

ZfK – 559

GEMEINSAMER JAHRESBERICHT 1984

BA Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Physik

FSU Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

HU Berlin, Sektion Physik

Bereich 06 – Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Bereich 07 – Angewandte Massenspektroskopie

KMU Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

TU Dresden, Sektion Physik

WB Kernphysik, WB Angewandte Kernphysik,

WB Theoretische Physik

Zfl Leipzig, Bereich Strahlenforschung, Abt. SF III

ZfK Rossendorf, Bereiche KF und G

Herausgeber: K. Hennig

Redaktion: H. W. Barz, F. Dönau, R. Flaggmeyer, M. Friedrich,
W. D. Fromm, K. Möller, J. Mösner, F. Naehring,
D. Schmidt, S. Unterricker, G. Winter

Juni 1985

Attention Microfiche User,

The original document from which this microfiche was made was found to contain some imperfection or imperfections that reduce full comprehension of some of the text despite the good technical quality of the microfiche itself. The imperfections may be:

- missing or illegible pages/figures
- wrong pagination
- poor overall printing quality, etc.

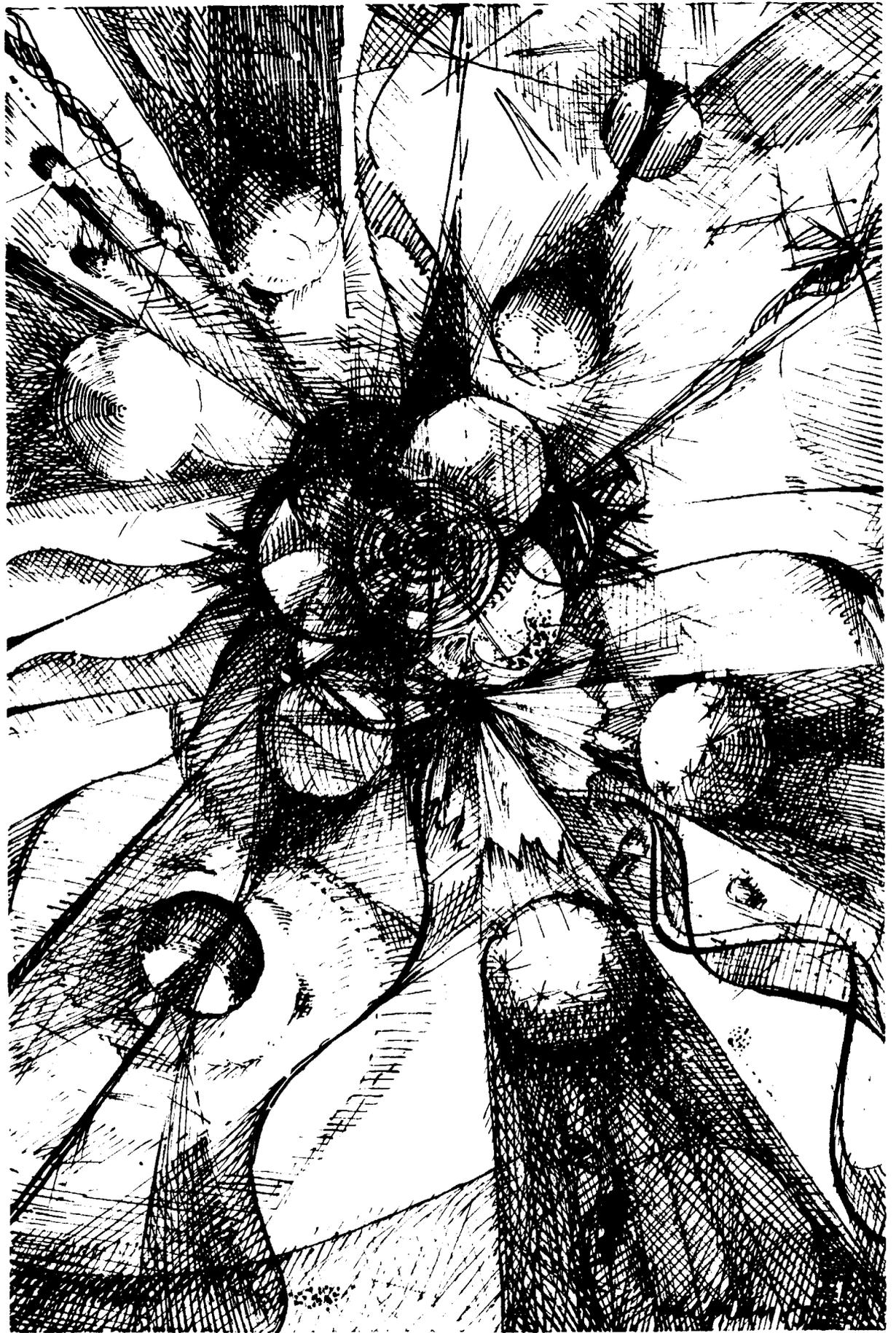
We normally refuse to microfiche such a document and request a replacement document (or pages) from the National INIS Centre concerned. However, our experience shows that many months pass before such documents are replaced. Sometimes the Centre is not able to supply a better copy or, in some cases, the pages that were supposed to be missing correspond to a wrong pagination only. We feel that it is better to proceed with distributing the microfiche made of these documents than to withhold them till the imperfections are removed. If the removals are subsequently made then replacement microfiche can be issued. In line with this approach then, our specific practice for microfiching documents with imperfections is as follows:

1. A microfiche of an imperfect document will be marked with a special symbol (black circle) on the left of the title. This symbol will appear on all masters and copies of the document (1st fiche and trailer fiches) even if the imperfection is on one fiche of the report only.
2. If imperfection is not too general the reason will be specified on a sheet such as this, in the space below.
3. The microfiche will be considered as temporary, but sold at the normal price. Replacements, if they can be issued, will be available for purchase at the regular price.
4. A new document will be requested from the supplying Centre.
5. If the Centre can supply the necessary pages/document a new master fiche will be made to permit production of any replacement microfiche that may be requested.

The original document from which this microfiche has been prepared has these imperfections:

- missing pages/figures numbered: _____
- wrong pagination
- poor ~~overall~~ printing quality *pages 158 + 159.*
- combinations of the above
- other

INIS Clearinghouse
IAEA
P. O. Box 100
A-1400, Vienna, Austria



ANNUAL REPORT

1984

Graphic representation: Heavy ion collision, as seen by the graphic artist Jürgen Stephan.

Vorwort des Herausgebers

Der Gemeinsame Jahresbericht 1984 von Einrichtungen der Akademie der Wissenschaften der DDR und des Ministeriums für Hoch- und Fachschulwesen erscheint im Vergleich zu den Berichten der Vorjahre in fast unveränderter äußerer Form. Es wurden nahezu alle der von den einzelnen Mitarbeitern oder Kollektiven eingereichten Beiträge in den Bericht aufgenommen. Damit spiegelt er einerseits die vielfältigen Aktivitäten der genannten Einrichtungen wider, bietet aber andererseits, wegen der Vielzahl der Beiträge und ihres mitunter sehr unterschiedlichen Gewichts, dem unbefangenen Betrachter kaum eine sehr übersichtliche Darstellung. Hauptzweck dieses Vorwortes ist es, hierin eine gewisse Ahnfase zu schaffen.

Auf dem Gebiet der relativistischen Kernphysik wurde eine Zusammenarbeit mit einer Arbeitsgruppe des Labors für hohe Energien des VIK Dubna fortgesetzt. Erste Ergebnisse von Messungen am Synchrotron des VIK liegen vor, eine Intensivierung dieser Zusammenarbeit wird angestrebt.

