valeurs expérimentales, les données recommandées dans ENDF/B IV ainsi que les calculs re-normalisés. La courbe en trait plein représente nos données recommandées.



C-I-1-FIGURE 3

Section efficace de la réaction (n,2n) pour ^{85}Rb. Sur cette figure ont été portées les valeurs expérimentales ainsi que les calculs effectués par le code THRESH2 [7] et COMNUC [6]. La courbe en trait plein représente nos données recommandées.



C-I-1-FIGURE 4

Spectres des neutrons secondaires émis lors de la réaction $^{85}Rb(n,2n)^{84}Rb$ calculés avec le code SPEC 5 (cf. C-II-5) pour dix énergies de neutrons incidents.

C-I-2-Evaluation des sections efficaces de ^{241}Pu (O. BERSILLON, Ch. LAGRANGE, D. MADLAND*, C. PHILIS).

Evaluation of ^{241}Pu cross sections.

L'évaluation complète du ^{241}Pu a été amorcée lors des séjours de D. MADLAND dans notre laboratoire en Juin-Juillet 1979 et de Ch. LAGRANGE à LASL en Août-Septembre 1979.

Du fait de la pauvreté des données expérimentales, les sections efficaces totale, élastique, inélastiques directes et de réaction de ce noyau pair-impair seront très probablement calculées à l'aide d'un noyau fictif pair-pair selon la méthode préconisée par Ch. LAGRANGE. A l'heure actuelle deux jeux de paramètres pour le modèle en voies couplées sont disponibles et doivent être testés sur des noyaux voisins prochainement à B.III.

Une fois ces paramètres déterminés, le calcul des différentes sections efficaces composées doit se faire à B.III à l'aide du programme COMNUC jusqu'à une énergie incidente de l'ordre de 5 MeV (seuil de la réaction n,2n).

A plus haute énergie ces calculs se feront à LASL avec le programme GNASH qui fournira également les spectres de renvoi des neutrons. Doivent également se faire à LASL les calculs des rendements de fission et des spectres des neutrons de fission.

En ce qui concerne la zone des résonances résolues ($E_n \lesssim 100$ eV) il est convenu de se limiter pour l'instant à une comparaison et une sélection parmi les différentes évaluations existantes.

L'ensemble des résultats nécessaires à la constitution d'un fichier complet devrait être regroupé dans un délai d'un an.

* *Collaborateur Temporaire Etranger, LOS ALAMOS (U.S.A.).*

C-I-3-Evaluation de la section efficace $^{175}Lu(n,p)^{175}Yb$ (O. BERSILLON).

$^{175}Lu(n,p)^{175}Yb$ reaction cross section evaluation.

La section efficace de la réaction $^{175}Lu(n,p)^{175}Yb$, pour laquelle il n'existe actuellement que deux valeurs expérimentales autour de 14,7 MeV [1,2] a été calculée du seuil à 20 MeV à l'aide du code THRESH 2 [3] d'une part et du code AMALTHEE [4] d'autre part. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure 1 et comparés aux valeurs expérimentales ainsi qu'à l'évaluation ENDF/B IV, MAT = 1032. Cette dernière paraît peu crédible, car, si la valeur à 14 MeV est bonne (points de normalisation), la pente de la section efficace est trop faible compte tenu de la barrière coulombienne (~ 12 MeV). Les formes des courbes obtenues par THRESH 2 (dont les résultats sont divisés par 2) et AMALTHEE sont assez voisines et paraissent plus vraisemblables.

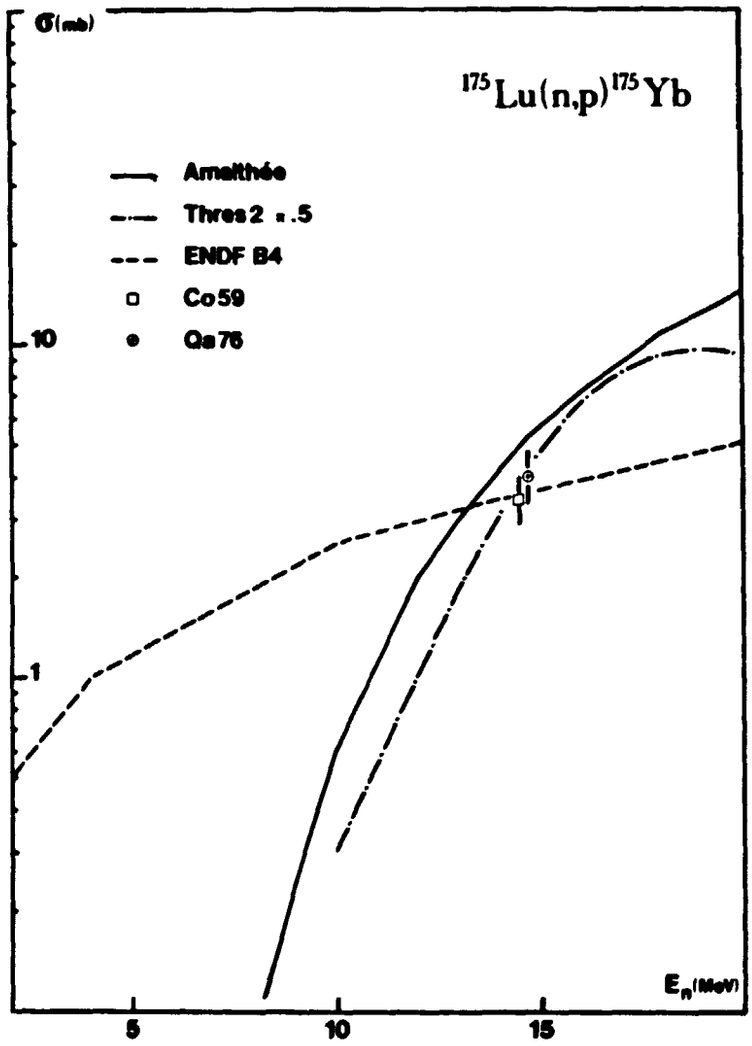
REFERENCES

[1] - R.F. COLEMAN et al., *Proc. Phys. Soc. 75 (1959) 215.*

[2] - S.M. QAIM et al., *Conf. Canterbury, (1971), p. 121.*

[3] - S. PEARLSTEIN, *J. Nucl. Energ. 27 (1972) 81.*

[4] - O. BERSILLON, L. FAUGERE, *NEANDC (E) 191 "L", (1977).*



C-I-3-FIGURE 1

Comparaison de différentes évaluations de la section efficace de la réaction $^{175}Lu(n,p)^{175}Yb$ et des valeurs expérimentales correspondantes.

C-II-TRAITEMENT DES DONNEES

DATA PROCESSING

C-II-1-Compilation de données spectroscopiques nucléaires (N. VERGES, O. BERSILLON, G. SIMON, D. THIERRY, C. PHILIS).

Compilation of nuclear spectroscopic data.

Afin d'effectuer les calculs de modèles nucléaires avec des valeurs récentes de données spectroscopiques (énergie des niveaux, spins, parités, période, énergie des rayonnements gamma, rapports de branchement), un fichier contenant ces données est régulièrement mis à jour . Avant d'être mis sur fichier disque, ces niveaux sont codés, en format BRC, et vérifiés par un programme qui les code dans le format du laboratoire de LASL. Assez régulièrement ces données sont échangées avec LASL. Le fichier contient actuellement 256 noyaux.

C-II-2-SYNOPSIS : outil interactif d'évaluation de données nucléaires (M. COLLIN, D. COTTEN, L. MATHIEU, O. BERSILLON, G. SIMON, C. PHILIS).

SYNOPSIS : an interactive system for nuclear data evaluation.

SYNOPSIS, an interactive system for nuclear data evaluation has been implemented on a Mitra 125 computer. ENDF and ENDL libraries have been fully stored on disk, KEDAK being the next. Most part of the routines needed to retrieve, display and compare evaluated data have been successfully tested.

Le système SYNOPSIS [1] se définit comme un ensemble de fichiers et programmes permettant le stockage et l'accès rapide :

. à n'importe quelles données évaluées publiées en tableau dans les bibliothèques internationales ENDF, ENDL, KEDAK,

. à n'importe quelles données expérimentales ou calculées, telles que les publie la Banque de Données de l'AEN ou selon un format quelconque défini par l'utilisateur.

La visualisation simultanée de plusieurs courbes lues dans ces fichiers et la possibilité de correction permettront l'établissement d'une bibliothèque propre à nos besoins, à partir d'une étude critique de toutes les données disponibles. La configuration de l'ensemble est représentée figure 1.

Cette année, un effort très important a été fait pour le développement de ce système, en particulier dans les domaines suivants :

1 - l'optimisation des procédures de stockage et d'accès,
2 - le changement des principales bibliothèques de données évaluées,
3 - la fabrication de programmes d'utilisation courante,
4 - le décodage physique des données au fur et à mesure des besoins,
5 - la construction du logiciel interactif.

1 - La procédure de stockage a été construite en vue des objectifs suivants :

a) minimiser la place sur disque par conversion en binaire après élimination des données redondantes (fin de carte),

b) limiter les tests en entrée ce qui permet d'accélérer le stockage et d'admettre divers formats d'entrée.

La rapidité d'accès a été notre objectif prioritaire lors de la conception du système.

La solution adoptée consiste à créer au stockage un fichier index contenant les références et l'adresse d'accès de chaque section. Cet index, une fois classé, permet par tri dichotomique, d'accéder à n'importe quelle section efficace stockée dans un volume de données équivalent à environ 30 Mø (~ 6 fois ENDF) en une quainzaine de lectures de l'index (t << 1 sec.).

2 - Les principales difficultés apparues lors du chargement, en particulier l'existence de duplicata dans les données, ont été résolues. La consultation des bibliothèques ENDF/B IV et ENDL/78 est possible depuis septembre 1979.

3 - Les programmes suivants sont opérationnels :

a) copie sur bande de l'évaluation complète sur une bibliothèque donnée d'un matériau donné (défini par Z,A). Le chaînage de plusieurs évaluations est possible.

b) copie sur bande d'une partie seulement de l'évaluation d'un matériau, en spécifiant les sections désirées.

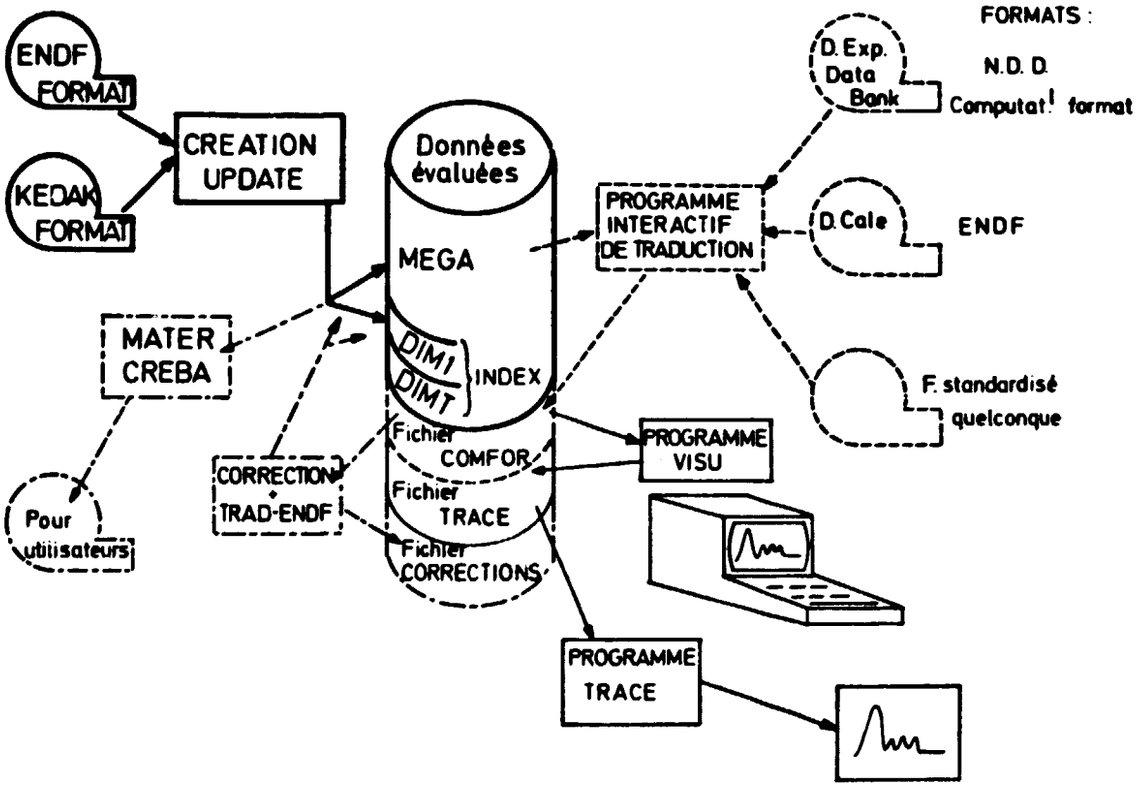
c) tracé d'une ou plusieurs courbes correspondant à des sections efficaces de plusieurs matériaux (éventuellement) issues de plusieurs bibliothèques de données expérimentales ou théoriques.

4 - Les travaux en cours nous ont conduit à écrire les sous-programmes de décodage physique des sections de la file 1 (ENDF/B IV).

5 - La version interactive du tracé (3 c) est en cours de test.

REFERENCE

[1] - M. COLLIN et al., *"SYNOPSIS, an interactive nuclear data evaluation file interface and maintenance system"*, *NEANDC(E) 207 L - INDC (FR) 37/L (1979)*.



C-II-2-FIGURE 1

Configuration de l'ensemble du système SYNOPSIS.

C-II-3-Traitement de données concernant H, C, N, O, Na, Pb (G. SIMON, R. PERRIER).

Data processing for H, C, N, O, Na, Pb.

We have calculated neutron-gamma group cross sections as well as multiplicities and abundances for ^{1}H, ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O, ^{23}Na, ^{nat}Pb, on the basis of ENDF/ B IV data.

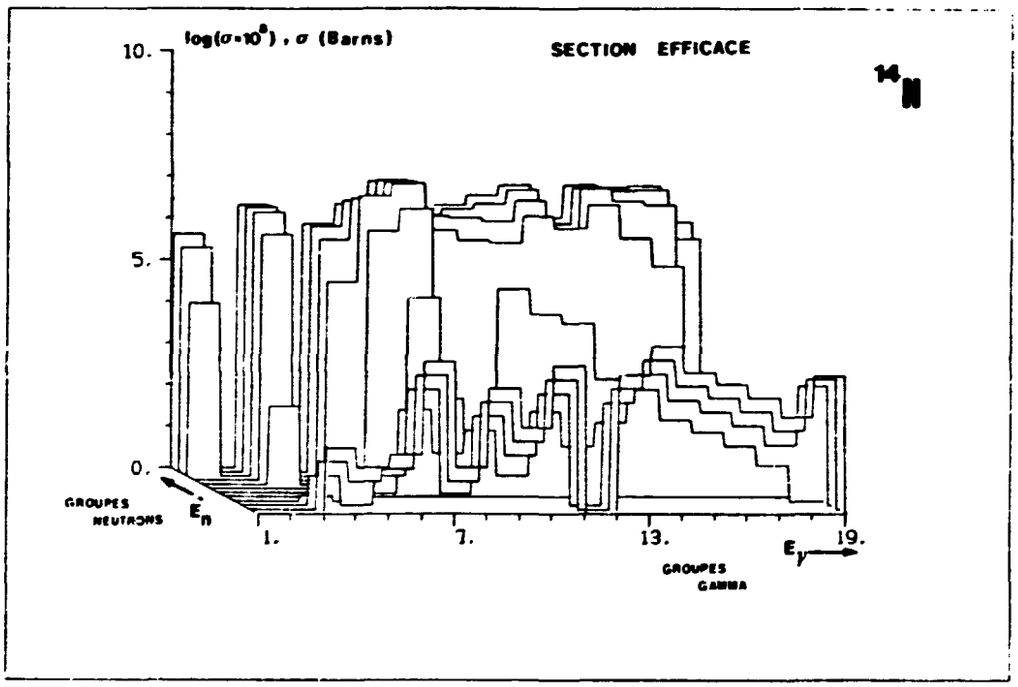
Nous avons effectué, dans le format ENDF et pour diverses voies de sorties des interactions de neutrons avec les cibles ^{1}H, ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O, ^{23}Na et ^{nat}Pb, une mise en groupes neutron-gamma des multiplicités gamma et des abondances relatives des raies gamma discrètes (12 groupes neutrons entre 3 keV et 14,2 MeV et 18 groupes gamma entre 10^{-5} eV et 11 MeV). Ces quantités ont été calculées à partir des données de base contenues dans les fichiers ENDF/B IV à l'aide du code EVGRP (Cf. Chapitre C-II-9).

La table 1 indique, pour chacun des éléments ou isotopes traités, les réactions prises en compte au cours du calcul.

Les figures 1 et 2 présentent pour ^{14}N respectivement la section efficace de production gamma et la multiplicité calculées.

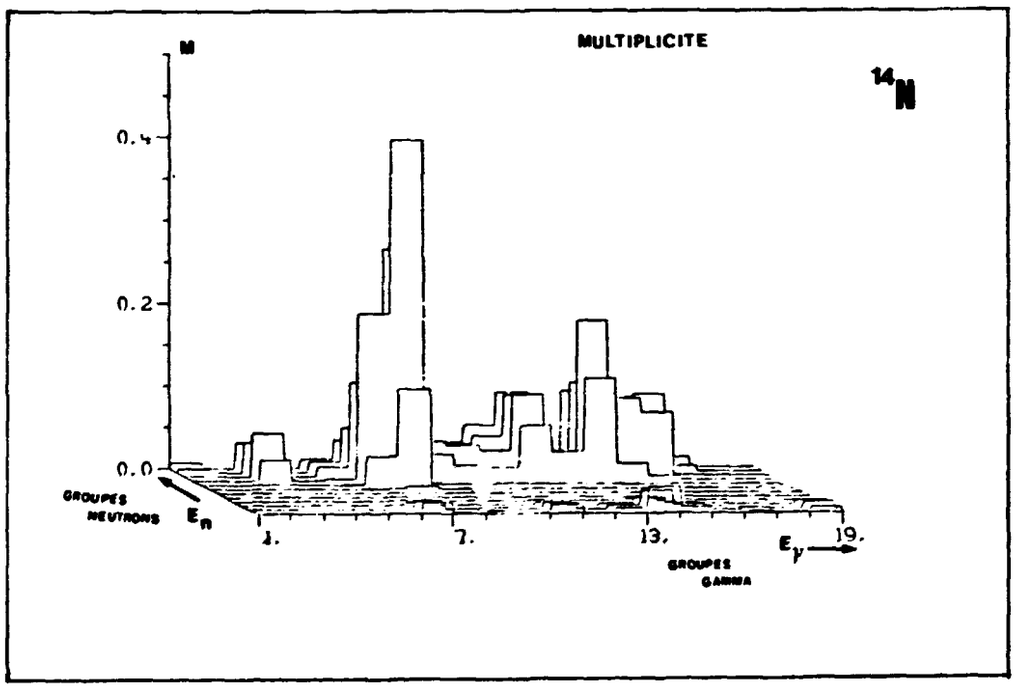
Elément ou isotope	Réactions prises en compte
^{14}N	(n,n') totale, (n,γ), (n,p), (n,d), (n,t), (n,α)
^{16}O	(n,n') totale, (n,n'α), (n,γ), (n,p), (n,α)
^{12}C	(n,n') 1° niveau, (n,γ)
^{1}H	(n,γ)
^{Nat}Pb	non élastique
^{23}Na	(n,n') pour les 18 premiers niveaux (n,n') sur continuum, (n,γ)

TABLE 1



C-II-3-FIGURE 1

Mise en groupe neutrons-gamma (18 gr. neutrons, 18 gr. gamma) de la section efficace de production des rayons gamma émis lors de l'interaction d'un neutron avec ^{14}N.



C-II-3-FIGURE 2

Mise en groupe neutrons-gamma (12 gr. neutrons, 18 gr. gamma) de la multiplicité des rayons gamma produits lors de l'interaction d'un neutron avec ^{14}N.

C-II-4-Spectres gamma émis par les produits de fission (M. COLLIN, O. BERSILLON, L. MATHIEU, D. THIERRY, C. PHILIS).

Fission product gamma spectra.

In order to calculate fission product gamma spectra emitted after fission, a set of generalized Bateman equations has been solved.

Un calcul théorique à l'aide de la formule de Bateman appliqué à l'ensemble des chaînes de fission (toutes les données sur les produits de fission tête de chaîne étant supposées connues et facilement accessibles) a été entrepris.

L'utilisation du système SYNOPSIS (cf. Chapitre C-II-2) nous a facilité la création d'un fichier "rendement de fission", contenant le nombre initial d'atomes de produits de fission dans les conditions données, et d'un fichier "schéma de désintégration" contenant les périodes et types de décroissance des nuclides à considérer.

Le traitement numérique proprement dit comporte la constitution d'une matrice A (1000, 1000) contenant environ 2000 valeurs non nulles, dont les valeurs propres et les vecteurs propres nous permettent le calcul de l'évolution des nuclides au cours du temps.

La détermination du spectre γ à un instant t est faite par exploitation de la librairie Blachot [1] par recherche des gamma émis par chaque nuclide dans ENDF/B V à l'aide de SYNOPSIS.

REFERENCE

[1] - J. BLACHOT, *Note CEA-N-1526 (1972).*

C-II-5-SPEC 5 : un code de calcul des distributions en énergie dans le laboratoire des neutrons secondaires émis au cours des réaction (n,n') et (n,2n) (G. SIMON).

SPEC 5 : a code for calculating secondary neutron energy distributions from (n,2n) and (n,n') reactions.

SPEC 5 is a code calculating in the LAB system the secondary neutron energy spectra from (n,2n) or (n,n') reactions. Angular distributions and energy spectrum in the residual nucleus referential are assumed to be known for each emitted neutron.

Le programme SPEC 5 permet de calculer, dans le système du laboratoire, le spectre en énergie des neutrons émis lors d'une réaction (n,2n) ou $(n,n'_{continuum})$, connaissant, dans les référentiels liés aux noyaux émetteurs en recul, le spectre en énergie et la distribution angulaire du ou de chacun des neutrons émis. Ce programme génère, dans le format ENDF, la file "5" correspondante, sortie pouvant alors être reprise par le code de traitement SPECT décrit dans ce même rapport (cf. Chapitre C-II-6).

Pour calculer le spectre en énergie des neutrons issus d'une réaction (n,2n), nous nous sommes basés sur la méthode présentée par G.R. ODETTE [1], en incluant la cinématique de la réaction. Afin de simplifier les calculs nous avons été amenés à faire les hypothèses suivantes :

- masse d'un noyau excité identique à celle du noyau dans l'état fondamental,
- une réaction (n,2n) procède en deux étapes : ${}^{A}_{Z}X(n,n'){}^{A}_{Z}X^{**}$ puis ${}^{A}_{Z}X^{**} \rightarrow n'' + {}^{A-1}_{Z}X^{*}$,
- les deux émissions neutroniques se font au même point.

Notons E_0, E_1, E_2 les énergies, dans le système du laboratoire, respectivement du neutron incident, du premier et du second neutron émis ; $\bar{\varphi}_1$ et $\bar{\varphi}_2$ les angles entre la direction de recul des noyaux émetteurs et celle du neutron émis (les quantités surmontées d'une barre sont relatives au système lié au noyau émetteur dont un axe est colinéaire à la direction de recul de ce noyau). La probabilité $P_1(E_1)dE_1$ pour que le premier neutron émis ait une énergie comprise entre E_1 et E_1+dE_1, et la probabilité $P_2(E_2)dE_2$ pour que le deuxième neutron émis ait une énergie comprise entre E_2 et $E_2 + dE_2$ se mettent sous la forme :

$$P_1(E_1) = \int_0^{\pi} d\bar{\varphi}_1 \, \mathcal{P}_1(\bar{E}_1) \, \mathcal{P}'_1(\bar{\varphi}_1)$$

$$P_2(E_2) = \int_0^{\bar{E}_{1max}} d\bar{E}_1 \left\{ \int_0^{\pi} d\bar{\varphi}_1 \left[\int_0^{\pi} d\bar{\varphi}_2 \, \mathcal{P}_2(\bar{E}_2) \, \mathcal{P}'_2(\bar{\varphi}_2) \right] \mathcal{P}'_1(\bar{\varphi}_1) \right\} \mathcal{P}_1(\bar{E}_1)$$

où $\mathcal{P}_i(\bar{E}_i)d\bar{E}_i$ est la probabilité pour que le $i^{è}$ neutron ait l'énergie $\bar{E}_i$ et $\mathcal{P}'_i(\bar{\varphi}_i)d\bar{\varphi}_i$ celle pour que le $i^{è}$ neutron soit émis dans la direction $\bar{\varphi}_i$,

avec :

$$\bar{E}_1 = g\,(E_1, \bar{\varphi}_1, E_o)$$

$$\bar{E}_2 = f\,(E_2, \bar{\varphi}_2, \bar{E}_1, \bar{\varphi}_1, E_o)$$

Actuellement ce programme est opérationnel sur MITRA 125 da d'une distribution isotrope et avec une loi d'évaporation.

Il a été utilisé, avec ces restrictions, pour générer les "files " 5, MT = 16 et 91, pour les isotopes cibles ^{85}Rb et ^{87}Rb (cf. Chapitre C-I-1).

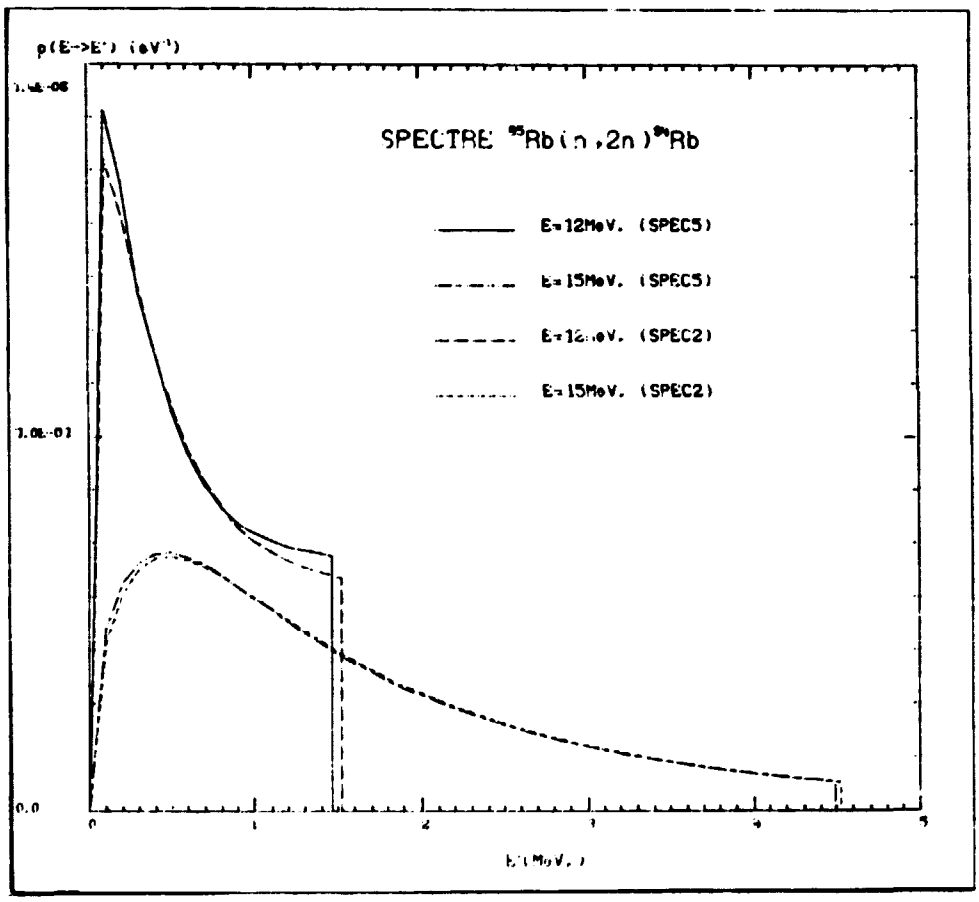
Le cas des distributions anisotropes sera très bientôt programmé.

La figure 1 compare, pour la réaction ^{85}Rb(n,2n)^{84}Rb et deux énergies incidentes (12 MeV et 15 MeV) le spectre obtenu par cette méthode à celui obtenu sans la prise en compte des effets de recul (code SPEC 2).

Comme nous pouvions le prévoir, la prise en compte de la cinématique de la réaction a pour effet de diminuer l'énergie maximale des neutrons secondaires et, dans cette gamme d'énergie, de favoriser légèrement les neutrons de basses énergies ainsi que ceux dont l'énergie est proche de l'énergie maximale. Nous notons de plus que cet effet s'amenuise bien lorsque l'énergie des neutrons incidents augmente.

REFERENCE

[1] - G.R. ODETTE, *Trans. Am. Soc. 45 (1972) 464.*



C-II-5-FIGURE 1

Comparaisons des spectres en énergie des neutrons secondaires émis lors de la réaction $^{85}Rb(n,2n)^{84}Rb$ calculés à l'aide des programmes SPEC 2 (sans effet de recul) et SPEC 5 (avec effet de recul), pour des neutrons incidents de 12 et 15 MeV.

C-II-6-SPECT : un programme de calcul de sections efficaces, différentielles en énergie, de production de neutrons secondaires à partir des données de fichiers ENDF/B (G. SIMON, E. LALIE*, R. PERRIER).

SPECT : a code to calculate differential energy cross sections of secondary neutron production from ENDF/B data files.

Le programme SPECT a été écrit afin de traiter les données de la "file" 5 des fichiers ENDF/B [1]. Il permet de calculer, pour une réaction productrice de neutrons, à des énergies incidentes et secondaires données, les sections efficaces différentielles :

$$\frac{d\sigma_i(E\to E')}{dE'} = m.\sigma_i(E) \ . \ p(E\to E')$$

avec : m : multiplicité des neutrons, c'est-à-dire nombre (moyen pour la fission) de neutrons émis au cours de la réaction considérée ; m dépend, dans le cas de réactions de fission, du nombre $\bar{\nu}$ déterminé en "file" 1,

$\sigma_i(E)$: section efficace de la réaction i pour l'énergie incidente E ; cette section est donnée en "file" 3 ou obtenue par combinaison des données des "files" 2 et 3 pour la réaction i,

$p(E\to E')$: distribution en énergie ou spectre des neutrons secondaires donné en "file" 5 et normalisée suivant :

$$\int_0^{E'_{max}} p(E\to E')\, dE' = 1$$

où E'_{max} est l'énergie maximale des neutrons secondaires.

Les distributions en énergie $p(E \to E')$ sont représentées sous forme de combinaison linéaire de différentes distributions partielles normalisées $f_k(E \to E')$ et se mettent sous la forme :

$$p(E \to E') = \sum_{k=1}^{NK} p_k(E)\, f_k(E \to E')$$

où $p_k(E)$ représente la contribution de la kième distribution partielle, pour l'énergie incidente E. Pour toute énergie incidente E nous avons la relation :

$$\sum_{k=1}^{NK} p_k(E) = 1$$

Pour un matériau et une réaction donnés, nous trouvons une sous-section (au sens de ENDF) pour chaque distribution partielle $f_k(E \to E')$. Ces distributions sont appelées lois, identifiées par un numéro (LF). Ces lois sont soit tabulées soit représentées par diverses formulations analytiques. Sept lois sont actuellement prises en compte.

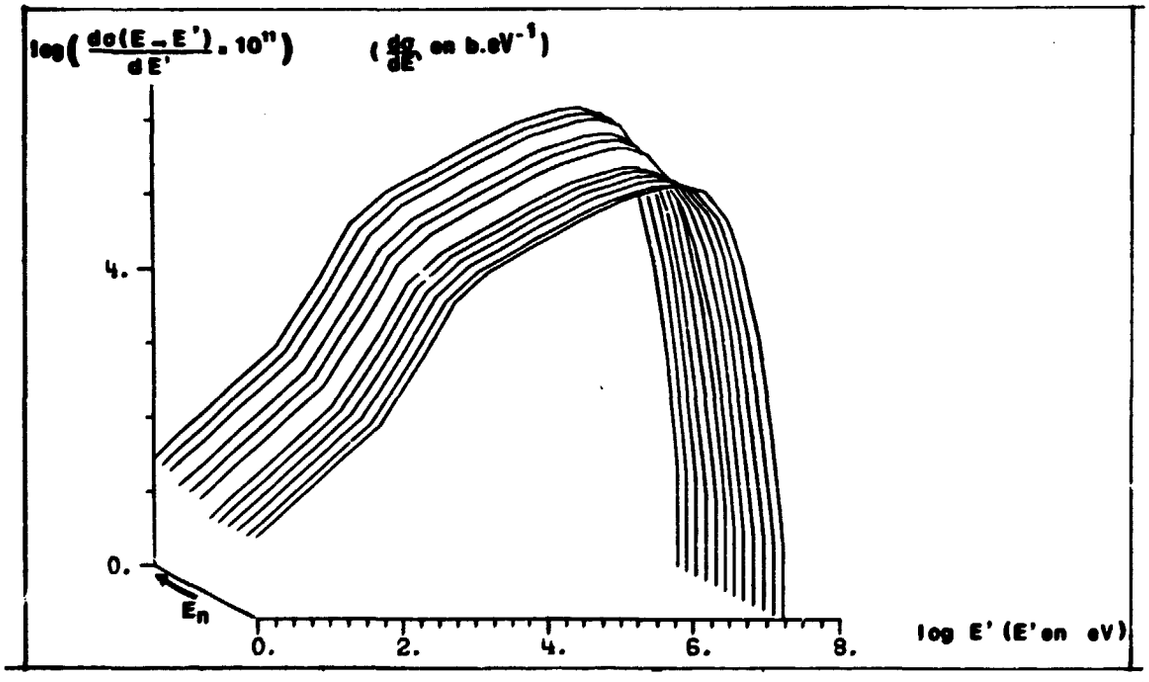
La structure très modulaire de ce programme, opérationnel sur MITRA 125, permet éventuellement l'introduction de nouvelles lois.

Le programme SPECT vient donc compléter les modules de traitement des données des fichiers ENDF. Comme illustration, nous présentons sur la figure 1 les sections efficaces différentielles de production des neutrons de fission de ^{234}U* pour 12 énergies incidentes.

* *Stagiaire, Ecole Polytechnique Féminine.*

REFERENCE

[1] - F. LALIE*, G. SIMON, C. PHILIS, *Note P2N-680/79, (1979).*



C-II-6-FIGURE 1

Sections efficaces différentielles de production des neutrons de fission de $^{234}U^*$, pour des neutrons incidents d'énergie : 0,12, 1,55, 3,25, 3,75, 4,5, 7, 7,5, 8, 14,5, 15 et 15,5 MeV.

C-II-7-Adaptation des pénétrabilités obtenues par un modèle en voies couplées (ECIS) à celles nécessaires à un code de modèle statistique (O. BERSILLON).

Adaptation of penetrabilities obtained from a coupled channel model (ECIS) to use in a statistical model code.

A routine to match the penetrabilities obtained from coupled channel calculations to those used in a statistical model has been checked and added to the ECIS code.

Un programme destiné à moyenner sur les spins J et parités π totales les coefficients de transmission $T_{\ell j}^{J\pi}$ calculés par le code ECIS [1] (calculs en voies couplées) a été écrit et vérifié. Les coefficients de transmission ainsi pondérés sont rendus directement utilisables comme données dans les programmes de calcul basés sur le modèle statistique.

Ce programme utilise en entrée l'ensemble des cartes perforées fourni par le code ECIS. Il faut noter qu'aucune modification du programme ECIS n'a été nécessaire.

REFERENCE

[1] - J. RAYNAL *(Saclay), communication privée.*

C-II-8-CDMLAB : un programme de transformation de distributions angulaires lors de changements de référentiels (O. BERSILLON, A. SCHETT*).

CDMLAB : a code to generate angular distributions from a referential to another.

Some methods have been worked out and tested in view to transforming an angular distribution from one referential to another.

Dans le cas où une distribution angulaire est définie par les coefficients de son développement en polynômes de Legendre, la transformation de ces coefficients lors des changements de référentiels centre de masse ⟷ laboratoire peut s'effectuer directement à l'aide d'une matrice de passage dont l'une des dimensions est théoriquement infinie. La précision et la stabilité numérique des différentes méthodes existantes pour calculer les éléments de cette matrice ont été testées et de nouvelles méthodes sont proposées. Par ailleurs des critères de limitation de la dimension infinie sont étudiés. La description détaillée de ces méthodes fera l'objet d'un rapport séparé.

* *Consultant étranger, VIENNE (Autriche).*

C-II-9-EVGRP : un code de traitement des "files" ENDF de production photonique (G. SIMON, R. PERRIER).

EVGRP : an ENDF photonic production processing code.

A code to calculate neutron-gamma group cross sections as well as multiplicities and abundances for a given material (or mixture) has been written to process ENDF data "files".

Ce programme permet de calculer, à partir des fichiers du type ENDF/B [1] :

- la section efficace σ_{ij} de production des photons ayant une énergie E_γ comprise entre $E_{\gamma,i}$ et $E_{\gamma,i+1}$, issus d'une ou de plusieurs réactions induites dans un "matériau" ou une combinaison de "matériaux" (par exemple : l'air) par un neutron ayant une énergie E_n comprise entre $E_{n,j}$ et $E_{n,j+1}$,

- la multiplicité M_{ij} de ces mêmes photons produits dans les mêmes conditions,

- la multiplicité M'_{ij} de ces mêmes photons rapportée à l'ensemble des interactions possibles induites par un neutron du groupe j,

- l'abondance A_{kij} de la raie k, du groupe gamma i et produite par l'interaction d'un neutron du groupe j.

Ce code, opérationnel sur CDC 7600, traite l'ensemble des options prévues dans les "files" de production photonique 12, 13 et 15.

REFERENCE

[1] - Data formats and procedures for the evaluated data files, ENDF BNL NCS 50496 (1975) et revision (1978).

C-II-10-Modifications du code AMPX1 (C. PHILIS, D. COTTEN).

Modifications in AMPX1 code.

Des modifications ont dû être apportées au code AMPX1 pour différentes raisons, en particulier :

- erreurs de traitement du module XLACS découvertes à l'occasion de comparaison de résultats avec le code APOLLO,

- après implantation du code sur 360-91, il a fallu modifier un grand nombre de sous-programmes pour l'implanter sur le 3033 à la CISI (erreurs de compilation dans le "FortranX extended"). Un nouveau "load module" a été créé et testé sur cette dernière machine.

C-II-11-Comparaison de quelques méthodes d'interpolation (O. BERSILLON, R. PERRIER)

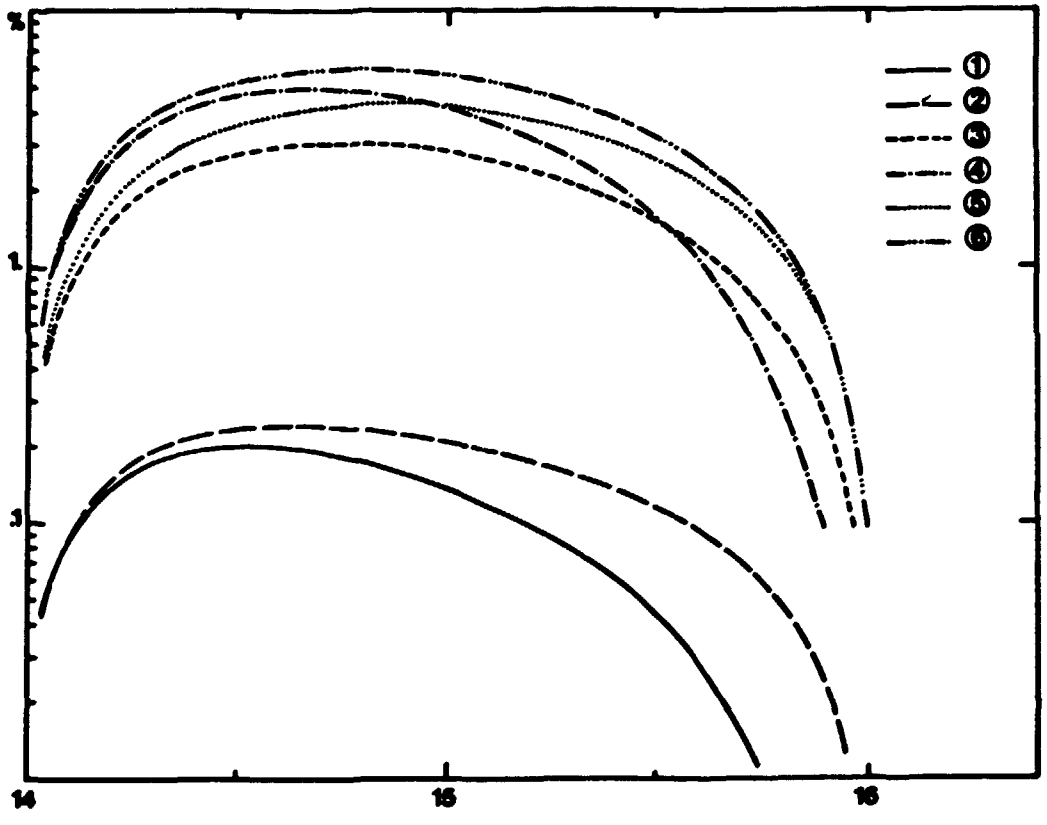
Comparison of some interpolation methods.

De multiples programmes font appel au cours du calcul à une méthode d'interpolation pour déterminer l'ordonnée d'une fonction tabulée correspondant à une abcisse non tabulée. Afin de réduire les erreurs dues à ce type de besoins, plusieurs méthodes d'interpolation, soit locales (centrées sur l'abcisse considérée), soit globales (utilisant toutes les valeurs tabulées), ont été comparées sur le même exemple numérique [1]. Il ressort de cette étude qu'une précaution indispensable, dans le cas où la fonction présente une grande dynamique de variation, est de transformer les données initiales (généralement par une transformation logarithmique des abcisses et/ou des ordonnées) pour réduire cette dynamique. Par ailleurs, il apparaît que la méthode locale proposée par AKIMA [1] semble donner, dans la majorité des situations envisagées, les meilleurs résultats (un exemple est donné sur la figure 1).