Auf dem Gebiet der Kernreaktionen mit schweren Ionen wurde die Kooperation mit dem Labor für Kernreaktionen im VIK Dubna am Schwerionen-Zyklotron U-300 erfolgreich fortgeführt. Die Untersuchungen werden mit Hilfe eines Korrelationsspektrometers (DEMAS) durchgeführt. Im Hinblick auf die geplante Erweiterung der Beschleunigerbasis (Zyklotronkomplex U 400 + U 400 M) im VIK wurden methodische Arbeiten begonnen, die dem Aufbau eines 4π -Spektrometers (PHOBOS) dienen, mit dem u.a. Multi-Fragmentationen bei Schwerionenreaktionen mittlerer Energien untersucht werden sollen. Am 5-MeV-Tandembeschleuniger des ZfK konnten die geplanten Arbeiten zu Wenig-Nukleonen-Problemen und zur Messung von Spaltquerschnitten (TU Dresden) fortgesetzt werden.

Auf dem Gebiet der Kernspektroskopie ergaben die Untersuchungen von Hochspinzuständen in Übergangskernen ($A \approx 80$) und halbmagischen Kernen weitere interessante Resultate über Mehrteilchenanregungen. Geplant sind spektroskopische Untersuchungen mit Hilfe von Li-induzierten Reaktionen am Zyklotron des ZfK.

Die kerntheoretischen Arbeiten haben ein breites Spektrum aktueller Probleme zum Gegenstand. Dieses enthält Fragen der Schwerionenphysik, der Plasma-Übergänge in heißer Kernmaterie, der Erzeugung von Antikaonen, der Physik von Hyperkernen und der Beschreibung deformierter Kerne. Des Weiteren beschäftigen sich Arbeiten mit der Erweiterung der zeitabhängigen Hartree-Fock-Methode (TDHF), des Einflusses von Mesonenaustauschprozessen und neuen Aspekten der Anwendung des Schalenmodells. Viele dieser Arbeiten wurden in Kooperation mit ausländischen Instituten (VIK Dubna, NBI Kopenhagen, UJF Řež und KFKI Budapest) durchgeführt. Die theoretischen Untersuchungen zu den anwendungsspezifischen Arbeiten konzentrierten sich auch 1984 auf die Hochdosisimplantation in Metalle und Halbleiter und auf die kurzzeittemperatur von Halbleitermaterialien. Speziell zum letzteren Thema wurden Probleme der Keimbildung, des Keimwachstums sowie Möglichkeiten für das Auftreten explosiver Kristallisation in Si studiert. Diese Arbeiten wurden auch auf der vom ZfK organisierten Internationalen Konferenz "Energy pulse modification of semiconductors and related materials" (Dresden, Sept. 84) vorgetragen.

Breiten Raum nehmen die Arbeiten zur Anwendung kern- und festkörperphysikalischer Methoden im vorliegenden Bericht ein. Ein Teil dieser Arbeiten ist auftragsgebunden und hat engen Bezug auf technologische Fragen der Herstellung von mikroelektronischen Bauelementen. Im Berichtsjahr kamen insbesondere die Arbeiten zur Lichtimpulsausheilung von Strahlenschäden in Si zum Abschluß. Rutherford-Rückstreuung und Kernreaktionen wurden routinemäßig zur Analytik eingesetzt und methodisch weiterentwickelt. Eine erste Laborausführung einer Ionen-Mikrostrahl-Anlage wurde in Betrieb genommen. Die Arbeiten zur Anwendung der Neutronenstreuung für texturanalytische Fragestellungen wurden systematisch weitergeführt. Es erfolgten erste größere Untersuchungen an geologischen Proben mittels des in Kooperation mit der TU Dresden im VIK Dubna installierten Texturspektrometers. Bei den theoretisch-methodischen Arbeiten wurden die Vorbereitungsarbeiten für ein größeres Publikationsprojekt "Geisteratlas" einschließlich der Verlagsverträge abgeschlossen. Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeiten betrifft die Entwicklung von Sensoren verschiedener Art auf Si-Basis. In Zusammenarbeit mit Kooperationspartnern wurden die

Untersuchungen zum Einsatz von ISFET's für die Biosignalerkennung und die Forschungen für die Verwendung von nichtkristallinem Si für die Sensorik und zur Erzeugung einkristalliner Schichten fortgesetzt. In diesem Zusammenhang soll nicht unerwähnt bleiben, daß spezielle Sensoren hergestellt und in der notwendigen Stückzahl der Volkswirtschaft zur Verfügung gestellt wurden und die Produktion von neutronendotiertem Si weiter gesteigert werden konnte.

An den Beschleunigern des ZfK (Tandembeschleuniger, Zyklotron, Van-de-Graaff-Beschleuniger) wurden neben dem routinemäßigen Betrieb einige Entwicklungsarbeiten zur Verbesserung der Strahlqualität bzw. zur Beschleunigung neuer Teilchenarten durchgeführt.

Die im Bericht enthaltenen apparativen und methodischen Arbeiten spiegeln die Verlagerung der kernphysikalischen experimentellen Hauptaktivitäten zum VIK Dubna wider. Dem internationalen Trend folgend, spielen dabei gasgefüllte Teilchendetektoren mit zweidimensionaler Ortsauslesung eine immer größer werdende Rolle. Eng damit verbunden sind Fragen der analogen und digitalen Weiterverarbeitung und mehrparametrischen Darstellung der Detektorsignale, auf die sich auch das Hauptaugenmerk der elektronischen Entwicklungsarbeiten richtet.

An der TU Dresden wurde mit dem Bau eines Neutronengenerators großer Intensität begonnen, der eine wichtige Erweiterung der experimentellen Möglichkeiten für kern- und festkörperphysikalische Untersuchungen mit Hilfe von 14-MeV-Neutronen darstellt. Schließlich sind die Arbeiten zu einem Kristall-Diffraktionsspektrometer zu nennen (TU Dresden), mit dem im VIK Dubna die charakteristische Röntgenstrahlung hochionisierter Schwerionen gemessen werden soll. Es sei hier noch darauf hingewiesen, daß elektronische, apparative und rechen-technische Arbeiten, die auf bestimmte Experimente zugeschnitten sind, nicht mit in das Kapitel 6 aufgenommen, sondern den experimentellen Arbeiten angefügt wurden oder in diesen mit beschrieben werden.

Fortschritte wurden 1984 auch auf dem Gebiet der zentralen Rechen-technik erzielt. Die Kapazität des Zentralrechners EC 1055 des ZfK wurde durch den Übergang vom Dreischichtsystem zum durchgehenden Betrieb um mehr als 25 % erhöht. Ferner begann die Dialogverarbeitung am EC 1055 auf der Grundlage des TSO. Gegenwärtig sind ein Bildschirmsystem im ZfK und eine Bildschirmgruppe in den Dresdener Akademieinstituten angeschlossen. Durch die Erarbeitung einer speziellen Programmbibliothek wurde der Matrixprozessor des EC 1055 für die effektive Nutzung erschlossen.

Für die Unterstützung der Forschungsarbeiten und die bereitgestellten Mittel gilt der Dank dem Leitungsgremium der Akademie der Wissenschaften der DDR, dem Ministerium für Hoch- und Fachschulwesen und dem Ministerium für Wissenschaft und Technik.

Für die redaktionelle und technische Bearbeitung des Jahresberichtes sei den betreffenden Mitarbeitern für die aufgewendete Mühe herzlich gedankt.