REFERENCES

[1] - O. BERSILLON, R. PERRIER, *Note PN-569/79 (1979).*

[2] - H. AKIMA, *J.A.C.M. 17 (1970) 589.*



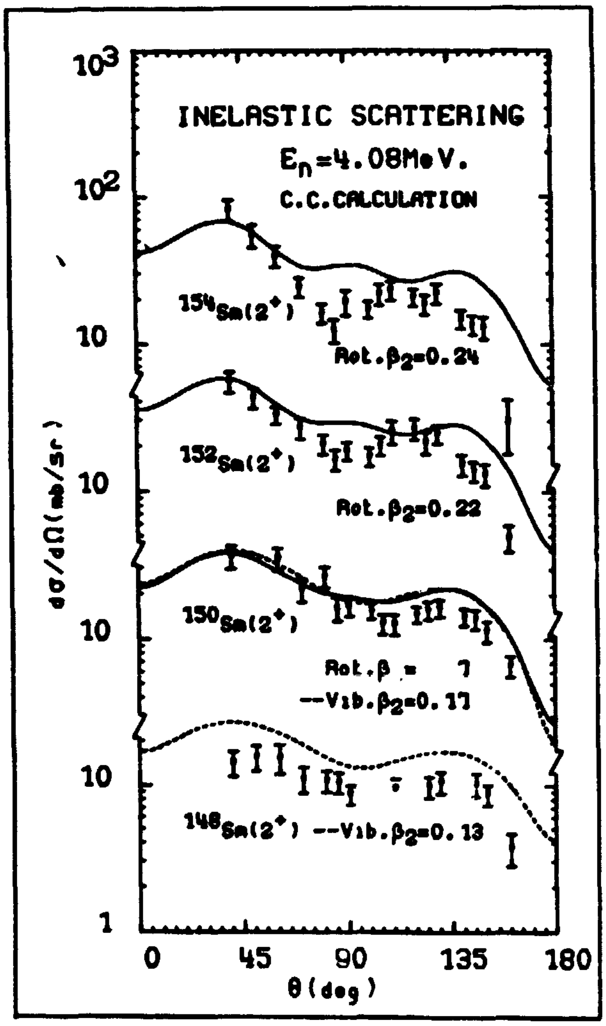
C-II-11-FIGURE 1

Ecarts en % entre la fonction $y = \left[1 + \exp\left(-\frac{x - 12}{0,375}\right)\right]^{-1}$ *et la fonction interpolée dans l'intervalle (14,16), en utilisant la transformation logarithmique des ordonnées, pour six méthodes d'interpolation différentes :*
① *AKIMA* [2], ② *deux points consécutifs,* ③ *splines cubiques,* ④ *osculatrice,* ⑤ *polynômes de Lagrange de degré 3,* ⑥ *splines optimaux* [1].

C-II-12-Adaptation sur MITRA 125 d'un ensemble de programmes de tracés (R. PERRIER).

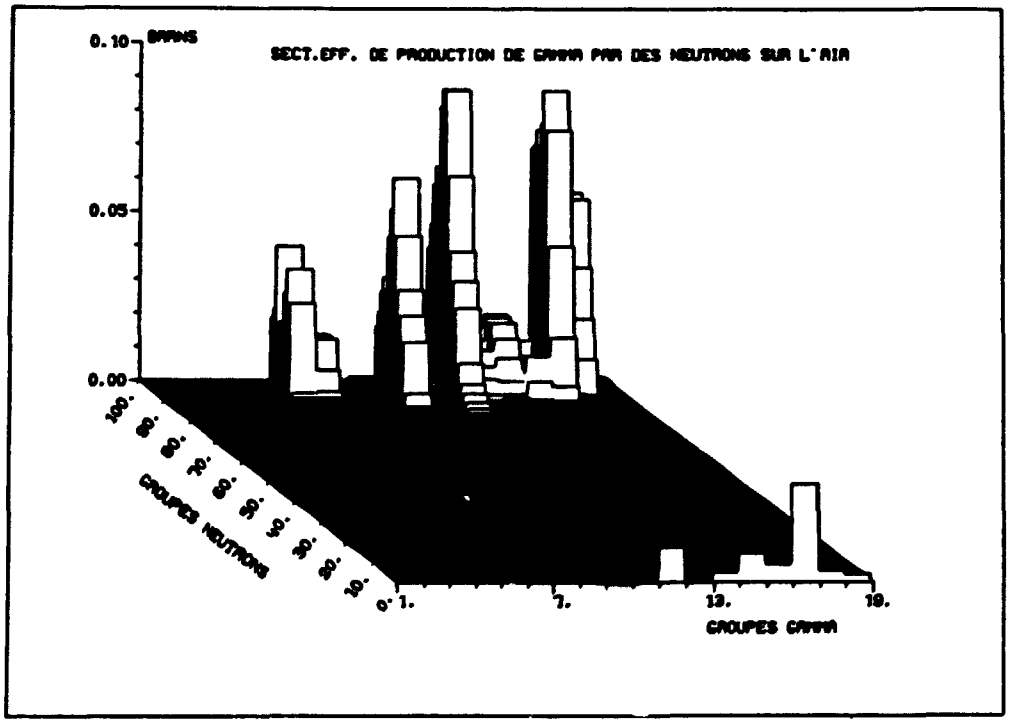
Implementation of a set of plotting routines on MITRA 125 computer.

Deux programmes "EVPLOT" et "EVMULT", le premier permettant le tracé d'histogrammes tridimensionnels et le second la superposition de courbes en vue de comparaisons de résultats théoriques ou expérimentaux de données nucléaires, ont été implantés sur le MITRA 125. L'ensemble des modules (BT) constituant ces deux programmes a été placé dans la biblliothèque "EVBT", ce qui facilite ainsi considérablement leur modification et leur utilisation. Les figures 1 et 2 donnent une idée des possibilités de ces deux programmes qui utilisent la bibliothèque graphique "TA-TB". Notons que cette implantation permettra de notables économies sur le plan financier.



C-II-12-FIGURE 1

Sections efficaces différentielles de diffusion inélastique des neutrons sur les isotopes du samarium.



C-II-12-FIGURE 2

Autre exemple des sorties de tracés implantées sur MITRA 125.

C-III-CALCULS DE DONNEES ET ETUDES DE MODELES NUCLEAIRES

CALCULATION OF DATA AND STUDY OF NUCLEAR MODELS

C-III-1-Sur le rôle des densités de niveaux dans le calcul par modèle statistique des réactions (n,γ), (n,n') et (n,2n) sur quelques isotopes de samarium. (J. JARY, J. FREHAUT).

Level density dependence of (n,γ), (n,n') and (n,2n) reaction cross sections for some samarium isotopes.

The level density dependence of the (n,γ), (n,n') and (n,2n) reaction cross sections for the deformed ^{154,153,152}Sm isotopes were studied using two forms of level densities and various parameter sets. For the reactions ^{154}Sm(n,2n) and ^{152}Sm(n,2n), it seems that a smooth variation of the level density parameters with excitation energy and mass number give a better agreement with the experimental results. The importance of the (n,γn') reaction is pointed out.

Les calculs ont été effectués en utilisant pour les densités de niveaux i) le formalisme de GILBERT et CAMERON [1] dans lequel les paramètres de densité de niveaux a, indépendants de l'énergie d'excitation, ont été déterminés d'une part par GRUPPELAAR [2], d'autre part par DELAROCHE et al. [3], et ii) le formalisme de IGNATYUK [4] dans lequel le paramètre a varie avec l'énergie d'excitation selon une loi "universelle" et tend vers une valeur asymptotique a_∞ pour les énergies d'excitation élevées. Ces différents paramètres sont donnés dans la table I. Les sections efficaces (n,n') et (n,2n) calculées avec ces différents jeux de paramètres sans tenir compte du prééquilibre afin de mettre mieux en évidence l'influence des densités de niveaux sont comparées aux résultats expérimentaux de J. FREHAUT sur les figures 1,2 et 3. Pour ^{154}Sm, la section efficace (n,2n) calculée avec les paramètres de GRUPPELAAR donne le meilleur accord avec les mesures. Cependant, les sections efficaces calculées pour les isotopes ^{153}Sm et ^{152}Sm font apparaître que le paramètre a de GRUPPELAAR pour ^{153}Sm est certainement trop grand comparé à ceux des isotopes voisins. En effet, la section

efficace $^{153}Sm(n,n')$ calculée par ce modèle avec les paramètres de GRUPPELAAR est anormalement élevée (500 mb à 14 MeV), de même que la section efficace $^{152}Sm(n,\gamma)$ (200 mb à 10 MeV). Les résultats obtenus à partir des paramètres de DELAROCHE ou d'IGNATYUK donnent des résultats équivalents pour ces calculs simples d'évaporation. Corrigés des effets du prééquilibre (figures 4 et 5) en prenant pour spectres d'émission des neutrons primaires des réactions $^{154}Sm(n,n')$ et $^{152}Sm(n,n')$ la forme déduite de l'analyse du spectre d'un noyau voisin [5], il semblerait que les densités de niveaux de IGNATYUK pour lesquelles les paramètres varient régulièrement en fonction du nombre de masse, donnent le meilleur accord général avec l'expérience pour ces deux isotopes. Cette étude est à poursuivre pour d'autres ensembles d'isotopes pairs et impairs.

Enfin, s'il est généralement admis qu'un modèle d'évaporation donne, à haute énergie, des sections efficaces (n,n') trop faibles et des sections efficaces (n,2n) trop fortes (d'environ 10% par rapport aux valeurs mesurées au plateau de la réaction (n,2n)) et que ces écarts sont dus à l'émission de prééquilibre, il faut cependant remarquer que cette émission n'est pas le seul mécanisme responsable de ces écarts. En effet, les réactions (n,γn') agissent dans le même sens que l'émission de prééquilibre, augmentant les sections efficaces (n,n') et diminuant les sections efficaces (n,2n). Des calculs préliminaires ont montré qu'à 13 MeV, la section efficace $^{153}Sm(n,2n)$ calculée par un modèle d'évaporation pouvait être abaissée d'environ 3% par la prise en compte des réactions (n,γn').

REFERENCES

[1] - A. GILBERT, A.G.W. CAMERON, *Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.*

[2] - H. GRUPPELAAR, *"Second advisory group meeting on fission product nuclear data" PETTEN, 5-9 Septembre 1977 - Netherlands.*

[3] - J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, *"Second advisory group meeting on fission product nuclear data", PETTEN, 5-9 Septembre 1977 - Netherlands.*

[4] - A.V. IGNATUYK et al., *Sov. J. Nucl. Phys. 21 n° 3 p. 255 (1975).*

[5] - C. BIRRATARI et al., *Nucl. Phys. A201 (1973) 579.*

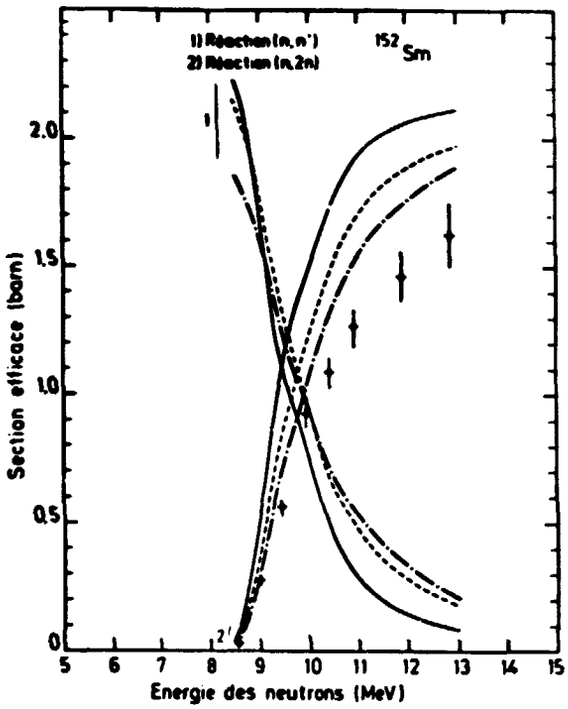
Isotopes du samarium	GRUPPELAAR [2]	DELAROCHE [3]	IGNATYUK [4]	
			$a(E^* = B_n)$	a_∞
155	23,66	20,58	19,17	22,356
154	22,8	21,061	18,84	22,22
153	25,63	22,348	18,24	22,08
152	24,23	21,200	18,28	21,95

E^* : énergie d'excitation du noyau.

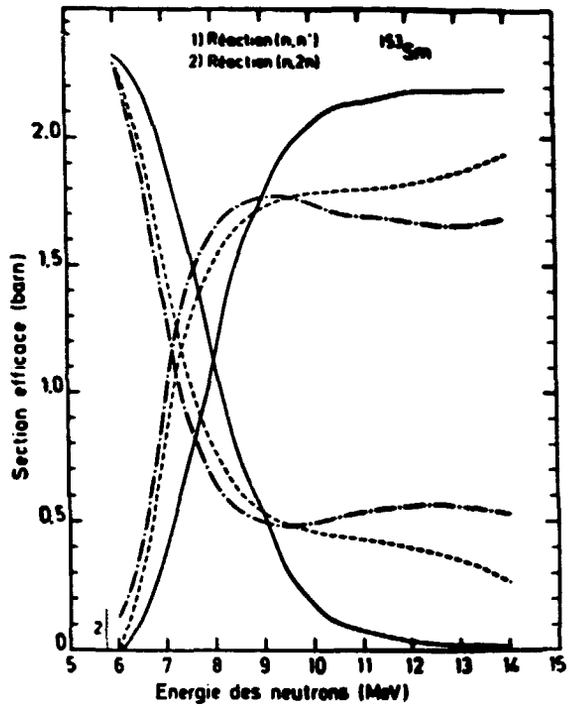
B_n : énergie de séparation d'un neutron.

TABLE 1

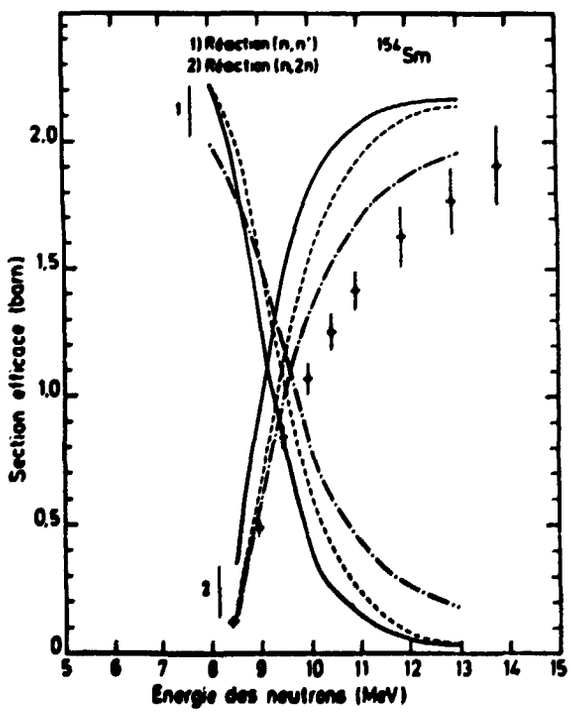
Paramètres de densité de niveaux a (en MeV^{-1}).



C-III-1-FIGURE 1

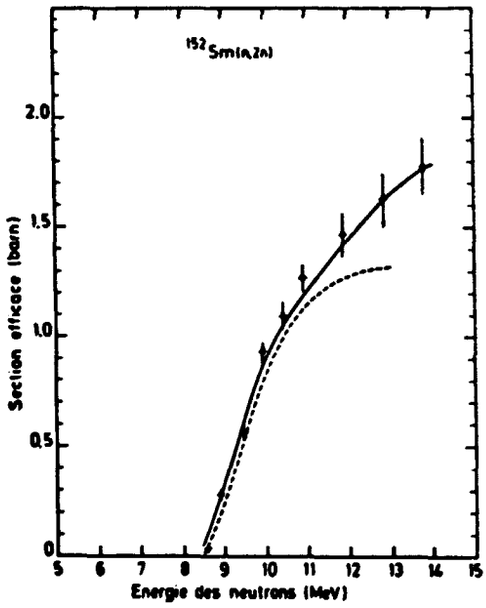


C-III-1-FIGURE 2

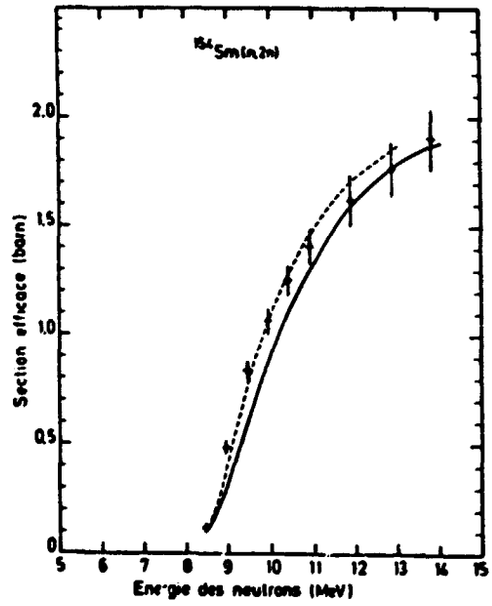


C-III-1-FIGURE 3

Sections efficaces (n,n') et (n,2n) des isotopes de samarium :
+ mesures de J. FREHAUT.
Les valeurs calculées, sans correction de prééquilibre, utilisent les densités de niveau de IGNATUYK (——), celles de GILBERT et CAMERON avec les paramètres a de GRUPPELAAR (.-), et celles de GILBERT et CAMERON avec les paramètres de DELAROCHE (...).



C-III-1-FIGURE 4



C-III-1-FIGURE 5

Sections efficaces (n,2n) des samarium 154 et 152.
+ mesures de J. FREHAUT . Les sections efficaces calculées avec corrections de préequilibre utilisent les densités de niveaux de IGNATUYK (——), ou celles de GILBERT et CAMERON avec les paramètres de DELAROCHE (------).

C-III-2-Calcul des rapports isomériques des réactions (n,xn), (n,p) (n,α)

(J. JARY, Ch. LACOUT*).

Isomeric ratios of (n,xn) and (n,α) reactions.

Cross sections and isomeric ratios of (n,xn), (n,p) and (n,α) reactions are calculated using a spin dependent statistical model (code MANIX). Some results are given for the reaction $^{197}Au(n,2n)$. The value of the spin cut-off parameter given by FACCHINI [5] is preferred as a result from comparison between measured and calculated isomeric ratios.

Les sections efficaces et les rapports isomériques des réactions (n,xn), (n,p) et (n,α) ont été calculés [1] par un modèle statistique tenant compte de la conservation du spin et de la parité. Dans le programme MANIX écrit pour ce modèle, le noyau composé formé par la cible et le neutron incident peut se désexciter en émettant des neutrons, des protons, des particules α et des rayons γ. Les pénétrabilités de particules nécessaires au calcul sont obtenues par un modèle optique,en voies couplées ou sphérique pour les nucléons selon que la cible considérée est ou non déformée [2]. Les densités de niveaux du continuum sont celles d'un gaz de Fermi traitées dans le formalisme de GILBERT et CAMERON [3] avec un raccordement optimal aux niveaux discrets connus. Ce programme peut être facilement adapté au calcul des sections efficaces et des rapports isomériques des réactions de capture radiative ainsi que des réactions dans lesquelles la particule incidente est un proton, un deuton, un triton ou une particule alpha. Les résultats obtenus pour $^{197}Au(n,2n)^{196}Au$ sont donnés sur les figures 1 à 5 [4]. Six niveaux seulement de ^{196}Au étant connus [5], les rapports isomériques sont fortement influencés par le continuum et sont donc sujets à des incertitudes. La figure 5 représente la variation des rapports isomériques en fonction du paramètre de cut-off de spin σ (K est le facteur multiplicatif de la valeur de référence de σ donnée par GILBERT et CAMERON [3]). Il apparaît que la valeur empirique préconisée par FACCHINI [6] et représentée par la droite verticale d'abcisse K = 1,28 donne un meilleur accord avec les résultats expérimentaux [4].

* *Stagiaire, Ecole Polytechnique Féminine.*

REFERENCES

[1] - J. JARY, Ch. LACOUT, *Note CN-447/79 (Mai 1979).*

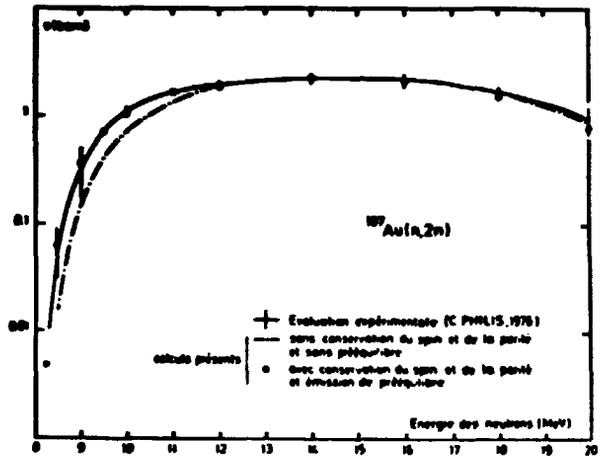
[2] - Ch. LAGRANGE et al., *CEA-CONF-3003 (KIEV 1975).*

[3] - A. GILBERT, A.G.W. CAMERON, *Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.*

[4] - S.K. MANGAL et al., *Nucl. Phys. 69 (1965) 158.*
- G.N. FLEROV et al., *Sov. J. Nucl. Phys. 6 (1968) 12.*
- D.M. ZELLERMAYER et al., *Phys. Rev. C6 (1972) 315.*
- N. BÜGET, *Nucl. Inst. Methods 146 (1977) 539.*

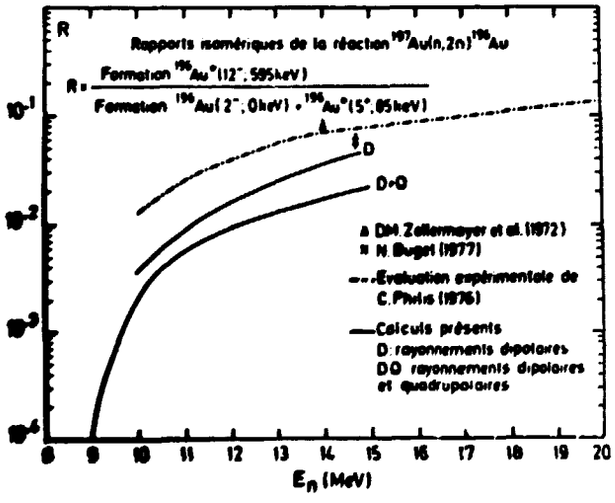
[5] - Nuclear level schemes A = 45 through A = 257 from Nuclear Data Sheets (1973).

[6] - U. FACCHINI et al., *Energia Nucleare 15 (1968) 54.*



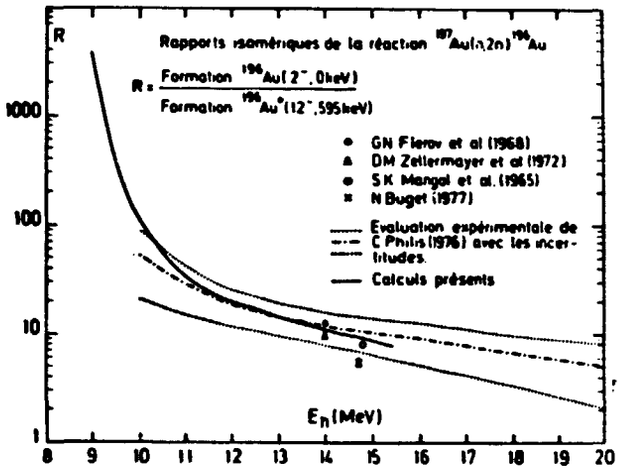
C-III-2-FIGURE 1

Sections efficaçes de la réaction ^{197}Au(n,2n) calculées sous différentes hypothèses.



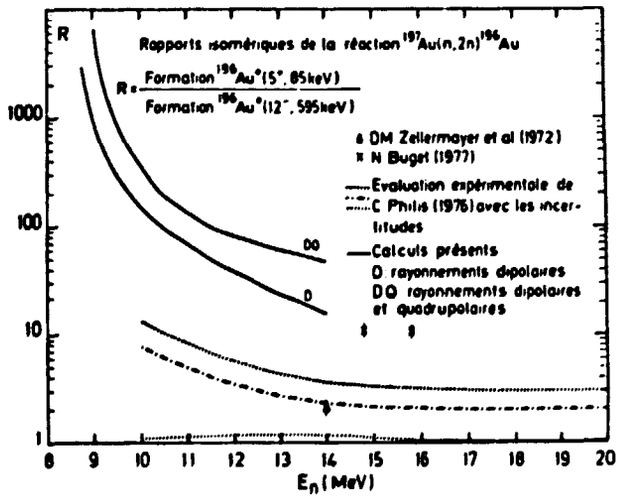
C-III-2-FIGURE 2

Calculs de divers rapports isomériques dans la réaction ^{197}Au(n,2n)^{196}Au* en fonction de l'énergie incidente, et comparaisons avec quelques valeurs expérimentales.



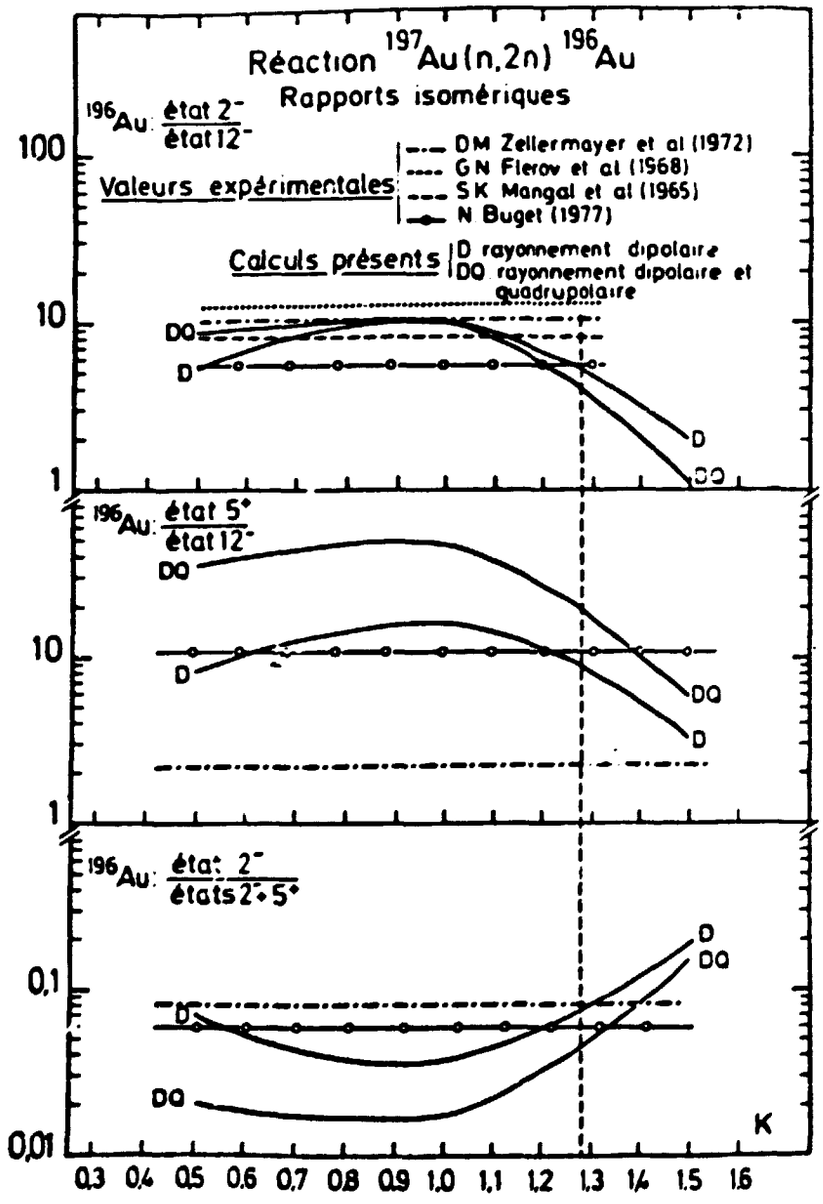
Calculs de divers rapports isomériques dans la réaction $^{197}Au(n,2n)^{196}Au^*$ en fonction de l'énergie incidente, et comparaisons avec quelques valeurs expérimentales.

C-III-2-FIGURE 3



Calculs de divers rapports isomériques dans la réaction $^{197}Au(n,2n)^{194}Au^*$ en fonction de l'énergie incidente, et comparaisons avec quelques valeurs expérimentales.

C-III-2-FIGURE 4



C-III-2-FIGURE 5

Rapports isomériques dans la réaction $^{197}Au(n,2n)^{196}Au$ calculés en fonction du paramètre de cut-off de spin (cf. texte), et comparaisons théorie-expérience.

C-III-3-Recherche des déformations héxacontatétrapolaires (β_6) par la diffusion des neutrons. (J.P. DELAROCHE).

Search for hexacontatetrapolar (β_6) deformations from neutron scattering.

It is argued that the inclusion of β_6 deformation in model analyses might lead to improve the fits on some specific neutron cross sections.

A l'aide de la méthode SPRT [1] on rend généralement bien compte, pour les noyaux étudiés jusqu'ici, de l'ensemble des sections efficaces analysées. La méthode conduit à une paramétrisation globale du potentiel optique. Il arrive cependant que pour certains noyaux déformés l'on constate une légère "défaillance" dans la reproduction par le calcul de certains résultats expérimentaux. On peut, par exemple, trouver une légère tendance du calcul à surestimer les valeurs d'une distribution angulaire de diffusion inélastique $\sigma(2^+)$ et en même temps sous-estimer la distribution angulaire $\sigma(4^+)$, et cela pour plusieurs valeurs de l'énergie incidente. Cette "défaillance" ne peut généralement pas être minimisée sans par ailleurs détruire l'accord global initialement obtenu. Dans ces cas précis, où l'on ne voit pas comment améliorer la paramétrisation globale du potentiel, on peut se demander si le modèle lui-même doit être remis en cause, ou bien si les écarts constatés sont liés à une grandeur physique dont la représentation dans le cadre convertionnel du modèle optique a été sous-estimée ou simplement négligée . Nous avons seulement tenté d'apporter un élément de réponse à la seconde interrogation en étudiant les possibles effets des déformations β_6 sur le calcul des diverses sections efficaces. Nous savons par avance que c'est une entreprise délicate car les valeurs de β_6 sont probablement faibles [2,3]. Il faut donc s'attendre à ce que, a priori, les effets de β_6 soient petits, mais ils sont précisément de l'ordre de grandeur des écarts que l'on cherche à minimiser.

Les noyaux choisis pour cette étude qualitative sont les isotopes du tungstène. NILSSON et al. [2] ont montré que dans la région de masse A = 160-190 les paramètres de déformation d'ordre 6 pouvaient atteindre des valeurs : $\beta_6 \approx$ - 0,020. Des calculs en voies couplées ont été effectués en tenant compte des

valeurs possibles de β_6 ($\beta_6 < 0$) dans cette région de masse. Ils ont permis effectivement d'améliorer l'accord entre les calculs et les valeurs expérimentales de la section efficace totale pour des neutrons incidents d'énergie $\lesssim$ 500 keV et d'améliorer aussi les résultats obtenus dans l'analyse des distributions angulaires de diffusion inélastique qui ont été mesurées dans ce laboratoire à 3,40 MeV. Ces résultats préliminaires sont encourageants. Ils ouvrent la perspective d'une amélioration des analyses de certains résultats expérimentaux grâce à la prise en compte de déformation supplémentaire - β_6 - dont la signification paraissait souvent "non physique" et l'importance comme assez secondaire.

REFERENCES

[1] - J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE, J. SALVY, *IAEA-190 (1976), Vol. II, p. 251.*

[2] - S.G. NILSSON et al., *Nucl. Phys.* A131, *1 (1969).*

[3] - D. GOGNY, M. GIROD, *communication privée.*

C-III-4-Evaluation du potentiel optique neutron-noyau à partir de données de diffusion élastique et inélastique de protons : cas des isotopes de l'ytterbium (J.P. DELAROCHE).

Evaluation of neutron optical potential from proton elastic and inelastic scattering data : application to Yb isotopes.

It is argued that a reliable neutron optical potential can be deduced from proton scattering data in case when neutron data for the same target nucleus are rather scarce.

La détermination du potentiel optique neutron-noyau est habituellement réalisée dans ce laboratoire à partir des données neutroniques disponibles selon la méthode SPRT [1]. Cette méthode qui a été utilisée dans la région de masses A = 80 - 242, conduit généralement à des prévisions raisonnables pour les sections efficaces de diffusion $\sigma(n,n)$, $\sigma(n,n')$ et totale σ_T sur une grande gamme d'énergie E (10 keV $\lesssim$ E $\lesssim$ 20 MeV). Dans le cadre du modèle de LANE pour le potentiel optique, cette méthode a conduit aussi à une prédiction raisonnable, dans les cas étudiés, des sections efficaces de diffusion de protons $\sigma(p,p)$ et $\sigma(p,p')$ au voisinage de la barrière coulombienne et au-delà. Quand le potentiel optique neutron-noyau est estimé être assez bien déterminé, les sections efficaces de diffusion de proton servent ainsi, du point de vue de l'évaluation, à vérifier le bien fondé de la paramétrisation adoptée.

Il existe cependant des cas où les données de diffusion de neutron sont très insuffisantes et ne permettent pas de déterminer de façon satisfaisante le potentiel optique. Quand cette situation se présente il peut être intéressant de déterminer le potentiel optique en se basant essentiellement sur les sections efficaces de diffusion de proton quand elles ont été mesurées. Ce genre d'étude a été entrepris pour les isotopes de l'ytterbium. Les sections efficaces disponibles étaient les suivantes :

* ^{176}Yb : $\sigma(p,p)$ et $\sigma(p,p')$ aux énergies de 16, 19 et 35 MeV (Réfs. [2,3,4]
* ^{174}Yb et ^{172}Yb : $\sigma(p,p)$ et $\sigma(p,p')$ à 16 MeV (Réf. [2]).

* ^{Nat}Yb : section efficace totale σ_T pour des énergies incidentes [5-7] comprises entre 10 keV et 15 MeV.

* Pour tous les isotopes : fonctions densité S_0 et rayons de diffusion potentielle R' [8].

La recherche des paramètres du potentiel optique proton-noyau s'est faite à partir des paramètres précédemment obtenus dans l'analyse de la diffusion des nucléons par les isotopes voisins du tungstène [9]. Ainsi on a été amené à modifier légèrement ces paramètres en tenant compte des critères suivants :

a) grande snsibilité des distributions angulaires calculées aux variations de tous les paramètres du modèle optique, pour l'énergie incidente E = 35 MeV. C'est la raison pour laquelle le plus grand soin a été porté à l'analyse des distributions angulaires de diffusion élastique et inélastique mesurées [4] à cette énergie. Les données de diffusion (p,p) et (p,p') disponibles [2,3] à 16 et 19 MeV n'ont essentiellement servi qu'à vérifier la géométrie du potentiel déterminée à 35 MeV.

b) prise en compte de la compétition absorption de volume-absorption de surface dont les effets sont sensibles à l'énergie incidente E = 35 MeV.

Dans cette étude il est apparu clairement que la variation avec l'énergie du potentiel réel ne suit pas une loi linéaire. La non prise en compte d'un terme quadratique en énergie conduirait à une variation "pathologique" en énergie de ce potentiel. Par ailleurs l'analyse en moindres carrés des distributions angulaires disponibles à 35 MeV a permis de lever en grande partie les ambiguïtés entre les termes d'absorption de surface et de spin-orbite.

La figure 1 présente les résultats de cette étude finalement obtenus pour la section efficace neutronique totale de l'ytterbium naturel. La variation en énergie de σ_T est bien reproduite. Cet accord est encourageant car en l'absence d'autres résultats expérimentaux, il autorise à penser que le potentiel optique neutronique obtenu est raisonnable en vue de la prévision des sections efficaces relatives aux isotopes de l'ytterbium.

REFERENCES

[1] - J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGER, J. SALVY, *dans Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, IAEA-190 (1976), Vol. II, p. 251.*

[2] - T. KRUSE et al., *Nucl. Phys.* A169, *177 (1971).*

[3] - M.A. DOTHOUDT et al., *Nucl. Phys.* A213, *221 (1973).*

[4] - C.H. KING et al., *preprint Michigan State University, East Lansing (1979).*

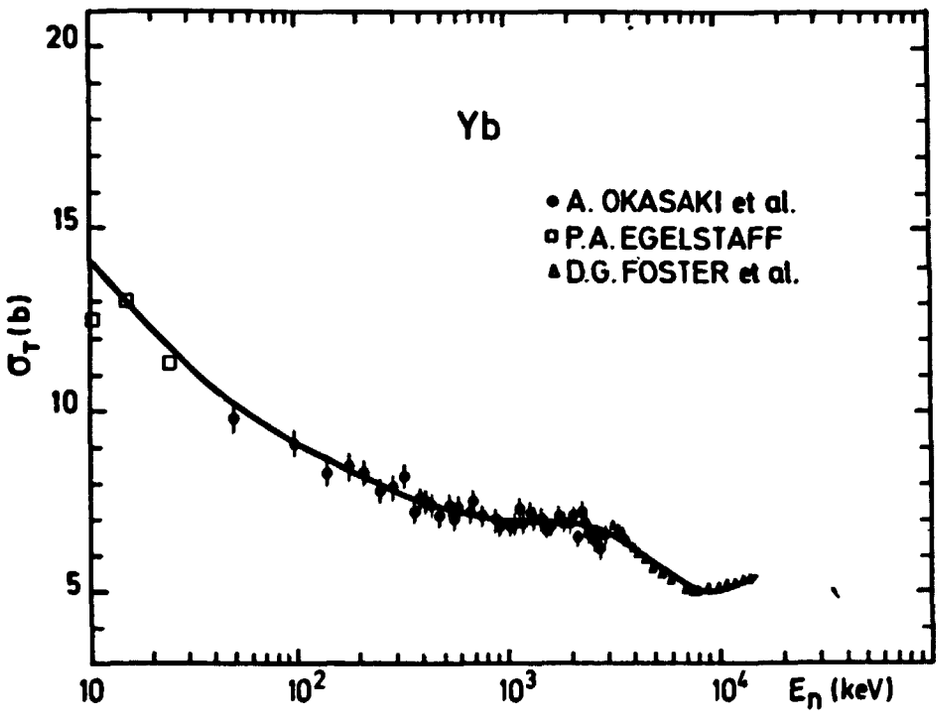
[5] - A. OKASAKI et al., *Phys. Rev.* 93, *461 (1954).*

[6] - P.A. EGELSTAFF, *non publié.*

[7] - D.G. FOSTER et al., *Phys. Rev.* C3, *604 (1971).*

[8] - BNL-325 (3e Edition); A.R. de L. MUSGROVE, *AAEC/E277 (1973).*

[9] - J.P. DELAROCHE et al., *à paraître, voir aussi le Chap. C-III-5 de ce rapport.*



C-III-4-FIGURE 1

Comparaison des calculs de modèle optique en voies couplées à la section efficace neutronique totale σ_T de l'ytterbium naturel.
● *Voir réf.* [5] ; ▫ *Voir réf.* [6] ; Δ *valeurs moyennées de* σ_T *(Lu), voir réf.* [7].

C-III-5-Moments multipolaires des potentiels optiques et incertitudes liées à leur évaluation. (J.P. DELAROCHE).

Note on the optical potential moments and their uncertainties related to the methods of analysis.

On the basis of ^{176}Yb(p,p') data, we illustrate the dependence of the potential multipole moment values on the method involved in the analysis of the experimental data.

Il devient de plus en plus courant de faire la comparaison entre divers potentiels optiques déformés - ajustés sur des résultats de diffusion élastique et inélastique - à partir de la détermination de leurs moments multipolaires respectifs notés $M_{o\lambda}(\lambda = 2,4)$. Cette méthode permet, en principe, de remonter aux propriétés des distributions de matière et de charge dans les noyaux. Le plus souvent, le potentiel optique est déterminé par ajustement local de ses paramètres sur les distributions angulaires mesurées à une énergie incidente particulière. Les moments du potentiel (partie réelle) sont déduits ensuite de façon immédiate. Leurs incertitudes sont aussi estimées à cette occasion.

Nous voudrions dans ce contexte, attirer l'attention sur les incertitudes liées à la méthode d'analyse des résultats expérimentaux, tâche bien souvent difficile à entreprendre. A cette fin nous avons re-analysé des résultats récents [1] de diffusion élastique et inélastique de protons par le noyau ^{176}Yb obtenus à une énergie incidente de 35 MeV. Ces données, précédemment analysées dans le formalisme des équations couplées (ajustement "local"), ont été re-analysées dans le même cadre mais en ajoutant des contraintes supplémentaires : celles de rendre compte également d'une part des sections efficaces de diffusion élastique et inélastique (p,p) et (p,p') mesurées antérieurement [2,3] aux énergies incidentes de 16 et 19 MeV, et d'autre part de la section efficace totale de neutron mesurée pour des énergies incidentes comprises entre 10 keV et 15 MeV [4]. La plupart des calculs en voies couplées ont été faits dans la base d'états (0^+, 2^+, 4^+), mais l'ajustement final des paramètres a été entrepris dans la base étendue (0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+) (voir figure 1). De la comparaison expérience-théorie on peut dire que l'accord global est raisonnable compte tenu du fait que les incertitudes des données sur les points expérimentaux ne représentent, pour l'essentiel, que les erreurs de normalisation. Globalement, on peut dire que notre paramétrisation du

potentiel conduit à un ajustement en moindres carrés comparable à celui fourni par KING et al. [1]. De plus, le potentiel nucléon-noyau adopté reproduit bien les autres résultats expérimentaux ajoutés comme contraintes supplémentaires.

Les moments obtenus pour la partie réelle du potentiel ont les valeurs suivantes :

$$M_{02} = 2{,}42 \text{ (eb)} \quad ; \quad M_{04} = -\ 0{,}20 \text{ (eb}^2\text{)}.$$

Pour les besoins de la comparaison nous donnons également ici ceux qui ont été déterminés par KING et al. [1]:

$$\tilde{M}_{02} = 2{,}29 \text{ (eb)} \quad ; \quad \tilde{M}_{04} = -\ 0{,}09 \text{ (eb}^2\text{)}.$$

Les incertitudes données [1] sur $\tilde{M}_{02}$ et $\tilde{M}_{04}$ valent respectivement 2% et 33%. Quant aux incertitudes sur les valeurs de M_{02} et M_{04}, elles sont estimées à 5% et 12% respectivement. Celles-ci sont induites par les incertitudes liées à la détermination des valeurs des paramètres de déformation.

L'écart entre les valeurs précédentes de M_{02} et $\tilde{M}_{02}$ est de 6%. Entre les moments héxadécapolaires cet écart est supérieur à un facteur 2. Si l'on tient compte des incertitudes intégrées, les deux méthodes d'analyse donnent des valeurs de moments quadrupolaires compatibles. Les moments héxadécapolaires restent, par contre, différents de façon significative.

Pour résumer brièvement, on a montré que les incertitudes liées aux méthodes d'analyses des résultats expérimentaux pouvaient être importantes et mêmes déterminantes en vue de l'intercomparaison des moments du potentiel optique. Ce constat semble surtout valable pour les moments héxadécapolaires, rendant ainsi délicate toute comparaison.