Inhaltsverzeichnis	Seite
Arbeiten auf dem Gebiet der Kernreaktionen	1
Arbeiten auf dem Gebiet der Kernspektroskopie	27
Arbeiten auf den Gebieten der Kern- und Festkörpertheorie	38
Anwendung kernphysikalischer Methoden	73
Berichte zu den Beschleunigern	134
Apparative und methodische Arbeiten	144
Zentrale Rechentechnik und Rechenprogramme	173
Liste der Veröffentlichungen, Diplomarbeiten, Promotionen, Vorträge, Veranstaltungen, wissenschaftlichen Preise und Auszeichnungen	180

Contents	page
Nuclear Reactions	1
Nuclear Spectroscopy	27
Nuclear Theory	38
Applied Methods of Nuclear Physics	73
Accelerators	134
Nuclear Electronics and Methods	144
Computing centre and codes	173
List of Publications and Lectures	180

Содержание	стр
Ядерные реакции	1
Ядерная спектроскопия	27
Теория ядра	38
Прикладные методы ядерной физики	73
Ускорители	134
Ядерная электроника и методы измерения	144
Вычислительный центр и программное обеспечение	173
Список публикаций и докладов	180

<u>KURZBERICHTE</u>	Seite
<u>ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNREAKTIONEN</u>	
Streuung von α -Teilchen an Kernen bei 17.9 GeV/c V.G. Ableev, B. Naumann, A.A. Nomofilov, N.M. Piskunov, V.I. Sharov, I.M. Sitnik, E.A. Stokovskij, L.N. Strunov, G.G. Vorobev, S. Dshemuchadse, S. Tesch	1
Ein Phasenraummodell zur Beschreibung von Streuprozessen H. Müller, H.W. Barz	2
Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $n+p \rightarrow d+\gamma$ bei einer Neutronenenergie von 25 MeV B. Kühn, K. Möller, J. Mösner, W. Neubert, W. Pilz, G. Schmidt, Th. Stiehler	3
Off-shell-Empfindlichkeit der Einfangreaktion $n + p \rightarrow d + \gamma$ K. Möller	4
Transparent phase functions and nuclear molecules E. Hentschel	5
Mass distributions of fission fragments from Sm + 1 GeV protons L.N. Andronenko, M.N. Andronenko, A.I. Iljin, A.A. Kotov, L.A. Vaishnena, W. Neubert	6
Fragment mass distributions in heavy-ion reactions leading to composite systems with Z=108 P. Gippner, K.D. Schilling, W. Seidel, F. Stary, S.M. Lukyanov, Yu.Is. Oganessian, Yu.E. Penionzhkevich, H. Sodan, E. Will, G.G. Chubarian	7
Neue Messung des $^{252}\text{Cf(sf)}$ -Neutronenspektrums im hochenergetischen Bereich H. Märten, D. Richter, D. Seeliger, W.D. Fromm, R. Böttger, H. Klein	8
Messung der Laborsystemanisotropie der Neutronenemission aus der Spontanspaltung von ^{252}Cf H. Märten, D. Richter, D. Seeliger, W. Neubert	9
Messung doppeltdifferentieller Emissionswahrscheinlichkeiten von $^{252}\text{Cf(sf)}$ -Neutronen H. Märten, D. Richter, D. Seeliger, W.D. Fromm, W. Neubert	10
Messung und Analyse doppeltdifferentieller Neutronenemissionsquerschnitte von Pb bei 14 MeV Neutroneneinschuß I. Elfruth, D. Hermsdorf, H. Kalka, D. Seeliger, K. Seidel, S. Unholzer	11
Messung der Neutronenausfluß-Spektren aus einer Pb-Kugel für 14-MeV-Quellneutronen I. Elfruth, D. Seeliger, K. Seidel, G. Streubel, S. Unholzer, D. Albert, W. Hanaen, Ch. Reiche, W. Vogel	12
Suche eines neutronenphysikalischen Analogons des Cerenkov-Effektes mittels Reso- nanzneutronen S. Mittag, W. Pilz, V.K. Ignatovich, L.B. Pikelner	13
Suche eines neutronenphysikalischen Analogons des Cerenkov-Effektes im Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts S. Mittag, W. Pilz, V.K. Ignatovich	14
Nachweis der Temperaturverschiebung von Neutronenresonanzen A. Meister, S. Mittag, W. Pilz, D. Seeliger, K. Seidel, V.K. Ignatovich	15
Erstellung des Files eingeschätzter Neutronenkerndaten für Blei (MAT 1502) für die Bibliothek SOKRATOR D. Hermsdorf, H. Kalka, D. Seeliger	16
Analyse der Genauigkeit von Wirkungsquerschnitten der elastischen und unelastischen Streuung schneller Neutronen D. Hermsdorf	17
Die Arbeit der Kerndatenbibliotheken in der DDR - Datenbestand und Serviceleistungen im Jahr 1984 S. Eckstein, D. Hermsdorf, D. Seeliger, K. Friedrich, L. Jankowski, B. Letz	18

	Seite
Absolute Spaltquerschnittsmessung an ^{235}U bei einer Neutronenenergie von 18.8 MeV C.M. Herbach, K. Merla, G. Musiol, H.G. Ortlepp, G. Pausch, L.W. Drapchinsky, E.A. Ganza, O.I. Kostochkin, V.N. Kuzmin, V.I. Shpakov	19
Absolute Spaltquerschnittsmessung an ^{239}Pu bei einer Neutronenenergie von 18.8 MeV C.M. Herbach, K. Merla, G. Musiol, H.G. Ortlepp, G. Pausch, L.W. Drapchinsky, E.A. Ganza, V.N. Kuzmin, S.M. Solovjew	20
Erzeugung und präzise Monitorierung von Neutronen der Energie um 18.8 MeV C.M. Herbach, K. Merla, G. Musiol, H.G. Ortlepp, G. Pausch, L.W. Drapchinsky, E.A. Ganza, V.N. Kuzmin	21
Optimierung einer ^{239}Pu -Spaltkammer zur Absolutbestimmung des Spaltquerschnittes C.M. Herbach, K. Merla, G. Musiol, G. Pausch, H.G. Ortlepp	22
Programme zur displaygestützten Auswertung rechnergekoppelter Spaltquerschnittsmessungen G. Pausch, C.M. Herbach	23
Konusfilmmessung bei Spaltquerschnittsmessungen nach der Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen (MEZKAT) unter Einsatz eines Mikrorechners AMCA-80 C.M. Herbach, H.G. Ortlepp, G. Pausch, A. Schnalke	24
Absolute Spaltquerschnittsmessung an ^{235}U bei 4.45 MeV Neutronenenergie R. Arlt, C.M. Herbach, M. Josch, K. Merla, G. Musiol, H.G. Ortlepp, G. Pausch, W. Wagner, L.V. Drapchinsky, E.A. Ganza, O.I. Kostochkin, S.S. Kovalenko, V.N. Kuzmin, V.J. Shpakov, I.D. Alkhazov	25
Identifikation assoziierter Teilchen bei Spaltquerschnittsmessungen nach der MEZKAT im Neutronenenergiebereich um 4.5 MeV C.M. Herbach, M. Josch, G. Musiol, H.G. Ortlepp, G. Pausch, E.A. Ganza	26
 <u>ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNSPEKTROSKOPIE</u>	
Prolate-oblate shape transition in the odd-mass Kr-isotopes J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, R. Schwengner, G. Winter	27
Yrast states in ^{79}Br R. Schwengner, J. Döring, L. Funke, H. Rotter, G. Winter	28
Possible band crossing in ^{79}Kr R. Schwengner, J. Döring, L. Funke, H. Rotter, G. Winter	29
A four-quasiparticle isomeric state in ^{84}Kr H. Rotter, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, P. Kleinwächter, L. Käubler, L.O. Norlin, H. Prade, R. Schwengner, G. Winter	30
Magnetic moment of the 10^+ isomer in ^{140}Ce L. Käubler, W. Enghardt, J. Fiedler, H.-J. Keller, H. Prade, E. Schuster, F. Stary, D. Walzog, P. Carlé, L.O. Norlin, K.-G. Rensfelt, U. Rosengard	31
Subnanosecond lifetime measurements in the $N = 82$ nuclei ^{144}Sm and ^{146}Gd L.K. Kostov, W. Andrejtscheff, L.G. Kostova, P. Petkov, H. Prade, W. Enghardt, L. Käubler, H. Rotter, F. Stary	32
Lifetimes of negative-parity states in ^{144}Sm and ^{146}Gd in a particle-core coupling approach W. Enghardt	33
Measurement of particle-gamma-coincidences in spectroscopic experiments R. Schwengner, J. Döring, L. Funke, P. Kleinwächter, H. Rotter, G. Winter	34
Transitions in ^{82}Br and ^{79}Se observed in the reactions (α, pn) and $(\alpha, \alpha n)$ L. Funke, J. Döring, P. Kleinwächter, H. Rotter, R. Schwengner, G. Winter	35
Use of a ^6Li -beam for in-beam spectroscopy in the mass 80 region L. Funke, J. Döring, P. Kleinwächter, H. Rotter, R. Schwengner, G. Winter	36