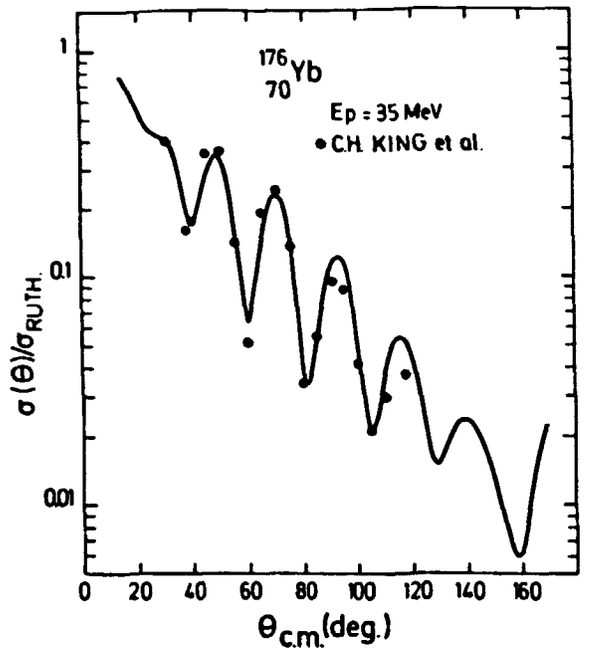
REFERENCES

[1] - C.H. KING et al., *Phys. Rev. C20, 2084 (1980).*

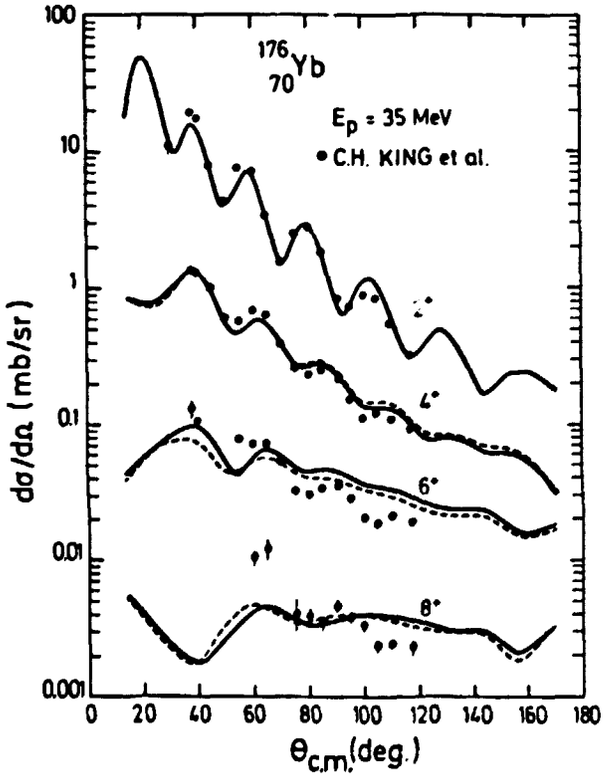
[2] - M.A. DOTHOUDT et al., *Nucl. Phys.* A213, *221 (1973).*

[3] - T. KRUSE et al., *Nucl. Phys.* A169, *177 (1971).*

[4] - J.P. DELAROCHE, *voir Chapitre C-III-4 de ce rapport.*



(a)



(b)

C-III-5-FIGURE 1

Distributions angulaires de diffusions élastique (a) et inélastiques (b) de protons sur ^{176}Yb : comparaisons entre les mesures [1] et nos calculs en voies couplées.

—— $\beta_6 \neq 0$; ----- $\beta_6 = 0$.

C-III-6-Paramétrisation du modèle optique sphérique dans la région de masses A = 89 - 103 entre 10 keV et 50 MeV (Ch. LAGRANGE).

Spherical optical model parameterization in the mass region A = 89 - 103 and the energy range 10 keV-50 MeV.

The optical potential previously determined for interpreting neutron - ^{93}Nb interaction data has been entended to proton - ^{93}Nb interactions. For that purpose (p,n) charge exchange angular distributions in the energy range 18-50 MeV, and proton elastic scattering data were considered. This parameterization was then extended to nucleon interactions with ^{89}Y and ^{103}Rh. The A-dependence of the surface imaginary potential depth was found to be less than that deduced by JOHNSON et al. from their proton-strength analyses.

L'étude entreprise en Réf. [1] pour le calcul de l'interaction neutron - ^{93}Nb par modèle optique sphérique a été étendue [2] à un plus grand domaine d'énergie (10 keV-50 MeV) et au cas de l'interaction proton - ^{93}Nb. Pour ceci, les données expérimentales de diffusion élastique de protons (E_p = 22,2 MeV) et celles d'échange de charge par état analogue isobarique (E_p = 18-50 MeV) ont été analysées. Ces données nous ont permis de mieux définir la dépendance en énergie des différents paramètres, comme le montre l'exemple présenté Figure 1. La forme de la distribution angulaire (p,n) nous permet de choisir pour le potentiel diagonal entre une absorption de surface seulement (tirets) et une absorption de surface et de volume (points-tirets). L'analyse des données expérimentales (p,n) obtenues à 18 MeV et 49,4 MeV nous a permis de plus de déduire la dépendance en énergie du terme d'isospin réel : l'ajustement final obtenu à 49,4 MeV est présenté Figure 1 (trait plein).

La paramétrisation ainsi définie a été é[illegible]e pour le calcul de l'interaction neutron sur les cibles ^{89}Y et ^{103}Rh [illegible] accord raisonnable avec les données expérimentales des fonctions densité, des sections efficaces totales et des distributions angulaires de diffusion élastique a été obtenu grâce à un ajustement des profondeurs des puits de potentiel réels (V) et imaginaires (W).

La dépendance avec le nombre de masse A de l'absorption (W = 2,6 MeV pour ^{89}Y et W = 5,2 MeV pour ^{103}Rh)a été trouvée moindre que celle déduite par JOHNSON et al. [4] (W = 5,0 MeV pour ^{89}Y et W = 97,0 MeV pour ^{103}Rh) de leurs analyses de "fonctions densité" protons.

Utilisant les termes d'isospin et de correction Coulombienne précédemment déterminés pour ^{93}Nb, le calcul des "fonctions densité" protons a été entrepris pour ces différents noyaux. Un bon accord avec les données expérimentales de JOHNSON et al. [4] n'a pu être obtenu que par un léger réajustement de V et une grande réduction de W. Ainsi pour des protons dont l'énergie est inférieure à la hauteur de la barrière Coulombienne, la valeur de W semble inférieure ou égale à celle obtenue pour des neutrons de même énergie. Ce dernier résultat est en contradiction avec celui obtenu pour des nucléons de 22,2 MeV : la valeur de W déduite pour les protons est plus grande d'environ 2 MeV que celle obtenue pour les neutrons.

L'apparente contradiction de ces divers résultats pourrait s'interpréter dans ces calculs par un traitement inadéquat du terme dû à la correction Coulombienne pour le potentiel réel, et par le fait que le terme dû à cette même correction est négligé pour le potentiel imaginaire. L'utilisation de résultats de calculs théoriques du potentiel optique [5] pour résoudre ce problème a été entreprise.

REFERENCES

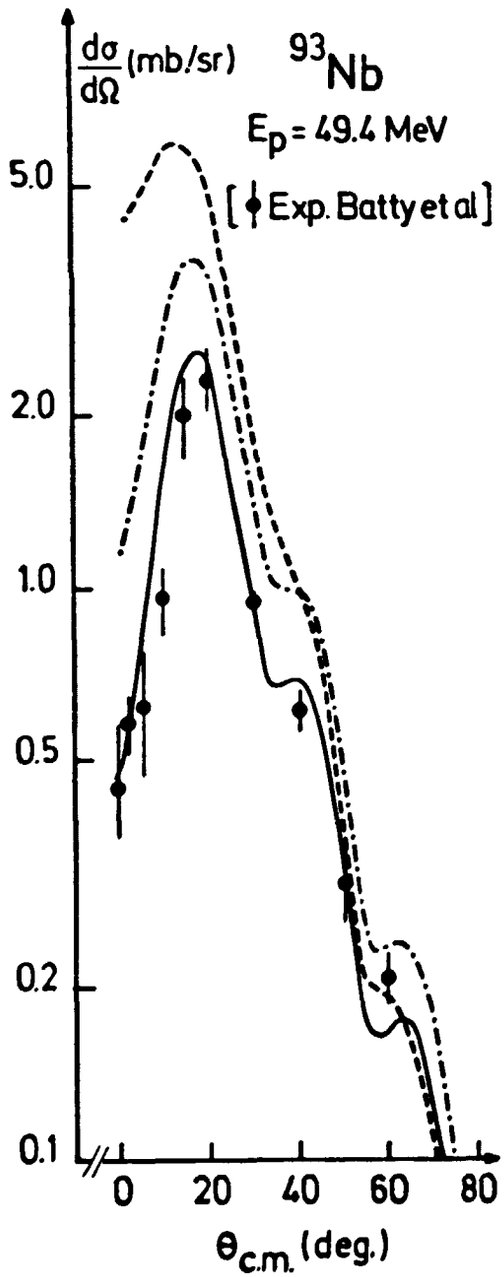
[1] - Ch. LAGRANGE, *Proc. Nat. Soviet. Conf. on Neutron Physics, KIEV (1975), Neitronaya Fisika (1976).*

[2] - Bull. Am. Phys. Soc. 24 (1976) 876.

[3] - C.J. BATTY et al., *Nucl. Phys. A116 (1968) 693.*

[4] - C.H. JOHNSON R.L. KERNELL, *Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1606.*
- C.H. JOHNSON, A. GALONSKY R.L. KERNELL, *à paraître dans Phys. Rev. C, et communication privée.*

[5] - J.P. JEUKENNE, A. LEJEUNE, C. MAHAUX, *Phys. Rev. C16 (1977) 80.*
- A. LEJEUNE, *communication privée.*



C-III-6-FIGURE 1

Comparaisons de distributions angulaires expérimentales [3] et calculées (voir texte) de la réaction $^{93}Nb(p,n)^{93}Zr$.

C-III-7-Calculs en voies couplées utilisant des fonctions d'ondes microscopiques (Ch. LAGRANGE, K. KUMAR*).

Coupled channel calculations with microscopic wave functions.

A code has been constructed and is under numerical test so as to make use of "microscopic" wave functions in coupled channel calculations. An application is under way for the transitional nuclei using the wave functions obtained by one of us (K. KUMAR) from the "dynamic deformation theory" of spherical and deformed nuclei.

Un nouveau code de calcul pour modèle optique en voies couplées a été constitué : le code permet d'utiliser des facteurs de forme dépendant explicitement des voies considérées. Il est prévu que les facteurs de forme puissent être calculés indépendamment par un ensemble de sous programmes adéquats.

Une première étape de ce travail consiste à calculer les facteurs de forme en utilisant les fonctions d'ondes collectives obtenues en utilisant la théorie dynamique des déformations des noyaux. Dans le formalisme employé, le rayon du potentiel nucléaire est écrit, dans le système d'axes lié au noyau, sous la forme :

$$R(\vartheta,\varphi) = R_o \left[1 + \beta \cos\gamma \, Y_2^o(\theta) + \sqrt{\tfrac{1}{2}}\, \beta \sin\gamma \left(Y_2^2, \theta,\varphi) + Y_2^{-2}(\theta,\varphi) \right) \right]$$

La fonction d'onde collective pour l'état (n, I, M) de la cible est développée suivant :

$$\Psi^n_{IM} = \sum_{\alpha K} A^n_{\alpha IK} \, |IMK\rangle$$

expression dans laquelle l'indice α sert à discrétiser les différentes valeurs possibles des paramètres de déformation β et γ (soit $\beta_\alpha, \gamma_\alpha$), et :

$$|IMK\rangle = \left[\frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{KO})}\right]^{1/2}\left[D^I_{M,K} + (-1)^I D^I_{M,-K}\right]$$

Les différents potentiels $V[r,R(\theta,\varphi)]$ sont d'abord développés sur une base d'harmoniques sphériques $Y^m_\ell(\theta,\varphi)$. Ce développement est ensuite projeté dans le système d'axes fixes. Le calcul des divers éléments de matrice se fait alors de manière semblable à celui utilisé pour le modèle DAVYDOV-FILIPPOV. La seule différence est qu'au lieu de considérer une seule valeur du couple (β,γ), nous tenons compte d'une discrétisation pondérée sur un ensemble de couples $(\beta_\alpha,\gamma_\alpha)$. Bien que le calcul de ces facteurs de forme soit un peu long, l'avantage du formalisme utilisé est considérable. Nous pourrons traiter en utilisant le même formalisme tout un ensemble de noyaux de forme d'équilibre quasi-sphérique ou déformée sans avoir à faire d'hypothèse supplémentaire : nature collective des états du noyau cible, valeur des paramètres de déformation, etc .... [1]. Un exemple d'utilisation de ce formalisme est présenté Figure 1 pour le noyau cible de transition ^{150}Sm. Les calculs utilisant le modèle rotationnel conventionnel sont reproduits en trait plein, et ceux plus élaborés utilisant les fonction d'ondes "microscopiques" sont reproduits en tirets. Les paramètres du potentiel optique sont par ailleurs les mêmes dans les deux calculs. Les valeurs expérimentales sont extraites de la référence [2].

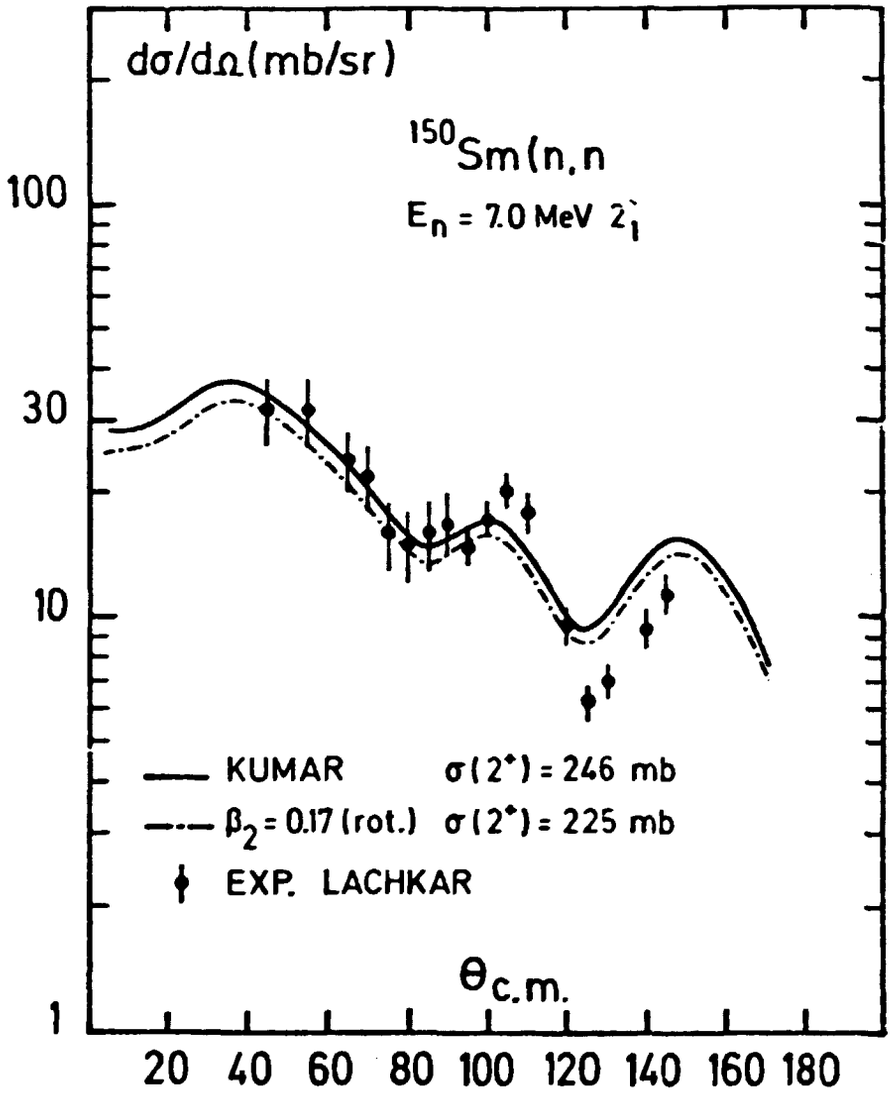
D'après les résultats présentés Figure 1 les calculs les plus élaborés (tirets) n'apportent aucune amélioration substantielle. Cependant ils apportent un bon accord théorie-expérience en évitant le choix parfois délicat du paramètre de déformation. De nouveaux tests de calcul seront entrepris pour des états du même noyau cible d'énergie d'excitation plus élevée.

* *Collaborateur Temporaire Etranger, Vanderbilt Univ. NASHVILLE (USA).*

REFERENCES

[1] - K. KUMAR, *Invited paper at the Conference on the Structure of Medium-Heavy Nuclei, 1-4 May 1979, RHODES (Grèce).*

[2] - M.T. McELLISTREM, R.E. SHAMU, J. LACHKAR, G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, Y. PATIN, J. SIGAUD, F. COÇU, *Phys. Rev. C15 (1977) 927.*



C-III-7-FIGURE 1

Distributions angulaires mesurées (cf. réf. [2]) et calculées (cf. texte) pour la diffusion inélastique de neutrons par le premier état excité de ^{150}Sm.

C-III-8-Calculs de cascades γ et formation d'états isomériques dans les processus (n,γ) et (n,n'γ) (J.M. DUFOUR, J. SALVY).

γ-cascade and isomeric state formation calculations in (n,γ) and (n,n'γ) reactions.

A code, GAMSPE, has been worked out in the frame of a detailed model for the calculation of γ-ray spectra and isomeric state formation following (n,γ) and (n,n'γ) reactions. Several physical assumptions can be used in calculating the statistical γ-cascade which leads to initial conditions for the master equations governing the time dependent decay process of a number of discrete low-lying levels. Some sensitivity tests have been performed.

Le code GAMSPE [1] a été mis au point en vue d'étudier, sur la base d'un modèle détaillé, les cascades γ qui suivent la formation d'un noyau composé soit intermédiaire (processus (n,γ)) soit résiduel (processus (n,n'γ)). Il a été conçu pour traiter des cascades en deux temps :

a) la cascade "statistique" : caractérisée par les transitions du type continuum-continuum et continuum-discret, et considérée comme instantanée. Ces transitions, qui peuvent être du type E1 ou E1, M1 et E2, font intervenir soit des densités de niveaux du type GILBERT et CAMERON [2] couramment utilisées pour les études d'évaluations, soit celles de ERICSON [3], qui tiennent compte, outre des caractéristiques usuelles d'énergie, spin et parité (E,J,π), des nombres de neutrons et de protons non appariés, et dont l'utilisation a été récemment proposée [4] pour mieux interpréter les multiplicités γ mesurées ;

b) l'évolution explicite dans le temps des populations $p_i(t)$ d'un ensemble de bas niveaux discrets i (ici $i \leq 30$), et alimentés par la cascade statistique à l'instant t = 0. Les données spectroscopiques nécessaires (E_i, J_i, π_i, probabilités de transition T_{ij}, ...) peuvent être introduites séparément ou bien résulter de l'utilisation d'un modèle, tel que le modèle "boson" de ARIMA et IACHELLO [5] qui a été ici utilisé dans sa limite vibrationnelle pour la cible ^{149}Sm.

Le code calcule les $p_i(t)$ en utilisant la technique des équations master, avec des conditions initiales $p_i(o)$ choisies (cascade statistique, excitation (n,n') directe, ...). D'autres quantités d'intérêt en sont déduites, telles ques les rapports isomériques issus de réactions (n,γ) et (n,n'γ), ainsi que les spectres γ résultants (primaire, secondaire, ..., et total) et des multiplicités γ ou distributions de multiplicités γ diverses.

L'un des buts de ce programme est de permettre de tester la sensibilité des résultats à diverses hypothèses de travail (par exemple : densités de niveaux, multipolarités, nécessités de "hindrance factors" dans les probabilités de transitions du type Weisskopf, choix des caractéristiques de certains niveaux, etc ..). Quelques tests ont été effectués , en particulier sur la réaction $^{149}Sm(n,\gamma)$, donnant des résultats analogues à ceux obtenus en référence [4] aux énergies thermiques, et sur la réaction $^{197}Au(n,\gamma)$ dans le domaine d'énergie de neutrons incidents $E_n \lesssim 1$ MeV.

Le cas de cibles placées dans des états isomériques peut aussi être traité. Les sections efficaces nécessaires, et notamment celles qui concernent la population des différents états Jπ placés dans le continuum, sont calculées au moyen du code de modèle statistique HELMAG [6].

REFERENCES

[1] - J.M. DUFOUR, J. SALVY, *à publier.*

[2] - A. GILBERT, A.G.W. CAMERON, *Can. J. Phys.*, 43, *1446 (1965).*

[3] - T. ERICSON, *Nucl. Phys.* 6 *(1958) 62.*

[4] - T. KOELING, *Nucl. Phys.* A307 *(1978) 139.*

[5] - A. ARIMA, F. IACHELLO, *Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1069 ;Ann. of Phys.* 99 *(1976) 253 ;* 111 *(1978) 201.*

[6] - B. DUCHEMIN, Ch. LAGRANGE, *non publié.*

C-III-9-Déformations dynamiques et diffusion inélastique (J.P. DELAROCHE, K. KUMAR*).

Dynamic deformations and inelastic scattering.

A generalisation of Tamura's coupled channel equations using the collective wave functions which are solutions of the Hill and Wheeler equation has been obtained. This formalism is expected to give a better picture of inelastic scattering from soft nuclei.

L'analyse des mesures de diffusion élastique et inélastique est souvent entreprise dans le cadre d'un formalisme en voies couplées utilisant les fonctions d'ondes de modèles collectifs phénoménologiques. Ces modèles, qui résultent d'approximations du Hamiltonien de Bohr, sont inappropriés pour l'excitation des mouvements collectifs des noyaux mous (régions de transitions).

Un formalisme de réactions nucléaires en voies couplées, dans lequel les fonctions d'onde collectives sont décrites à l'aide de coordonnées génératrices a été construit. Ce formalisme représente une généralisation des équations couplées conventionnelles du modèle optique. En particulier, le potentiel obtenu est non local dans les variables collectives. Un cas particulier d'application de ce formalisme est présenté dans ce rapport (cf. Chapitre C-III-7), où l'approximation locale pour les déformations, et celle du Hamiltonien de Bohr ont été faites.

* *Collaborateur Temporaire Etranger, Vanderbilt Univ. NASHVILLE (USA).*

C-IV-DESCRIPTION DES NOYAUX DANS LE CADRE DES THEORIES SELF-CONSISTANTES.

DESCRIPTION OF NUCLEI WITHIN THE SELF-CONSISTENT THEORIES.

C-IV-1-Description des noyaux sphériques et déformés par la méthode self-consistante de Hartree-Fock-Bogolyubov (J. DECHARGE, M. GIROD, D. GOGNY).

Self-consistent Hartree-Fock-Bogolyubov approach to spherical and deformed nuclei.

The main properties of spherical and deformed nuclei have been studied by the H.F.B. method using the D1 effective nucleon-nucleon interaction.

L'ensemble des résultats concernant la description des noyaux sphériques par la méthode self-consistante de Hartree-Fock-Bogolyubov (H.F.B.) utilisant l'interaction effective D1, a été rassemblé dans un article à paraître dans "Physical Review" [1]. Les propriétés globales de ces noyaux, aussi bien que leurs propriétés de structure, y sont décrites avec une attention particulière aux effets d'appariement qui résultent entièrement de la seule interaction effective utilisée. Ces calculs reproduisent de façon très satisfaisante les résultats expérimentaux. Par ailleurs, quelques effets plus fins, comme la détermination de spectres de quasi-particules ou l'analyse de la diffusion magnétique d'électrons à l'aide de fonctions d'ondes H.F.B., ont été étudiés. Pour ces effets la situation expérimentale est également bien reproduite par la théorie.

Dans le même cadre théorique, les propriétés statiques et dynamiques de nombreux noyaux déformés ont également été calculées et seront présentées dans un article en cours de publication [2]. Signalons en particulier l'étude des isotopes du fer, du nickel et du zinc entreprise en collaboration avec P.G. REINHARD de l'Université de Mayence, en vue de calculer l'effet des mouvements collectifs sur les densités de charges et en particulier sur les différences

de rayons moyens entre isotopes voisins. Une autre étude est en cours sur les isotopes du mercure en vue d'expliquer la brusque variation du rayon moyen entre les isotopes (184-188) et les isotopes impairs (185 et 183) observée expérimentalement. Cette variation serait due à un changement de forme du noyau lié à la particule impaire. Il est probable qu'un calcul traitant l'appariement de façon consistante soit nécessaire pour rendre compte de ce phénomène. Ce calcul est en cours.

REFERENCES

[1] - J. DECHARGE, D. GOGNY, *"Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei", à paraître dans Phys. Rev. C.*

[2] - M. GIROD, D. GOGNY, *"Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on deformed nuclei", à publier.*

C-IV-2-Etude des effets des correlations à longue portée par la théorie R.P.A.

(J. DECHARGE, D. GOGNY).

A study of long range correlation effects in the R.P.A. theory.

The effects of long range correlations studied in the framework of the R.P.A. theory are shown to bring some non negligible improvements on the H.F.B. results.

L'étude des effets des corrélations à longue portée a été effectuée pour quelques noyaux sphériques typiques (^{40}Ca, ^{48}Ca, ^{90}Zr, ^{208}Pb) dans le cadre de la théorie R.P.A.. Il a pu être constaté que ces effets apportent une amélioration non négligeable à la description des états fondamentaux donnée par la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov seule. C'est ainsi, par exemple, que la densité de charge du ^{208}Pb est abaissée au centre du noyau de presque 10%, se rapprochant encore davantage de la densité expérimentale (Figure 1). Cet abaissement n'était pas prédit par les auteurs de la référence [1] qui développent une méthode analogue sans toutefois utiliser une self-consistance complète. Par contre, en accord avec eux, les corrections sur les densités de charge des isotopes de calcium semblent trop fortes. La forme des densités est néanmoins très bien reproduite.

Les corrections sur les rayons vont également toujours dans le bon sens. Le problème de la différence des rayons de charge ^{48}Ca - ^{40}Ca est ainsi résolu. Les différents moments des rayons de charge du ^{208}Pb sont en excellent accord avec l'expérience, indiquant par là que la densité de charge est remarquablement reproduite en surface.

Par ailleurs, ces calculs R.P.A. apportent de précieuses informations sur les premiers états excités collectifs. C'est ainsi qu'il est possible de déterminer la partie de la densité qui intervient dans l'excitation des états collectifs les plus bas (3^-, 2^+, 5^- ...) et de la comparer à l'expérience. C'est ce que montre la figure 2 pour les "densités de transition" de l'état 3^- du ^{208}Pb.

Les réelles améliorations obtenues par la prise en compte de ces effets des corrélations à longue portée, justifient le fait d'entreprendre de tels calculs R.P.A. généralement onéreux.

Les publications [4,5,6,7] effectuées ou en cours montrent dans le détail les résultats très encourageants obtenus jusqu'ici.

REFERENCES

[1] - A. FAESSLER, S. KREWALD, A. PLASTINO, J. SPETH, *Z. Physik A276 91 (1976).*

[2] - B. FROIS et al., *Phys. Rev. Lett. 38, 152 (1977).*

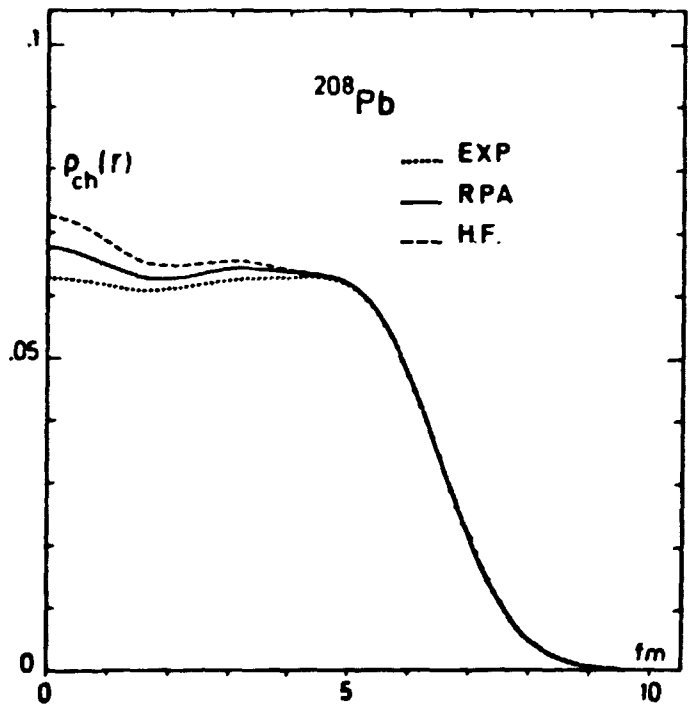
[3] - B. FROIS, *A.L.S. Saclay, Communication privée.*

[4] - J. DECHARGE, D. GOGNY, *"Hartree-Fock-Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei", Phys. Rev. C (à paraître).*

[5] - D. GOGNY, *"Theories of the nuclear ground state beyong H.F.", invited paper at the International Conf. on Nuclear Physics with electromagnetic interactions, MAYENCE (5-9 Juin 1979) - voir aussi CEA-CONF-4794.*

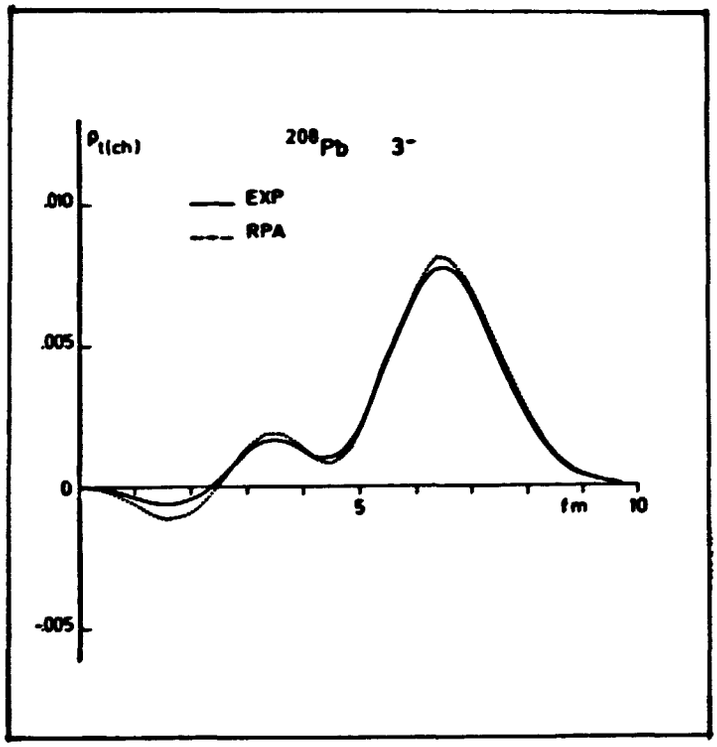
[6] - D. GOGNY, *"Description d'état fondamental dans le cadre des théories self-consistantes", papier invité à la 5ème Session d'Etudes Biennales de Physique Nucléaire, AUSSOIS (France, 5-9 Mars 1979) - voir aussi CEA-CONF 4788, et LYCEN 7902, C12.1 à C12.15.*

[7] - D. GOGNY, *"Matter distributions compared with electron scattering results", invited paper at the meeting on Nuclear Structure with intermediate energy probes, LOS ALAMOS (14-16 Janvier 1980).*



C-IV-2-FIGURE 1

Distribution de charge du ^{208}Pb en fonction du rayon. Comparaison entre les données expérimentales (réf. [2]) et les calculs Hartree-Fock (HF) ou Hartree-Fock avec inclusion des corrélations à longue portée (RPA).



C-IV-2-FIGURE 2

Densité de transition pour le 1er état excité 3^- du ^{208}Pb. Comparaison entre les données expérimentales (cf réf. [3]) et les calculs présents (R.P.A.).

C-IV-3-Calcul microscopique de la barrière de fission du ^{240}Pu (J.F. BERGER, M. GIROD).

Microscopic calculation of the ^{240}Pu fission barrier.

The ^{240}Pu fission barrier has been calculated using the constrained Hartree-Fock-Bogolyubov method with the D1 effective nucleon-nucleon interaction.

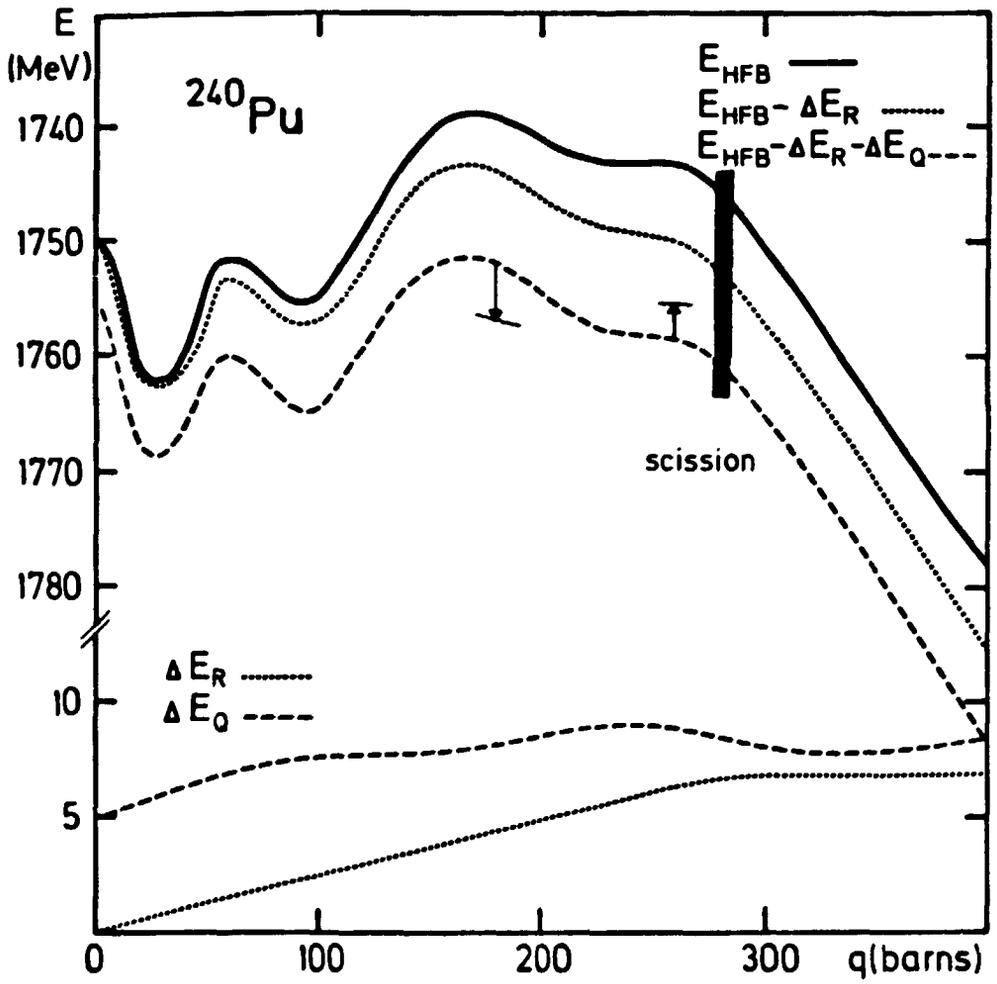
La barrière de fission du noyau ^{240}Pu a été calculée par la méthode de Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) avec contrainte sur le moment quadrupolaire de masse. Nous avons utilisé l'interaction effective D1 de portée finie, dépendant de la densité. Les états de quasi-particules ont été développés sur des bases de l'oscillateur harmonique déformé axialement incluant jusqu'à 13 couches majeures. Pour les déformations correspondant à la seconde barrière de fission, nous avons employé des bases à deux centres. La barrière de fission du noyau est obtenue en extrayant de la surface d'énergie potentielle, les énergies de point zéro associées aux mouvements parasites de translation, de rotation et de vibration du système. Le calcul fournit également les caractéristiques microscopiques du noyau le long du chemin de fission (densité de nucléons, niveaux de quasi-particules, "gap" et énergies d'appariement des nucléons ...) et ses paramètres d'inertie (masses collectives, moment d'inertie). Pour des raisons de temps de calcul, la majeure partie de cette étude a été réalisée en imposant la symétrie droite-gauche au système, c'est-à-dire en contraignant le noyau à fissionner symétriquement. Les effets dus à l'asymétrie de masse ont simplement été estimés au niveau de la seconde barrière au moyen d'un calcul H.F.B. préliminaire dans lequel la symétrie droite-gauche a été abandonnée [1].

La barrière de fission obtenue (voir Figure 1) reproduit la forme générale attendue : deux barrières et deux minima. Cependant les hauteurs des barrières apparaîssent nettement plus importantes que les estimations tirées de l'expérience (9 MeV et 13 MeV contre 6 MeV et 5,4 MeV respectivement). Ces différences semblent être caractéristiques des calculs microscopiques et notre calcul montre qu'elles ne sont pas imputables aux effets d'appariement comme on

pouvait le penser jusqu'ici. En effet, dans la méthode H.F.B. que nous utilisons, le champ d'appariement est déterminé à partir de l'interaction à deux corps elle-même sans aucun paramètre particulier. Deux sortes de causes peuvent être à l'origine des différences observées. En premier lieu, il est probable que les corrections d'énergies de point zéro que nous avons apportées à la courbe d'énergie potentielle ont été sous-estimées. En particulier, nous n'avons pas extrait les contributions provenant des fluctuations de grandeurs qui devraient être conservées dans la théorie comme, par exemple les nombres de neutrons et de protons et l'isospin total du noyau. En second lieu, l'approche que nous utilisons pour déduire la barrière de fission néglige les effets dus au couplage des degrés de liberté collectifs du système et des degrés de liberté intrinsèques. Ce type de couplage agit, en principe, dans le sens d'une augmentation de la probabilité de fission et son traitement peut donc conduire à une réduction de la barrière de fission effectivement vue par le noyau.

REFERENCE

[1] - J.F. BERGER, M. GIROD, *"Calculs de surfaces d'énergie potentielle par la méthode HFB", communication à "IAEA Symposium on Physics and Chemistry of fission", JÜLICH (14-18 Mai 1979) - voir aussi CEA-CONF-4782 (1979).*



C-IV-3-FIGURE 1

Courbes d'énergie potentielle et corrections effectuées. La courbe en trait plein (E_{HFB}) est le résultat du calcul Hartree-Fock-Bogolyubov avec contrainte sur le moment quadrupolaire de masse. Les deux autres courbes ont été obtenues en ôtant l'énergie cinétique du mouvement relatif des préfragments (ΔE_R) puis les énergies parasites de rotation-vibration (ΔE_Q) représentées au bas de la figure. Les deux flèches indiquent les corrections apportées par un calcul préliminaire permettant l'asymétrie de masse. La bande foncée verticale indique la position du point de scission.

C-IV-4-Traitement dynamique des oscillations collectives dans les noyaux

(M. GIROD, B. GRAMMATICOS*).

Dynamical treatment of nuclear collective oscillations.

Potential energy surfaces have been deduced from H.F.B. calculations using the D1 effective interaction for some Ni, Ge and Sm isotopes. Collective level spectra have been calculated from solving Bohr hamiltonian and compared to experimental data. The zero point energy and mass parameter effects are discussed.

L'étude spectroscopique des noyaux déformés a été poursuivie sur les isotopes pairs du nickel, du germanium et du samarium. Les surfaces d'énergie potentielle $V(\beta,\gamma)$ ont été calculées par la méthode H.F.B. sous contraintes de déformations (β,γ) avec l'interaction effective D1. Le calcul des paramètres de masse $M_{ij}(\beta,\gamma)$ et des moments d'inertie a été fait à l'approximation du cranking. Les sept quantités calculées, à savoir : le potentiel $V(\beta,\gamma)$, les masses M_{oo}, M_{o2}, M_{22} et les moments d'inertie I_x, I_y, I_z, sont introduits dans le programme de K. KUMAR de résolution de l'hamiltonien de Bohr. Ceci permet d'obtenir le spectre des premiers niveaux excités [1]. La comparaison avec les spectres expérimentaux est en général satisfaisante, compte tenu que les seuls paramètres de l'ensemble de ces calculs sont ceux de l'interaction effective D1. Toutefois des déviations systématiques apparaîssent pour tous les noyaux étudiés : i) les bandes rotationnelles sont trop dilatées, ii) le niveau 0^+ de la vibration β est en général trop haut.

Une solution possible pour réduire ces déviations est de prendre en compte les énergies de point zéro qui proviénnent des mouvements collectifs parasites de la solution H.F.B., et qu'il faut donc soustraire. Nous avons mis au point une méthode simple [2] permettant de calculer cette correction en englobant les corrections de point zéro rotationnelle et vibrationnelle dans un même

formalisme valable à toutes déformations. Nous avons pu en particulier extraire de façon cohérente l'énergie de point zéro rotationnelle aux très faibles déformations et la raccorder à la correction $\langle J^2 \rangle / 2I$ en principe justifiée seulement aux grandes déformations.

Les corrections ainsi calculées apportent pour tous les noyaux étudiés des modifications non négligeables à la surface $V(\beta,\gamma)$, l'effet essentiel étant d'adoucir les surfaces pour les grandes déformations β -(Figure 1). Les spectres calculés se rapprochent sensiblement des spectres expérimentaux. En particulier le niveau $0^+(\beta)$ est abaissé, mais il apparaît clairement que les énergies de point zéro ne peuvent rendre compte à elles seules des déviations observées.

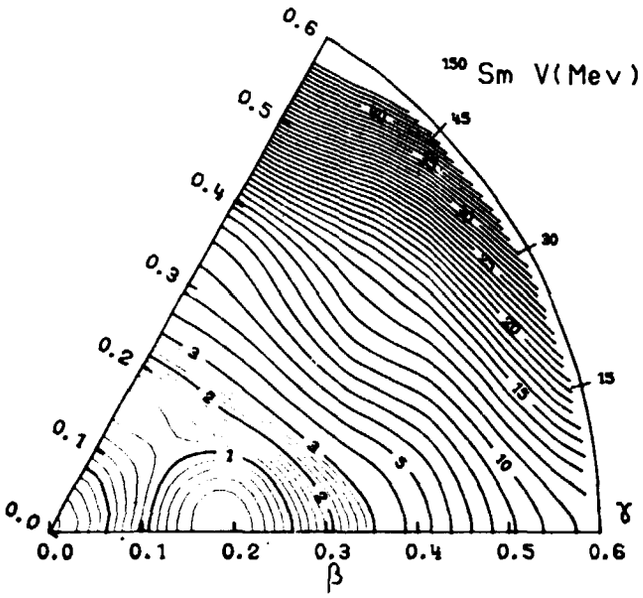
Nous pensons que la raison principale des désaccords est à rechercher dans le calcul des masses quadrupolaires et des moments d'inertie. Il semble en effet que ces quantités, calculées à l'approximation du cranking, ont des valeurs systématiquement trop faibles dans nos calculs H.F.B.. Nous obtenons un accord remarquable si l'on affecte les paramètres d'inertie d'un facteur multiplicatif de $\approx 1,8$. Il est possible qu'un calcul plus exact de la masse, qui tienne compte des corrélations de la R.P.A., permette d'expliquer ce coefficient multiplicatif. Ce calcul est malheureusement hors de portée actuellement dans les noyaux lourds déformés. D'autres explications sont possibles qui feront l'objet de notre travail dans les prochains mois.