	Seite
Many-particle excitations in ^{138}Ba	
H. Prade, W. Enghardt, L. Käubler, H.-J. Keller, F. Stary, G. Winter	37
 <u>ARBEITEN AUF DEN GEBIETEN DER KERN- UND FESTKÖRPERTHEORIE</u>	
Constraints on parity-mixing matrix elements from meson-exchange corrections to first-forbidden beta decays	
M. Kirchbach	33
Meson exchange corrections to the $D^+ \rightarrow D^-$ beta decay of ^{16}C	
M. Kirchbach, H.-U. Jäger, M. Gmitro	40
Approach to intrinsic equilibrium induced by collective fluctuations	
L. Münchow, A. Pfitzner	41
Subthreshold antikaon production in relativistic nuclear collisions in the cascade model	
H.W. Barz, H. Iwe	42
Hydrodynamical description of heavy-ion collisions at Dubna-energies	
H.W. Barz, B. Kämpfer, L.P. Csernai, B. Lukács	43
Excitonenmodell und Multistep-compound-Reaktionen (MSCR)	
H. Kalka, D. Hermsdorf, D. Seeliger	44
Systematik und Interpretation der Energie- und Winkelabhängigkeit der unelastischen Streuung von 14-MeV-Neutronen	
J. Briseno Galvez, D. Hermsdorf, H. Kalka	45
Theoretische Analyse des $^{252}\text{Cf}(sf)$ -Neutronenspektrums	
H. Märten, D. Seeliger	46
Systematische Fehler der Resonanzkerndaten von ^{238}U durch Beschreibung der Dopplerverbreiterung in Gasmodellnäherung	
A. Meister, S. Mittag, W. Pilz, D. Seeliger, K. Seidel	47
"Fast fusion" the complementary mass-relaxation mode to "fast fission"?	
R. Schmidt	48
Nucleon exchange during a heavy-ion collisions	
R. Schmidt	49
Neutron emission from quasistationary states in $^{17}\text{O} + ^{16}\text{O}$ within a two-center shell model	
B. Milek, R. Reif	50
Nuclear Landau-Zener effect in $^{17}\text{O} + ^{13}\text{C}$?	
B. Milek, R. Reif	51
Three-body model for nucleon transfer and emission in heavy-ion collisions	
B. Milek, R. Reif, J. Kevai	52
Catapult mechanism for fast particle emission in fission and heavy ion reactions	
P. Mädler	53
On particle emission in TDHF approximation	
P. Mädler	54
Intensified and asymmetric barrier penetration of nuclear slabs in TDHF approximation	
P. Mädler, P.Yu. Nikishov, B.N. Zakhariev	55
A two-stage model for fast particle emission in heavy ion collisions at 10 - 30 MeV/A	
M. Biedermann, P. Mädler	56
Spectroscopic investigation of finite nuclei	
I. Rotter	57

	Seite
Can resonance decay amplitudes be Gaussian variables in finite nuclei?	
I. Rotter	58
Spectroscopic properties of nuclear states at high level density	
P. Kleinwächter, I. Rotter	59
Many-body effects in nuclei	
I. Rotter	60
The population of low-lying hypernuclear states by means of strangeness transfer followed by nucleon emission: ${}^A\text{C}(K^-, \pi^- n) {}^A_{\Lambda}\text{C}$ and ${}^A\text{N}(K^-, \pi^- p) {}^A_{\Lambda}\text{C}$	
L. Majling, J. Zofka, R. Wünsch	61
Riesenresonanzen über angeregten Zuständen von 1p-Schalenkernen	
N.G. Goncharova, H.R. Kissemer, I. Rotter	63
Elektroanregung von M4-Resonanzen in ${}^{14}\text{C}$	
A.N. Golzov, N.G. Goncharova, H.R. Kissemer	64
Spectroscopy of rotating quark bags	
F. Dönau, H. Reinhardt	65
On non-linear realizations and gauge transformations of interacting fields	
D. Kirschbaum	67
Models of lateral explosive crystallization	
K.-H. Heinig, H.-D. Geiler	69
Theoretical investigation of formation and growth of melt nuclei	
K.-H. Heinig	70
Controlled production of melt nuclei	
K.-H. Heinig, M. Voelskow, J. Matthäi, A. Zetzsche, C. Treutler	71
Borimplantation in Eisen - Diskussion der Phasenbildung	
V. Heera, B. Rauschenbach	72
<u>ANWENDUNG KERNPHYSIKALISCHER METHODEN</u>	
${}^{14}\text{N}$ -Profilanalyse mittels ${}^{14}\text{N}(d, \alpha) {}^{12}\text{C}$ -Reaktion	
C. Bauer, R. Groetzschel, W. Rudolph	73
Mößbauerspektrometrische Untersuchungen von Pb-210-datierten Sedimentkernen aus der Ostsee	
H. Kubsch, R. Gellermann, K. Fröhlich, L. Brüggemann, D. Lange	74
Mößbauerspektrometrische Untersuchungen an Farbkörpern für die Porzellanindustrie	
C. Pietzsch, J. Rotzsche	75
Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Struktur von flüssigem $\text{Ge}_{15}\text{Te}_{85}$	
H. Neumann, W. Matz, W. Hoyer	76
Neutronenflugzeitdiffraktion zur Untersuchung der Struktur von Gläsern	
W. Matz, U. Hoppe	77
Neutronentexturuntersuchungen an technischem zementgebundenem Beton	
M. Betzl, H. Baumbach, F. Häußler	78
Neutronenkleinwinkelstreuung an zementgebundenem Beton	
F. Eichhorn, H. Baumbach, F. Häußler	79
Texturbestimmungen aus unvollständigen Polfiguren mit Hilfe der entsprechenden modifizierten WIMV-Methode	
K. Helming	80
Fehleranalyse in der quantitativen Texturanalyse mittels gruppentheoretischen Invarianten	
S. Matthies, G.W. Vinei	81

	Seite
The excitation function of the $^{89}\text{Y}(d,2n)^{89}\text{Zr}$ reaction D. Degering, S. Unterricker	82
Determination of small Yttrium concentrations in geological samples by deuteron activation analysis D. Degering, S. Unterricker	83
Fluor-Tiefenprofilierung in menschlichem Zahnschmelz U. Wolf, H.-E. Zschau, G. Otto	84
Stabilität biologischer Proben während der Elementanalyse mittels PIXE J. Vogt, H.-E. Zschau, G. Otto	85
Bestimmung des Ionenaustauschgrades von Zeolithen mittels PIXE und PIGE H. Frey, S. Frey	86
Zur Bestimmung der Br^- -Ionenkonzentration in $\text{ISCC}_{1-x}\text{B}_x$ -Mischkristallen D. Lehmann, J. Riedel, W. Windsch	87
Strahlenschäden in CaAs nach niederenergetischem Ionenstrahlätzen R. Flaggmeyer, R. Fechner	87
RBC-Analyse von Erdalkalifluoridschichten auf GaAs R. Flaggmeyer, B. Schumann	88
Zur Bestimmung des Urangehaltes von Brennstoffkassetten G. Winter, M. Freitag, W. Schulze	89
Zur H-Bestimmung in borhaltigen Targets W. Rudolph, C. Bauer, D. Grambole, C. Heiser, F. Herrmann	90
Untersuchung der Zusammensetzung von Borsilikatglasschichten mit kernphysikalischen Methoden W. Rudolph, C. Bauer, C. Döring, D. Grambole, C. Heiser, F. Herrmann, P. Urwank	91
Ionenmikrosonde am Rossendorfer Tandembeschleuniger D. Grambole, F. Herrmann	92
Gallium ion micro beam with liquid metal ion source for ion lithography F.K. Naehring, A. Kahn	93
Emissionsverhalten von Ga-Flüssigmetall-Ionenquellen mit Kontrollelektrode J. Mittenbacher	94
TDPAC- and ME-results concerning the structure of amorphous probe environments in implanted tetrahedral semiconductors S. Unterricker, F. Schneider	95
Erzeugung rechteckförmiger Stickstoffprofile bei vergrabenen Schichten W. Skorupa, U. Kreißig, K. Wollschläger, E. Hensel, M. Gärtch	96
Zum Mechanismus der Lebensdauererhöhung oberhalb vergrabener Si_3N_4 -Schichten, hergestellt durch N^+ -Implantation W. Skorupa, H. Oertel	97
Chemisches Tiefenprofil nach Stickstoff-Hochdosisimplantation W. Skorupa, J. Finster, A. Hoffmann	97
Untersuchung des Übergangsbereiches waterregion-Feldregion bei Verwendung durch Implantation hergestellter Si_3N_4 -Schichten als Oxidationsmaske W. Skorupa, W. Markgraf	98
Untersuchung des Bestrahlungsverhaltens von Polymethylmethacrylat (PMMA) R. Mühle, J. Mittenbacher, U. Kirschstein	99
Grenzwerte der Fremdatomkonzentration für die epitaktische Rekristallisation implantierter Siliziumschichten H. Kerkow, B. Lukasch	100

	Seite
Kurzzeitausheilung von As- und B-implantiertem Si mittels Halogenlampenbestrahlung R. Kögler, E. Wieser	101
Ausheilung von Implantationschäden im Gebiet der Si/SiO ₂ -Grenzfläche durch unterschiedliche Wärmebehandlungsmethoden F. Fenske, N. Sieber	102
Präzise Bestimmung der Geschwindigkeit und Gestalt der Kristallisationsfront während großflächiger Explosivkristallisation amorpher Siliziumschichten M. Wagner	103
Kristallstruktur explosiv kristallisierter amorpher Si-Schichten auf SiO ₂ G. Andrá, E. Glaser, H. Bartsch, M. Wagner, G. Götz	105
Einfluß von Volumenkristallisationsprozessen in amorphem Silizium auf das Reflexionsvermögen von Siliziumschichten N. Winkler, E. Glaser, G. Götz, S. Jetschke	106
Elektrische Eigenschaften von Arsen-implantierten Poly-Si-Schichten nach Ausheilung im Strahlungsgleichgewichtsregime M. Voelskow, J. Matthäi, R. Klages	107
Laterales Zonerschmelzen von LPCVD-Siliziumschichten mit einem Lichtstreifenheizer - elektrische Eigenschaften implantierter rekristallisierter Schichten J. Matthäi, M. Voelskow, K.-H. Stegemann, D. Gerisch	108
Laterales Zonenschmelzen von LPCVD-Siliziumschichten mit einem Lichtstreifenheizer - Struktur der rekristallisierten Schichten J. Matthäi, M. Voelskow, Chr. Höppner, W. Scharf	109
Oxydationsverhalten von implantierten Polysiliziumschichten auf SiO ₂ J. Mittenbacher	111
Durchbruchfeldstärken von anodisch und thermisch erzeugten MOS-Strukturen auf polykristallinem Silizium G. Mende, J. Wende	112
Formation of Ni ₂ Si and NiSi on As-doped Silicon A. Witzmann, A. Dittmar, K. Gärtner, G. Götz	113
Ni silicide formation by ns-pulse laser irradiation A. Dittmar, K. Gärtner, G. Götz	114
Der Einfluß von Sauerstoff auf die Bildung thermischer Platin- und Molybdänsilizide C. Bauer, P. Michel, F. Schwabe, W. Rudolph	115
Erzeugung von Metall-Halbleiter-Kontakten auf Silizium durch niederenergetische Hochdosis-Implantation von Sb- bzw. Ag-Ionen A. Mertens, J. Bollmann, H. Klose	116
DLTS-Untersuchungen an kohlenstoffimplantiertem Zf-Silizium nach Neutronendotierung H. Morgenstern, A. Zetzsche	117
Annealing behaviour of radiation damaged tetrahedrally coordinated semiconductors S. Unterricker	118
Bestimmung des Tiefenprofils der Strahlenschädigung von GaP-Einkristallen nach Beschuß mit schnellen schwereren Ionen C. Ascheron, H.-E. Zschau, R. Flaggmeyer, G. Otto	119
Untersuchungen zur Wasserstoffeinlagerung in protonen- und deutronenbestrahlten GaP- und InP-Einkristallen C. Ascheron, H. Sobotta, V. Riede, C. Bauer	120
Defect production in weakly damaged ion implanted GaAs layers E. Wendler, W. Wesch	121
Pulse laser induced recrystallization of ion implanted GaAs W. Wesch, P. Ressel, D. Stock, E. Wendler	122

	Seite
Ausheilung von Si-implantierten GaAs mittels inkohärenter Lichtimpulse D. Panknin, C. Döring, J. Hüller, C. Weise, E. Wieser	124
Untersuchungen zur Oberflächenhebung an protonenbestrahlten GaP-, GaAs-, InP-, Ge- und Si-Einkristallen C. Ascheron, A. Schindler, U. Zeißer, G. Otto	124
Untersuchungen zur Winkelabhängigkeit der Ätzgeschwindigkeit bei RIBE-Prozessen G. Ringel, F. Bigl, H. Schmidt	126
Untersuchung von Strahlenschäden, erzeugt durch Ionenstrahlätzen, mittels Cu-64-Absorption und Autoradiographie R. Fechner, A. Schindler, J. Flachowski	127
Oberflächenverunreinigungen nach Ionenstrahlätzprozessen D. Flamm, F. Bigl, W. Frank, W. Beyer, T. Lehmann, A. Dittmar	128
Bestimmung der Elementverhältnisse in CrSi _x -Mischschichten mittels RBS P. Urwank, W. Rudolph	129
Untersuchungen zur Sekundärionenemission bei Einwirkung von Alkaliatomen W. Frentrup, M. Griepentrog, U. Müller-Jähreis	130
Temperaturabhängigkeit der Amorphisierungsdosis bei der Ionenimplantation von Silizium H. Kerkow, M. Klein, R. Wedell	131
Berechnung von Geometriefaktoren für ebene β -Rückstreuunganordnungen K. Irmer, I. Reiche, Ch. Uhlig, G. Zschornack,	132
 <u>BERICHTE ZU DEN BESCHLEUNIGERN</u>	
Der Betrieb des Zyklotrons U-120 B. Anders, H. Guratzsch	134
Lithium-Ionenquellen für das Rossendorfer Zyklotron U-120 J. Dietrich, G. Kerber, W. Naumann, H. Odrich	135
Betrieb der elektrostatischen Beschleuniger W. Bürger, S. Turuc	136
Erhöhung der Transmission des Tandembeschleunigers EGP-10-1 M. Friedrich	137
Elektronische Entwicklungsarbeiten an den elektrostatischen Beschleunigern (ESB) W. Becher, W. Bürger, H. Curian, W. Probst, M. Seidel	138
Ein Fokussiersystem für die HF-Quelle des 2-MV-Van-de-Graaff-Beschleunigers M. Friedrich	139
Mikrorechnereinsatz an den Beschleunigern B. Hartmann	140
Arbeiten zur automatisierten Führung des Teilchenstrahles am Tandembeschleuniger mittels SIMPLEX-Methode R. Fülle, S. Hiekmann	141
Speichervermittlung im verteilten Prozeßrechnersystem (LAN GDPNET) am Rossendorfer Tandembeschleuniger W.-J. Linnemann	142
Synchronisation der Anwenderprozesse im verteilten Prozeßrechnersystem (LAN GDPNET) am Rossendorfer Tandembeschleuniger W.-J. Linnemann	143
 <u>APPARATIVE UND METHODISCHE ARBEITEN</u>	
PHOBOS - Ein 4π -Spektrometer für Schwerionenreaktionen H. Sodan, Yu.E. Penionžkevič, I.W. Kolesov, R. Kupczak, Yu.Ів. Oganessjan H.-G. Ürtlepp, W. Seidel, D. Walzog	144