* *C.R.N.S. STRASBOURG.*

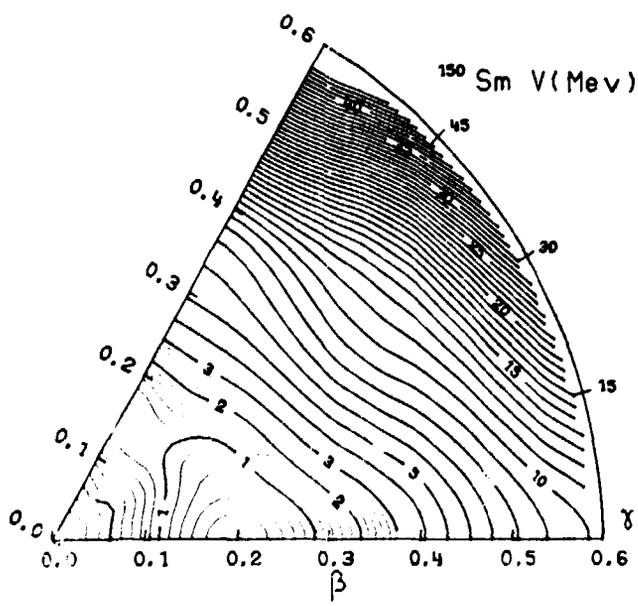
REFERENCES

[1] - M. GIROD, B. GRAMMATICOS, K. KUMAR, *à publier.*

[2] - M. GIROD, B. GRAMMATICOS, *Nucl. Phys. A330 (1979) 40.*



C-IV-4-FIGURE 1a



C-IV-4-FIGURE 1b

Surface d'énergie potentielle HFB du ^{150}Sm sans (a) et avec (b) les corrections d'énergie de point zéro.

C-V-ASTROPHYSIQUE

ASTROPHYSICS

C-V-1-Evolution des galaxies (J.P. CHIEZE).

Evolution of galaxies.

We have developed a model for the interstellar HI clouds spectrum in a supernova driven interstellar medium. This has a bearing upon the star formation rate in galaxies and the dissipation rate in the interstellar medium.

Les résultats obtenus l'an passé [1] ont mis en évidence le rôle déterminant joué dans l'évolution des galaxies par le rapport entre le taux de formation d'étoiles et le taux de dissipation du gaz interstellaire. Les observations indiquent que le taux de formation d'étoiles est proportionnel à une puissance voisine de 2 de la densité volumique de gaz HI (hydrogène neutre) que l'on rencontre sous forme de nuages interstellaires. Le reste de l'espace est occupé par du gaz peu dense et très chaud : $n \sim 3\ 10^{-3}$ cm^{-3}, $T \sim 4\ 10^5$ K dans le voisinage solaire.

1 - Le spectre de nuages interstellaires.

La matière dense et froide ($n \sim 50$ cm^{-3}, $T \sim 30$ K) est distribuée sous forme de nuages que l'on suppose approximativement sphériques. La masse maximum de ces nuages d'hydrogène neutre est fixée par la limite d'instabilité gravitationnelle. L'énergie thermique et cinétique est apportée au milieu principalement par les explosions de supernova ($E_o = 10^{51}$ ergs). Dans ces conditions les nuages sont soumis aux processus suivants :

a) ablation au passage d'une onde de choc (ODC) de supernova .

b) accrétion de matière froide produite par une ODC au cours de la phase radiative

c) évaporation dans l'intérieur d'un reste de supernova jeune ($T \geq 10^6$ K).

d) collisions avec d'autres nuages suivies d'accrétion.
e) collisions suivies de fragmentation.

L'ensemble de ces phénomènes est pris en compte dans le cadre du modèle du milieu interstellaire de McKEE et OSTRIKER [2], pour déduire les propriétés du spectre de nuages dans le voisinage solaire. L'équation de "collision-coagulation" a été modifiée en vue d'introduire les processus continus a),b),c). Les processus d) et e) ont fait l'objet d'une simulation numérique (méthode P.I.C.). Ce travail a montré l'importance du rôle de l'évaporation et de la fragmentation dans la distribution de la masse des nuages HI (figures 1 et 2). On relie dans un modèle unifié l'ordre de grandeur du taux de formation d'étoiles et la dissipation d'énergie cinétique dans le milieu interstellaire.

Ce travail effectué avec la collaboration de M.B. LAZAREFF (Institut d'Astrophysique de Paris) a été soumis à publication dans "Astronomy and Astrophysics" [3].

REFERENCES

[1] - Compte Rendu d'Activité 1978, *Note CEA-N-2080, NEANDC (E) 201/L (1979).*

[2] - C.F. Mc KEE, J.P. OSTRIKER, *1977, Astrophys. J. 218, 148.*

[3] - J.P. CHIEZE, M.B. LAZAREFF, *" A model for the HI clouds spectrum in the solar neighbourhood", soumis à "Astronomy and Astrophysics".*

C-V-2-Nucléosynthèse (J.P. CHIEZE).

Nucleosynthesis.

We performed a set of nucleosynthesis calculations to account for ^{22}Ne and ^{26}Al meteoritical anomalies.

On peut rendre compte simultanément des anomalies isotopiques de ^{22}Ne et ^{26}Al, rencontrées dans certains météorites en supposant qu'une petite fraction de la matière de la nébuleuse solaire primitive a subi la nucléosynthèse spécifique des novae : les calculs indiquent dans ce cas de fortes surabondances de ^{22}Ne et ^{26}Al (table 1).

Ce travail a fait l'objet d'une publication à paraître dans "Astronomy and Astrophysics" [1].

REFERENCE

[1] - E. VANGIONI-FLAM, J. AUDOUZE, J.P. CHIEZE, *"^{22}Ne and ^{26}Al nucleosynthesis in nova and supernova outbursts", à paraître dans "Astronomy and Astrophysics".*

a) dans les couches d'hydrogène d'une supernova (X = 0,7 ; Y = 0,27 ; Z = 0,03)*

ρ (g cm^{-3}) \ T_9	0,5		0,8		1,2	
	^{22}Ne	^{26}Al	^{22}Ne	^{26}Al	^{22}Ne	^{26}Al
	^{20}NeO/^{22}Ne	^{26}Al/^{27}AlO	^{20}NeO/^{22}Ne	^{26}Al/^{27}AlO	^{20}NeO/^{22}Ne	^{26}Al/^{27}AlO
10^2	1,8 (-3) 1,0	1,8 (-11) 0	3,5 (-4) 5,0	2,4 (-11) 0	8,5 (-5) 19	7,5 (-11) 0
10^3	1,1 (-3) 1,5	5,0 (-7) 9,0 (-4)	1,8 (-3) 1,0	2,2 (-7) 4,0 (-4)	2,6 (-4) 6,4	5,7 (-7) 1,0 (-3)
10^4	6,4 (-4) 2,6	2,1 (-5) 4,0 (-2)	7,3 (-3) 2,3 (-1)	4,1 (-5) 7,0 (-2)	3,3 (-3) 5,0 (-1)	6,1 (-5) 1,0 (-1)

b) dans les couches d'hélium d'une supernova (X = 0,0 ; Y = 0,97 ; Z = 0,03)

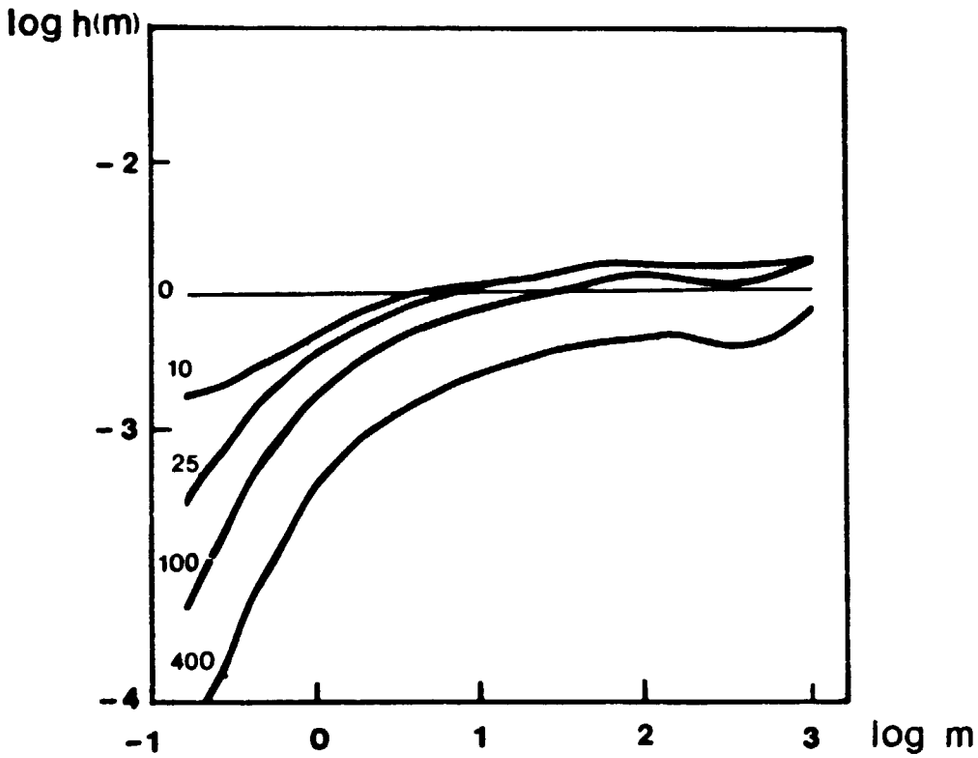
ρ (g cm^{-3}) \ T_9	0,5		0,8		1,2	
	^{22}Ne	^{26}Al	^{22}Ne	^{26}Al	^{22}Ne	^{26}Al
	^{20}NeO/^{22}Ne	^{26}Al/^{27}AlO	^{20}NeO/^{22}Ne	^{26}Al/^{27}AlO	^{20}NeO/^{22}Ne	^{26}Al/^{27}AlO
10^2	4,7 (-8) >> 10	5,7 (-7) 1,0 (-3)	7,1 (-5) >> 10	2,3 (-6) 4,0 (-3)	1,6 (-9) >> 10	4,2 (-4) 7,5 (-1)
10^3	5,5 (-8) >> 10	6,3 (-7) 1,1 (-3)	6,2 (-4) 2,7	1,2 (-5) 2,1 (-2)	6,8 (-9) >> 10	8,0 (-4) 1,5
10^4	5,8 (-2) >> 10	6,3 (-7) 1,1 (-3)	1,1 (-3) 1,6	2,5 (-4) 4,4 (-1)	2,1 (-8) >> 10	1,4 (-4) 1,4

c) dans une nova

	Profil 1	Profil 2	Profil 3	Profil 4
T_{max} (en 10^8K)	1,4	2,4	3,2	4,9
ρ initial g cm^{-3}	2,4 10^3	1,4 10^4	1,4 10^4	2,8 10^4
X	0,365	0,68	0,72	0,72
Z(^{12}C)	0,5	0,04	0,06	0,04
^{22}Ne	2,7 (-9)	5 (-4)	1,2 (-3)	5,7 (-6)
^{20}NeO/^{22}Ne	> 10	3,4	1,5	> 10
^{26}Al	4,3 (-5)	7 (-15)	1, (-15)	1, (-15)
^{26}Al/^{27}AlO	8 (-2)	0	0	0

TABLE 1

* *X, Y, et Z sont les paramètres de composition désignant respectivement les fractions de masses de l'hydrogène, de l'hélium et des éléments "lourds" (X + Y + Z = 1).*



C-V-2-FIGURE 1

Evolution dans le temps du spectre de nuages interstellaires, en l'absence de recyclage de la masse contenue dans les nuages moléculaires ($M > 10^3$ M⊙), et en tenant compte de :

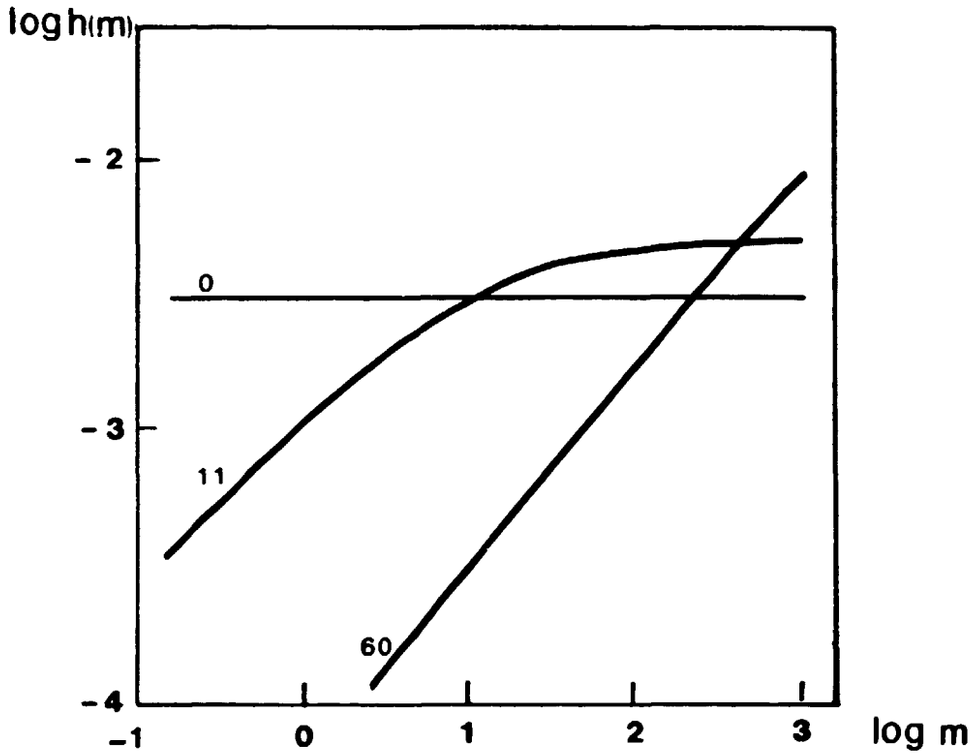
1) la coalescence,

2) la fragmentation,

3) l'accrétion des restes de supernovae froids,

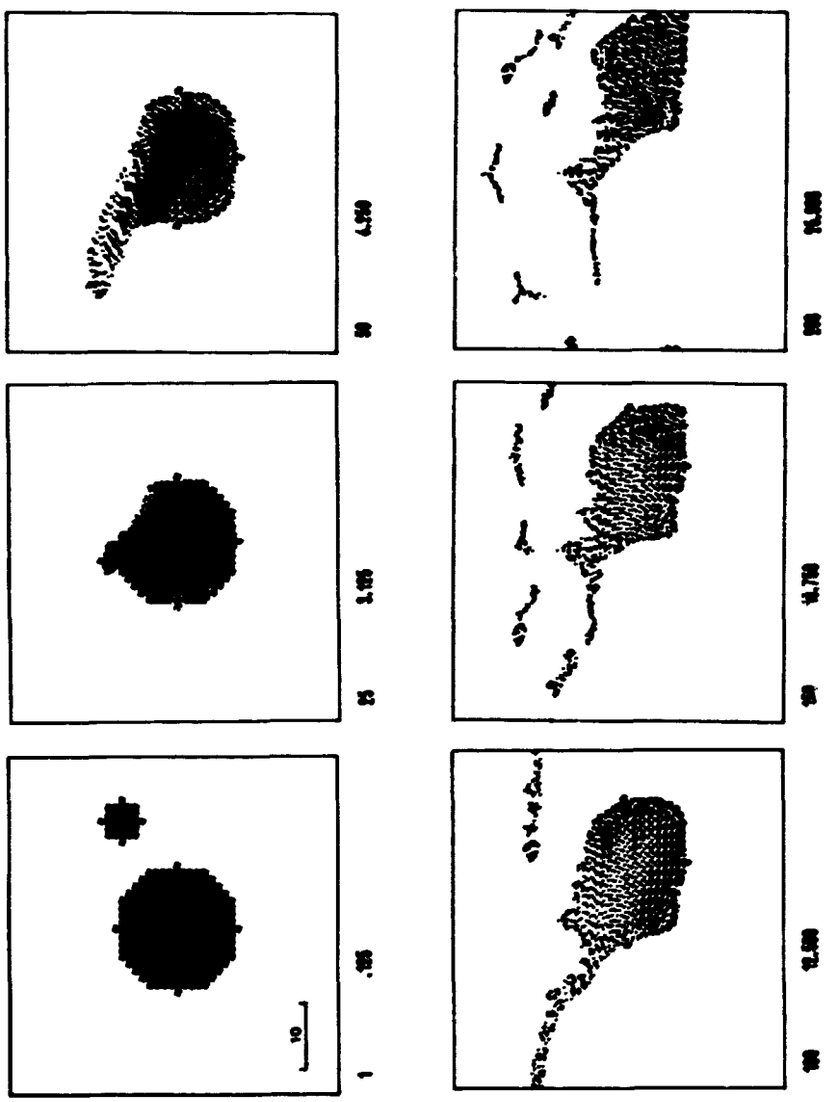
4) l'évaporation.

(Les temps présentés sur la figure sont exprimés en millions d'années).



C-V-2-FIGURE 2

Semblable à la figure 1, mais où l'on a seulement retenu le processus de coalescence.

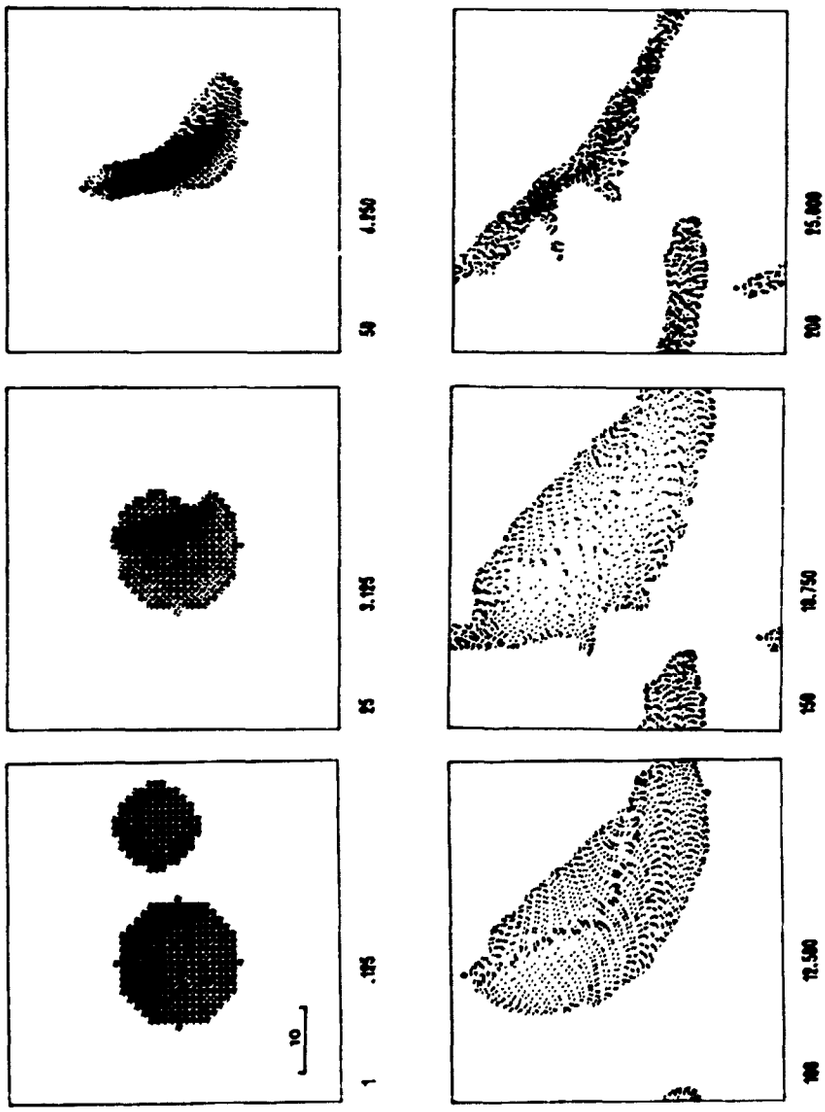


C-V-2-FIGURE 3a

Simulation à deux dimensions de la collision de deux nuages interstellaires (v_{rms} = 10 km s^{-1})

paramètre d'impact réduit : β = 9/9

rapport des masses : ν = 1/8



C-V-2-FIGURE 3b

Simulation à deux dimensions de la collision de deux nuages interstellaires (v_{rms} = 10 km s^{-1})
β = 1/3 ; ν = 1/2.