	Seite
A fast monitor for intensive beams of relativistic particles B. Naumann, L. Naumann, A.N. Nomofilov, N.M. Piskunov, S.A. Zaporozhets, I.M. Sitnik, V.I. Sharov, E.A. Strakovsky, L.N. Strunov, G.G. Vorobiev, B. Kühn, W. Neubert, A.A. Kotov	145
Construction of a beam monitor by using parallel plate avalanche counters W. Neubert, I. Probst, L. Naumann	146
Aufbau und Test eines Szintillationshodoskopes L. Naumann, V.I. Sharov, J. Hutsch, J. Mösner, W. Neubert	147
Eine Positronenkamera mit Nieldrahtproportionalkammern P. Manfrass, W.D. Fromm, D. Wohlfahrt	148
Ortsempfindlicher Lawinendetektor und dessen Ausleseelektronik H.-G. Ortlepp, W. Seidel	149
Eindimensional-ortsempfindlicher Lavinenzähler W. Seidel, H.-G. Ortlepp, M. Sobiella	150
Ein zweidimensional ortsempfindlicher Mikrokanalplattendetektor R. Kotte, B. Schmidl	151
Si-Teilchendetektor in 6fach-Ringgeometrie und dessen Ausleseelektronik B. Schmidt, J. v. Borany, H.-G. Ortlepp	152
Detektoranordnung zur Messung von Teilchen-Gamma-Koinzidenzen R. Schwengner, J. von Borany, M. Freitag	153
Test-Ionisationskammer W. Seidel	154
Gasreinigungsanlage D. Walzog, W. Seidel, H. Södan	155
Entwicklung des intensiven Neutronengenerators INGE-1 P. Eckstein, F. Gleisberg, H. Helfer, U. Jahn, R. Krause, E. Paffrath, D. Schmidt, R. Schwierz, D. Seeliger	156
Mess- und Steuersignalübertragungstechnik für den intensiven Neutronengenerator INGE-1 P. Eckstein, U. Schreiber, A. Tiedt	157
Automatisierungssystem für den intensiven Neutronengenerator INGE-1 P. Eckstein, R. Schwierz	158
Pseudographisches Computerterminal für INGE-1 R. Krause	159
Graphische Ausgabe mit Nadeldruckern W. Enghardt, W.D. Fromm	160
SIF-1000-Anschluß für R300-Paralleldrucker und Zeichentisch DIGIGRAF H. Angermann, W.D. Fromm, F. Schwarzenberg	161
Elektronische Entwicklungen aus der Abt. KFM F. Schwarzenberg, W.D. Fromm	162
Einfacher Mikrorechnergesteuerter Vielkanalanalysator M. Köhler, W. Meiling	163
Interface-Erweiterung IFE-1 für Rechner EMG 666 S. Kasper	164
Einsatz des VKA 4995 für Routinemessungen W. Trippensee, U. Bornkessel	165

	Seite
Ein Röntgen-Kristalldiffraktionsspektrometer in Johansson-Geometrie	
G. Karrasch, D. Kreiseler, H.-J. Oertner, W. Schulze, W. Wagner, G. Musiol, G. Zschornack	166
VFRD1 1 - Ein Programm zur Untersuchung des Einflusses der Geometrieparameter von Bragg-Kristalldiffraktionsspektrometern auf die Form und Position von Diffrak- tionsreflexen	
A. Reichmann, G. Zschornack, W. Wagner	167
Berechnungen zu Abbildungseigenschaften von Bragg-Kristalldiffraktionsspektrometern	
A. Reichmann, G. Zschornack, W. Wagner	169
Automatisierung eines Diffraktionsspektrometers mit Hilfe von Klein- und Mikro- rechentechnik	
G. Karrasch, D. Kreiseler, N.A. Nevskaya, W. Wagner, U. Beschnitt, G. Zschornack	170
Ein Feinpositioniersystem für die Blendenjustierung in fokussierenden Bragg- Kristalldiffraktionsspektrometern	
G. Karrasch, W. Schulze, W. Wagner, G. Zschornack	171
Fine Regelelektronik für die Blendenfeinpositionierung in fokussierenden Bragg- Kristalldiffraktionsspektrometern	
G. Karrasch, W. Schulze, W. Wagner, G. Zschornack	172
 <u>ZENTRALE RECHENTECHNIK UND RECHENPROGRAMME</u>	
Decomposition of γ -ray spectra recorded in Doppler-shift experiments	
G. Winter	173
Aufbau von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmatrizen am EC 1055	
W. Enghardt, U. Fromm	174
ZOOMA - Ein Programm zur räumlichen Darstellung von Funktionen $Z = F(X,Y)$	
R. Lischke, J. Bechstein, P. Gippner	175
DORIS - Ein Fortranprogramm für die Auswertung von RBS-Spektren	
R. Gröttschel	176
Programm zur Auswertung von RBS-Spektren mit dem EMG 666	
A. Witzmann, F. Schwabe, U. Barth	177
DEFEKT - Ein Programm zur Bestimmung der Defektdichte in mit Ionen belasteten Einkristallen	
H.-E. Zschau	178
ISOKON - Ein Programmsystem zur Aufarbeitung von Neutronenflugzeitspektren	
T. Elfruth, K. Seidel, S. Unholzer	179

ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNREAKTIONEN

STREUUNG VON α -TEILCHEN AN KERNEN BEI 17.9 GeV/c

V.G. Ableev, B. Naumann, A.A. Nomofilov, N.M. Piskunov, V.I. Sharov, I.M. Sitnik, E.A. Stokovskij,
L.N. Strunov und G.G. Vorobev
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für hohe Energien

S. Dshemuchadse und S. Tesch
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KP

Seit einigen Jahren beteiligt sich das ZfK an Experimenten, die mit dem Magnetspektrometer "ALPHA" /1/ am Synchrophasotron des VIK Dubna durchgeführt werden. Die Apparatur - bestehend aus einem System von Vieldraht-Proportionalkammern, Szintillations- und Cherenkovzählern - ermöglicht inklusive Messungen der Reaktionsprodukte unter kleinen Winkeln aus der Kern-Kern-Wechselwirkung bei relativistischen Energien. Ziel der experimentellen Untersuchungen ist, aus der Streuung und Fragmentierung von Deuteronen, ^3He - und ^4He -Kernen Informationen über die Struktur dieser Kerne bei kleinen intranuklearen Abständen zu gewinnen.

Diesem Ziel dienen auch Messungen der α -Streuung bei 17.9 GeV/c. Besonderes Augenmerk wurde auf das Gebiet jenseits des Diffraktionskonus bei großem Quadrat des Viererimpulsübertrags t gerichtet, da hier die Interpretation im Rahmen der Glauber-Sitenko-Theorie versagt und neue Mechanismen z. B. als Folge der Quarkstruktur der Hadronen wirksam werden.

Die Targets C, Al, Cu und Pb wurden mit einem α -Strahl der Intensität von etwa 10^6 /Zyklus beschossen. Jedes durch den Experimentrechner aufgezeichnete Ereignis (ausgewählt durch einen spezialisierten Prozessor) enthält die Information über die Koordinaten der Proportionalkammern, Monitorzählraten und Amplitude der Szintillationssignale (zur Ladungstrennung). Im Experiment wurde eine Winkelauflösung von 0.5 mrad und eine Impulsauflösung von 0.7 % erreicht. Die α -Spektren wurden bis zu $|t| \approx 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ gemessen, während frühere Daten /2/ sich auf das Gebiet $|t| < 0.18 \text{ (GeV/c)}^2$ beschränkten. Abb. 1 zeigt ein dreidimensionales Spektrum, das die Teilchentrennung illustriert. Der α -Peak enthält die Summe der Beiträge aus der elastischen und unelastischen (hauptsächlich quasifreien) Streuung.

In Abb. 2 ist der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für die Streuung an C in Abhängigkeit von $|t|$ angegeben. Rechnungen im Rahmen der Theorie der Vielfachstreuung wurden in /2/ veröffentlicht. Der Anteil aus der elastischen Streuung wurde in einem Röhrenmodell berechnet, wobei angenommen wurde, daß das Projektil "hart" ist und die optische Näherung anwendbar ist. Für den quasifreien Anteil, der im Gebiet für $|t| > 0.15 \text{ (GeV/c)}^2$ dominiert, wurde eine Darstellung in der Form $(d\sigma/dt)_{\text{qf}} = A \cdot \exp(-B|t|)$ gewählt, wobei für das C-Target die Werte $A = 0.57 \text{ b/(GeV/c)}^2$ und $B = 16.4 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ benutzt wurden.

Literatur

- /1/ V.G. Ableev u. a., Dubna-Bericht 13-81-782 (1981)
- /2/ V.G. Ableev u. a., Yad. Fiz. 26 (1982) 1197

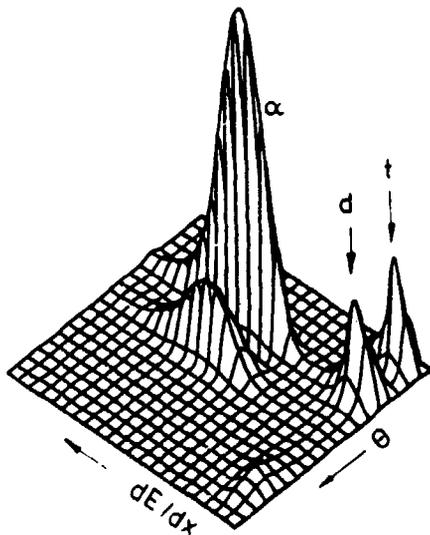


Abb. 1: Dreidimensionales Teilchenspektrum (θ -Ablenkwinkel im Analysiermagneten, dE/dx -Amplitudensignal eines Szintillationszählers).

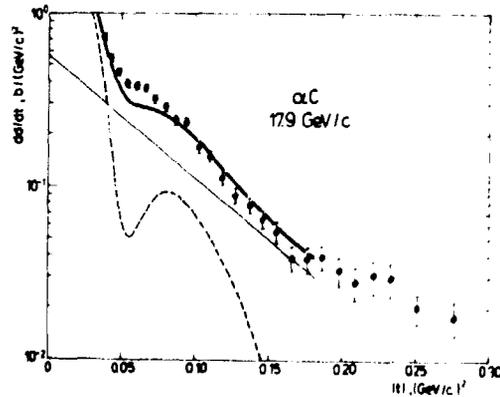


Abb. 2: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die α -Diffraktionsstreuung an Kohlenstoff. Die Kurven sind Berechnungen mit der Theorie der Vielfachstreuung (gestrichelte Kurve - elastische Streuung, dünne Linie - Quasifreistreuung, dicke Kurve - Summe beider Beiträge).

EIN PHASENRAUMMODELL ZUR BESCHREIBUNG VON STREUPROZESSEN

H. Müller und H.W. Barz

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für die Interpretation kumulativer Teilchenspektren im Rahmen des Cluster-Anregungs-Modells /1/ werden die Übergangswahrscheinlichkeiten eines hochangeregten Wenig-Nukleonen-Systems in die möglichen Ausgangskanäle benötigt. Dazu wird aufgrund der vielen Freiheitsgrade eine statistische Beschreibung angewendet, bei der die Übergangswahrscheinlichkeit in einen bestimmten Endkanal der Zahl der möglichen Phasenraumzustände in diesem Kanal proportional ist /2/. Diese Betrachtungsweise soll in der vorliegenden Arbeit am Hadron-Hadron Stoß getestet werden. Die "Strukturfunktion" eines Hadrons wird in Analogie zum Wenig-Nukleonen-System in der Form $A^2(\epsilon) \sim \exp(-\epsilon/\bar{\epsilon})$ angesetzt. Sie beschreibt die Wahrscheinlichkeitsverteilung der (virtuellen) Anregungsenergie ϵ , wobei der Parameter $\bar{\epsilon}$ eng mit dem Radius R der räumlichen Verteilung der "Partonen" des betrachteten Systems zusammenhängt. Für kleine Streuwinkel wird ein diffraktiver Streuprozess angenommen, der durch $A_{sc}^2(\theta) \sim \exp(bt)$ beschrieben wird. Die Wechselwirkung führt zu einer Anregung von Projektil und Target gemäß $A^2(\epsilon_p)$ und $A^2(\epsilon_T)$ mit anschließendem statistischen Zerfall der beiden angeregten Systeme in die möglichen Endkanäle $\alpha\beta$ und statistischer Verteilung der Energie auf die Finalteilchen.

Inklusive Teilchenspektren werden nach der Formel

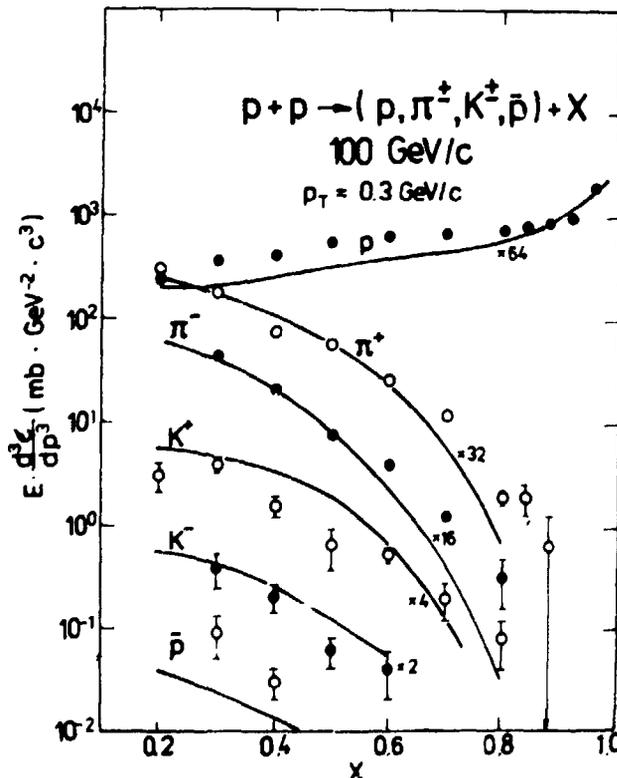
$$E_j d^3\sigma / dp_j^3 = \sigma^{inel} \left(\sum_{\alpha\beta} E_j d^3 I^{\alpha\beta}(s) / dp_j^3 \right) / \left(\sum_{\alpha\beta} I^{\alpha\beta}(s) \right)$$

berechnet, wobei der Ausdruck

$$I^{\alpha\beta}(s) = \int \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{2E_i} \int d^4(p - \sum_{i=1}^n p_i) A_{sc}^2(\theta) A^2(\epsilon_p) A^2(\epsilon_T) P^\alpha(\epsilon_p) P^\beta(\epsilon_T)$$

den durch $A_{sc}^2(\theta) A^2(\epsilon_p) A^2(\epsilon_T)$ modifizierten Phasenraum aller n Finalteilchen erhält, mit dem die Übergangswahrscheinlichkeiten $P^\alpha(\epsilon_p)$ und $P^\beta(\epsilon_T)$ von Projektil und Target

gewichtet werden. Die Beschreibung von Kaonen-Spektren erfordert zusätzlich einen Reduktionsfaktor F, der die im Vergleich zu $u\bar{u}$ - und $d\bar{d}$ -Quarkpaaren geringere Erzeugung von $s\bar{s}$ -Paaren berücksichtigt. In Abb. 1 sind erste Ergebnisse von Rechnungen für den Proton-Proton-Stoß dargestellt, die das charakteristische Verhalten der Meßergebnisse reproduzieren.