PARTIE D :

BIBLIOGRAPHIE

PUBLICATIONS

(Documents émis ou publiés dans le Service P2N au cours de l'année 1979).

- The hydrodynamical approximations in the cold nuclear matter.
  R. PADJEN.
  Canadian Journal of Physics, Vol. 57, n° 1, p. 99 à 106 (1979).

- Neutron capture cross sections of rhodium, thulium, iridium and gold between 0.5 and 3.0 MeV.
  S. JOLY, J. VOIGNIER, G. GRENIER, D.M. DRAKE, L. NILSSON.
  Nuclear Science and Engineering, Vol. 70, p. 53 à 59 (1979).

- Investigation of (n,2n) reactions by the evaporation process.
  E. HOLUB, N. CINDRO, O. BERSILLON, J. JARY.
  Zeitschrift für Physik A 289 4, p. 421 à 431 (1979).

- Neutron total cross section measurements of ^{9}Be, $^{10,11}B$ and $^{12,13}C$ from 1.0 to 14 MeV using the $^{9}Be(d,n)^{10}B$ reaction as a "white" neutron source.
  G.F. AUCHAMPAUGH, S. PLATTARD, N.W. HILL.
  Nuclear Science and Engineering, Vol. 69, p. 30 à 38 (1979).

- Fission properties of ^{233}Th.
  J. TROCHON, H. ABOU YEHIA, Y. PRANAL, F. BRISARD.
  Nuclear Physics, Vol. A318, n° 1/2, p. 63 à 76 (1979).

- Calculation of nuclear deformation and collective spectra starting from a density dependent finite range nuclear force.
  M. GIROD, K. KUMAR, B. GRAMMATICOS, P. AGUER;
  Physical Review Letters, Vol. 41, n° 26, p. 1765 à 1768 (1978).

- The zero-point energy correction and its effect on nuclear dynamics.
  M. GIROD, B. GRAMMATICOS.
  Nuclear Physics A, A330, n° 1, p. 40 à 52 (1979).

- Fission fragment energy-velocity correlation measurements for the $^{233}U(d,pf)$ reaction.
  Y. PATIN, J. LACHKAR, J. SIGAUD, G. HAOUAT, F. COÇU, S. CIERJACKS.
  Nuclear Instruments and Methods, Vol. 160, n° 3, p. 471 à 485 (1979).

- Optical potential and nuclear deformation for even Nd isotopes from fast neutron scattering.

  G. HAOUAT, J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, M.T. McELLISTREM, Y. PATIN, R.E. SHAMU, J. SIGAUD.

  Physical Review C, Vol. 20, N° 1, p. 78 (1979).

- Measurement of compound-nucleus lifetime by X-ray spectroscopy in the $^{106}Cd(p,p)^{106}Cd$ reaction.

  J.F. CHEMIN, S. ANDRIAMONJE, J. ROTURIER, B. SALOYA, J.P. THIBAUD, S. JOLY, S. PLATTARD, J. UZUREAU, H. LAURENT, J.M. MAISON, J.P. SHAPIRA.

  Nuclear Physics, A331, p. 407 (1979).

- ^{22}Ne and ^{26}Al nucleosynthesis in nova and supernova outbursts.

  E. VANGIONI-FLAM, J. AUDOUZE, J.P. CHIEZE, R. BERNAS.

  Soumis à Astronomy and Astrophysics Main Journal : Stars and Stellar systems Research note.

- Hartree-Fock Bogolyubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei.

  J. DECHARGE, D. GOGNY.

  A paraître dans Physical Review C.

- Qaudrupole moments and nucleon excitation strengths in even-A Sm isotopes.

  Ch. LAGRANGE, J. LACHKAR, G. HAOUAT, R.E. SHAMU, M.T. McELLISTREM.

  Soumis à Nuclear Physics.

- Measurement of the $^{235}U(n,2n)$ cross section between threshold and 13 MeV.

  J. FREHAUT, A. BERTIN, R. BOIS.

  Soumis à Nuclear Science and Engineering.

- Deformations, moments and radii of $^{182,183,184,186}W$ from fast neutron scattering.
  J.P. DELAROCHE, G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. CHARDINE.
  Soumis à Physical Review.

- Direct semi-direct and compound distributions of radiative neutron capture cross sections.
  A. LINDHOLM, L. NILSSON, M. AHMAD, M. ANWAR, I. BERGQVIST, S. JOLY.
  Soumis à Nuclear Physics.

- The foil thickness correction in $\bar{\nu}$ measurements and the $\bar{\nu}$-η discrepancy.
  J.W. BOLDEMAN, J. FREHAUT.
  Soumis à Nuclear Science and Engineering.

- The (n,p) reaction for $89 \leqslant A \leqslant 130$ and an anomalous optical model potential for sub-coulomb protons.
  Ch. LAGRANGE.
  Soumis comme comment à Physical Review C.

COMMUNICATIONS

XVII International Winter Meeting on Nuclear Physics, BORMIO (Italie) du 22 au 27 Janvier 1979.

- Experimental study of the energy balance at the scission point in the $^{233}U(d,pf)$ reaction.
  Y. PATIN.
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

5ème Session d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire, AUSSOIS (France), du 5 au 9 Mars 1979.

- Description d'état fondamental dans le cadre des théories self-consistantes.
  D. GOGNY (Invited Paper).
  CEA-CONF 4789, LYCEN 7902 C.12.1 à C.12.15.

- Etude du partage de l'énergie au point de scission dans la fission.
  F. COÇU, Y. PATIN, J. LACHKAR.
  CEA-CONF 4788, LYCEN 7902 S.11.1 à S.11.8.

- Recherche de résonances de bas spin dans les systèmes $^{12}C + ^{12}C$ et $^{16}O + ^{12}C$.
  J.L. UZUREAU, J.M. FIENI, F. COÇU, A. MICHAUDON.
  CEA-CONF 4787, LYCEN 7902 S.9.1 à S.9.4.

- Etude de la déformation nucléaire à l'aide de la diffusion des neutrons rapides par les noyaux.
  J. LACHKAR, Ch. LAGRANGE, J.P. DELAROCHE, G. HAOUAT.
  CEA-CONF 4788, LYCEN 7902 S.12.1 à S.12.11.

IAEA Symposium on Physics and Chemistry of fission, JÜLICH (R.F.A.), du 14 au 18 Mai 1979.

- La réaction (n,γf) dans les résonances induites par neutrons lents dans ^{235}U, ^{239}Pu et ^{241}Pu.
  J. TROCHON.
  CEA-CONF 4781.

- Calculs de surface d'énergie potentielle par la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov.
  J.F. BERGER, M. GIROD.
  CEA-CONF 4782.

- Measurement and analysis of the fission cross section and the fission fragment anisotropy in the MeV-neutron induced fission of ^{232}Th.
  S. PLATTARD, G.F. AUCHAMPAUGH, N.W. HILL, R.B. PEREZ, G. de SAUSSURE.
  CEA-CONF 4783.

- Propriétés dynamiques de la fission de ^{233}Th.
  J. TROCHON, H. ABOU YEHIA, J. JARY, Y. PRANAL.
  CEA-CONF 4784.

- Etude expérimentale du partage de l'énergie au produit de scission dans la région $^{233}U(d,pf)$.
  Y. PATIN, S. VERJACKS, F. COÇU, A. MICHAUDON, J. LACHKAR.
  CEA-CONF 4785.

Journées métrologiques des rayonnements ionisants organisées par le BNM, PARIS (France) du 15 au 16 Mai 1979.

- Faisceaux de neutrons monocinétiques étalonnés;techniques de mesure de flux de neutrons.
  G. GRENIER.
  CEA-CONF 4793.

International Conference on Nuclear Physics with electromagnetic interactions, MAYENCE (R.F.A.) du 5 au 9 Juin 1979.

- Theories of the nuclear ground state beyond Hartree-Fock.
  D. GOGNY. (Invited Paper).
  CEA-CONF 4794.

The second international symposium on neutron induced reactions, SMOLENICE (Tchécoslovaquie) du 25 au 29 Juin 1979.

- Nuclear deformation from fast neutron scattering.
  G. HAOUAT (Invited Paper).
  CEA-CONF 4795.

International Symposium on Future Directions in Studies of Nuclei Far From Stability, NASHVILLE (U.S.A.) du 10 au 14 Septembre 1979.

- Shape coexistence in ^{16}O, ^{72}Se and ^{240}Pu : A comprehensive view based on the dynamic deformation model.
  K. KUMAR.
  CEA-CONF 4796.

The 1979 Fall Meeting of the American Physical Society, KNOXVILLE (U.S.A.) du 20 au 28 Octobre 1979.

- Moments and radii of $^{182,184,186}W$ from fast neutron scattering.
  J.P. DELAROCHE, G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. CHARDINE.
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

The International Conference on Nuclear Cross Sections for Technology, KNOXVILLE (U.S.A.) du 22 au 26 Octobre 1979.

- Fast neutron scattering cross sections for actinide nuclei.
  G. HAOUAT, Ch. LAGRANGE, J. LACHKAR, J. JARY, Y. PATIN, J. SIGAUD.
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

- Optical model calculations of nucleon interactions with ^{93}Nb from 10 keV up to 50 MeV.
  Ch. LAGRANGE.
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

- Coherent optical and statistical model analysis of ^{182,183,184,186}W neutron cross sections.
  J.P. DELAROCHE, G. HAOUAT, J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. CHARDINE
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

- Neutron capture cross sections of Y, Nb, Gd, W and Au between 0.5 MeV and 3.0 MeV.
  G. GRENIER, J.P. DELAROCHE, S. JOLY, Ch. LAGRANGE, J. VOIGNIER.
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

- Calculations of the ^{232}Th cross sections from 0.3 to 24 MeV including a fission channel analysis.
  H. ABOU YEHIA, J. JARY, J. TROCHON, J.W. BOLDEMAN, A.R. de L. MUSGROVE.
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

- High resolution neutron fission cross section of ^{231}Pa.
  S. PLATTARD, G.F. AUCHAMPAUGH, N.W. HILL, R.B. PEREZ, G de SAUSSURE, J.A. HARVEY.
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

- Calculation of neutron cross sections for tungsten isotopes.
  E.D. ARTHUR, C.A. PHILIS.
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

Specialist's Meeting on neutron cross sections of fission product nuclei, BOLOGNE (Italie) du 12 au 14 Décembre 1979.

- On optical model calculations in the mass region A = 80 to A = 170.
  Ch. LAGRANGE (Invited Paper).
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

- Neutron capture cross sections of rubidium, yttrium, niobium, cesium, cerium, and gadolinium between 0.5 and 3.0 MeV.
  J. VOIGNIER, S. JOLY, G. GRENIER.
  Paraîtra en rapport CEA-CONF.

NOTES C.E.A.

- Compte rendu de travaux sur l'évaluation de données nucléaires relatives aux actinides.
  J. JARY, Ch. LAGRANGE, C. PHILIS, J. SALVY.
  CEA-N-2084, NEANDC (E) 203 "L", INDC (FR) 32/L.(1979).

- Compte rendu d'activité du Service Physique Nucléaire pour l'année 1978.
  A. MICHAUDON, J. BARDES, J. SALVY, J. LACHKAR.
  CEA-N-2080, NENADC (E) 201 "L", INDC (FR) 32/L.(1979).

- "SOMC2" programme de modèle optique sphérique.
  Ch. LAGRANGE, R. PERRIER.
  CEA-N-2088, NEANDC (E) 205 "L", INDC (FR) 35/L.(1979)

DIVERS ET THESES

- Coherent optical and statistical model calculations of neutron capture cross sections for samarium isotopes between 1 keV and 3 MeV.
  J.P. DELAROCHE, Ch. LAGRANGE.
  Rapport NEANDC (E) 200 "L", INDC (FR) 31/L. (1979)

- Calculation of ^{232}Th neutron cross sections from 0.3 MeV to 2.4 MeV including a fission channel analysis.
  H. ABOU YEHIA, J. JARY, J. TROCHON.
  Rapport NEANDC (E) 204 "L", INDC (FR) 34/L.(1979)

- SYNOPSIS : An interactive nuclear data evaluation file interface and maintenance system Part I : Basic concept.
  M. COLLIN, A. SCHETT, C. PHILIS.
  Rapport NEANDC (E) 207 "L", INDC (FR) 37/L. (1980).

- Structures résonnantes dans les systèmes $^{12}C + ^{12}C$ et $^{16}O + ^{12}C$.
  J.M. FIENI.
  Thèse Docteur 3ème Cycle, soutenue le 23 Mai 1979.

- Contribution à l'amélioration des caractéristiques d'un accélérateur électrostatique Van de Graaff Tandem. Conception et réalisation d'un nouveau système de stabilisation de la tension accélératrice.
  R. CESCHI.
  Thèse Docteur-Ingénieur, soutenue le 19 Octobre 1979.

- Calcul des sections efficaces et des rapports isomériques des réactions (n,xn), (n,p) et (n,α).
  J. JARY, Ch. LACOUT.
  Note Scientifique n° PN-447/79 du 25.5.1979.

- Note sur quelques méthodes d'interpolation.
  O. BERSILLON, R. PERRIER.
  Note Scientifique, n° PN-569/79 du 29.6.1979, DO 79 087.

- Physique Nucléaire en Astrophysique :

  I - Mécanisme du processus R.

  II - Les réactions de spallation dans le rayonnement cosmique.

  III - La synthèse stellaire.

  J.P. CHIEZE.

  Notes Scientifiques n° PN-649-650-651/79 du 23.7.1979.

- Amélioration des moyens expérimentaux du Service P2N par l'implantation d'un cyclotron K = 50.

  J. BARDY, A. DANDINE, J. BARDES.

  Projet Technique n° P2N 659/79 du 25.7.1979.

- Traitement numérique et évaluation de données nucléaires.

  E. LALLIE, G. SIMON, C. PHILIS.

  Note Technique, n° P2N-680/79 du 3.8.1979.

- Etude de l'état fondamental et des états excités d'un ensemble de particules nucléaires à partir d'une fonction d'essai.

  J. HEITZMANN.

  Note Scientifique, n° P2N-875/79 du 18.10.1979.

- Données de section efficace des réactions $^{6}Li(n,t)\alpha$ et $^{7}Li(n,n't)\alpha$.

  G. HAOUAT.

  Note Scientifique n° P2N-1054/79 du 26.12.1979.

Manuscrit reçu le 8 mai 1980

PARTIE E :

SEMINAIRES

LISTE DES SEMINAIRES DONNES AU SERVICE P2N EN 1979

(en principe le lundi de chaque semaine)

Lundi 8 Janvier 1979

Multiplicité des neutrons émis dans les réactions induites par ions lourds et en fission.
(C. SIGNARBIEUX - DPh.N/BE - CEN-SACLAY).

Lundi 15 Janvier 1979

Fast neutron fission cross sections for some uranium and plutonium isotopes.
(S. CIERJACKS - Centre d'Etudes Nucléaires de KARLSRUHE (Allemagne Fédérale).

Lundi 22 Janvier 1979

Résolution numérique de l'équation du transport.
(Y. CHAUVET - Centre d'Etudes Nucléaires de LIMEIL).

Lundi 29 Janvier 1979

Diffusion d'ions lourds : modèle moléculaire.
(F. BECKER - Centre de Recherches de STRASBOURG).

Lundi 5 Février 1979

Equations de Fokker - Planck
(A. FAIN - Centre d'Etudes Nucléaires de LIMEIL).

Lundi 19 Février 1979

Expériences de diffusion d'électrons à haut transfert de moment.
(B. FROIS - DPh-N/HE - CEN-SACLAY).

Lundi 26 Février 1979

Evidence pour un processus de diffusion dans les réactions de transfert induites par ions lourds.
(J.P. COFFIN - Centre de Recherches de STRASBOURG).

Lundi 12 Mars 1979

La micro-sonde nucléaire, principes, caractéristiques et exemples d'application.
(C.ENGELMAN - Laboratoire d'Analyse par Reactions Nucléaires - CEN-SACLAY).

Lundi 19 Mars 1979

From ^{12}C to ^{240}Pu : a global theory of collective nuclear motion without free parameters.
(K. KUMAR - Centre d'Etudes de BRUYERES-LE-CHATEL).

Lundi 26 Mars 1979

Friction à un et à deux corps dans les réactions nucléaires.
(H. ORLAND - DPh-T - CEN-SACLAY).

Lundi 2 Avril 1979

Nuclear Reactions - "Ding and Sich" - via circuit theory.
(A. PRINCE - Centre d'Etudes de BRUYERES-LE-CHATEL - Brookhaven National Laboratory).

Mardi 24 Avril 1979

Etude du mécanisme de la réaction ^{132}Xe + ^{56}Fe à 5,9 MeV/nucléon.
(B. HEUSCH - Centre de Recherches de STRASBOURG).

Lundi 7 Mai 1979

Present status and further developments of the VICKSI heavy ion facility.
(W. BUSSE - Hahn Meitner Institut - BERLIN).

Lundi 14 Mai 1979

Déformations, moments et rayons quadratiques des isotopes de tungstène.
(J.P. DELAROCHE - Centre d'Etudes de BRUYERES-LE-CHATEL).

Lundi 21 Mai 1979

Experimental nuclear physics at the Lawrence Livermore Laboratory
(R.W. BAUER - Lawrence Livermore Laboratory - U.S.A.).

Lundi 28 Mai 1979

Ionisation des couches internes et réactions nucléaires.
(J.F. CHEMIN - CEN-BORDEAUX).

Mercredi 30 Mai 1979

Calculation of fission cross section for actinide nuclei.
(E. LYNN - A.E.R.E. - HARWELL - Grande Bretagne).

Mardi 5 Juin 1979

Corrections coulombiennes dans l'analyse de la diffusion inélastique en voies couplées.
(J. RAYNAL - DPh-T - CEN-SACLAY).

Lundi 11 Juin 1979

Neutron doorway states particle core excitation and level densities in lead isotopes.
(D. HOREN - Oak Ridge National Laboratory - U.S.A.).

Mardi 12 Juin 1979

Les ions lourds à haute énergie : participants et spectateurs.
(A. LUMBROSO - DPh-T - CEN-SACLAY).

Jeudi 14 Juin 1979

Heavy ions research at the Los Alamos Tandem.
(D. DRAKE - Los Alamos Scientific Laboratory - U.S.A.).

Lundi 18 Juin 1979

Computation of photoabsorption by hot dense matter.
(B. ROZSNYAI - Lawrence Livermore Laboratory - U.S.A.).

Jeudi 28 Juin 1979

Recent neutron activities at the KFK center.
(S. CIERJACKS - Institut für Angewandte Kernphysik - KARLSRUHE, R.F.A.).

Lundi 9 Juillet 1979

New calculations of the prompt fission neutron spectrum.
(D. MADLAND - Centre d'Etudes de BRUYERES-LE-CHATEL, Los Alamos Scientific Laboratory - U.S.A.).

Jeudi 9 Août 1979

A consistent microscopic theory of collective motion.
(P. REINHARD - Deutsche Forschungsgemeinschaft - BONN, R.F.A.).

Lundi 1er Octobre 1979

Synopsis : un système interactif pour l'évaluation de données nucléaires.
(M. COLLIN - Service de Physique Neutronique et Nucléaire - Centre d'Etudes de BRUYERES-LE-CHATEL).

Lundi 8 Octobre 1979

Viscosity effects in neutron fission of ^{239}Pu.
(R. WALSH - Australian Atomic Energy Commission - LUCAS HEIGTS - Australie).

Jeudi 11 Octobre 1979

Laser induced high pressure shock waves studies.
(M. LYNN, Los Alamos Scientific Laboratory - U.S.A.).

Lundi 15 Octobre 1979

Ralentissement Coulombien des particules chargées dans les plasmas.
(P. GAUME - Centre d'Etudes de LIMEIL).

Lundi 22 Octobre 1979

Post accélérateur d'ions lourds modulaire.
(J. POTTIER - Service Electronique - CEN-SACLAY).

Lundi 29 Octobre 1979

Chauffage d'un plasma (confiné magnétiquement) par injection de particules neutres.
(R. DEI-CAS - Service de Physique Neutronique et Nucléaire - Centre d'Etudes de BRUYERES-LE-CHATEL).

Du 8 au 26 Octobre 1979 (9 cours).

Le traitement des incertitudes dans les mesures.
(F. PERREY - ORNL - OAK RIDGE, U.S.A.).

Lundi 5 Novembre 1979

Etude des problèmes de diffusion par la méthode de la coordonnée génératrice.
(J. LETOURNEUX - Université de Montréal et Centre d'Etudes Nucléaires de SACLAY).

Lundi 19 Novembre 1979

Déformations multipolaires dans les noyaux lourds et légers par des expériences de diffusion inélastique.
(R. de SWINIARSKI - Institut des Sciences Nucléaires de GRENOBLE).

Lundi 26 Novembre 1979

Etude des distributions des quarks dans le nucléon par une expérience d'interaction de neutrinos à haute énergie.
(P. BLOCH - Centre d'Etudes de BRUYERES-LE-CHATEL).

Lundi 3 Décembre 1979

Le milieu interstellaire.
(J.P. CHIEZE - Centre d'Etudes de BRUYERES-LE-CHATEL).

Lundi 10 Décembre 1979

Capture radiative de nucleons rapides par des noyaux moyens et lourds.
(F. RIGAUD - Centre d'Etudes Nucléaires de BORDEAUX).

Lundi 17 Décembre 1979

L'étude des résidus d'évaporation après fusion entre ions lourds.
(A.J. COLE - Institut des Sciences Nucléaires - GRENOBLE).

Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Boîte Postale n° 2
91190 · Gif-sur-YVETTE (France)