L i t e r a t u r

- /1/ V.I. Komarov et al., ZfK-528(1934)
- /2/ E. Fermi, Prog.Theor.Phys. 5 (1950) 570
- /3/ A.E. Brenner et al., Phys. Rev. D26 (1982) 1497

Abb. 1
Inklusive Teilchenspektren in Abhängigkeit von χ im Vergleich mit den Daten /3/. Rechnungen mit den Parameterwerten $R=1 \text{ fm}$, $\bar{\epsilon}=0.3 \text{ GeV}$, $b=6.7(\text{GeV}/c)^2$, $P=0.5$.

BESTIMMUNG DES TOTALEN WIRKUNGSQUERSCHNITTES DER REAKTION $n+p \rightarrow d+\gamma$ BEI EINER NEUTRONEN-ENERGIE VON 25 MeV

E. Kühn, K. Göller, J. Lösner, W. Keubert, W. Pilz, G. Schmidt, Th. Stiehler
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die innere Struktur der Nukleonen, wie sie in der Hochenergiephysik experimentell gefunden wurde und von der Quantenchromodynamik qualitativ beschrieben wird, sollte sich nach theoretischen Überlegungen auch bei mittleren und niedrigen Energien bemerkbar machen /1/. Ausgehend von dieser, für die Kernphysik neuartigen Situation sind in jüngster Zeit wieder Messungen der Photospaltung des Deuterons bzw. der inversen Reaktion, dem Neutroneneinfang am Proton, aktuell geworden (z.B. /2-5/).

Ein Vergleich der gemessenen Daten dieser Reaktionen mit Rechnungen, die von klassischen Nukleonenpotentialen ausgehen zeigt, daß nicht in jedem Falle befriedigende Übereinstimmung erreicht werden kann /6/. Für definitive Aussagen sind jedoch weitere experimentelle und theoretische Arbeiten notwendig.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $n+p \rightarrow d+\gamma$. Dazu wurde eine Apparatur aufgebaut, die in Abb. 1 schematisch dargestellt ist. Am Deutronenstrahl des Rossendorfer Tandemgenerators werden über die Reaktion $d+{}^3\text{H} \rightarrow n+{}^4\text{He}$ 25 MeV-Neutronen erzeugt. Nach Durchlaufen eines Kollimators treffen die Neutronen auf ein Wasserstoff-Gastarget mit zwei eingebauten Vieldraht-Proportionalzählern MWPC1 und MWPC2. Die aus dem Gastarget austretenden geladenen Teilchen werden von zwei Szintillationszählern SC1 und SC2 registriert. Ereignisse werden akzeptiert, wenn die Koinzidenzbedingung $\text{MWPC1}+\text{MWPC2}+\text{SC1}+\text{SC2}$ erfüllt ist. Die Winkelakzeptanz der Zähler gestattet die Registrierung aller Deutronen aus der Reaktion $n+p \rightarrow d+\gamma$, die nur in einen engen Konus ($\pm 3.9^\circ$) in Vorwärtsrichtung emittiert werden. Außer diesen Deutronen werden Protonen aus der elastischen np-Streuung registriert, die zur absoluten Normierung dienen. Die Teilchenunterscheidung wird durch Messung der Flugzeit zwischen SC1 und SC2 und der Energie im SC2 realisiert. Das Ergebnis der Messung $\sigma_{\text{tot}} = 26.9 \pm 1.2$ μb ist zusammen mit den Daten aus /1, 2, 3/ in Abb. 2 dargestellt.

L i t e r a t u r

- /1/ IX. European Conference on Few Body Problems in Physics, Tbilisi 1984
- /2/ J. Ahrens et al., Phys. Lett. 52B(1974)49
- /3/ R.J. Hughes et al., Nucl. Phys. A267(1976)329
- /4/ L. Bosman et al., Phys. Lett. 82B (1979)212
- /5/ J.F. Gilot et al., Phys.Rev.Lett. 47(1981)304
- /6/ E. Hadjimichael and D.F. Saylor, Phys. Rev. Lett. 45(1980)1776
- /7/ E. Cerineo et al., Phys. Rev. 124(1961)1947
- /8/ J. Tudoric-Gnemo, Nucl. Phys. A92(1967)233

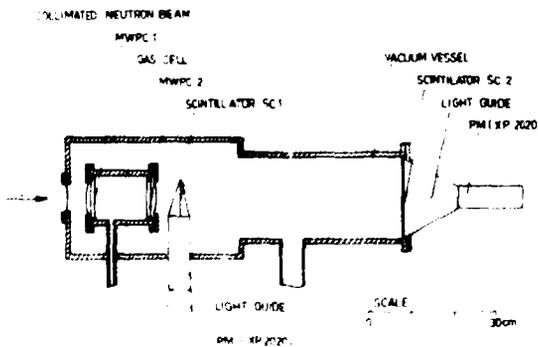


Abb. 1 Schematischer Aufbau der Versuchsanordnung

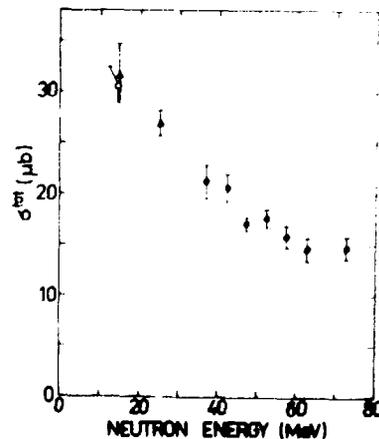


Abb. 2 Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $n+p \rightarrow d+\gamma$, \circ - /4/, Δ - /7/, \square - /8/, \blacktriangle - vorliegende Arbeit

OFF-SHELL-EMPFINDLICHKEIT DER EINFANGREAKTION $n + p \rightarrow d + \gamma$

K. Möller

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Zusammenhang mit einem am Rossendorfer Tandemgenerator durchgeführten Experiment zum Einfang von 25-MeV-Neutronen an Protonen [1] wurde eine theoretische Untersuchung über den Einfluß von Off-shell-Änderungen des Nukleon-Nukleon-Potentials auf den totalen Einfangsquerschnitt durchgeführt.

Die Einfangreaktion $n + p \rightarrow d + \gamma$ ist gut geeignet, um Off-shell-Effekte zu untersuchen, da hier nur zwei stark wechselwirkende Teilchen auftreten und deshalb keine Verfälschung der Off-shell-Effekte durch Dreinukleonkräfte auftreten kann wie bei der Analyse von Dreinukleonensystemen.

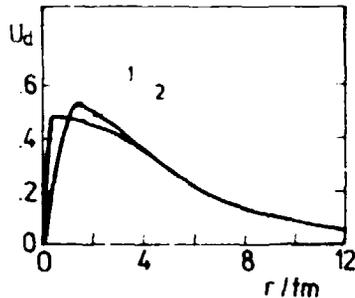


Abb. 1
Deuteronwellenfunktionen

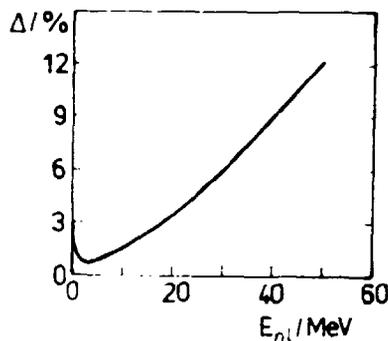


Abb. 2
Änderung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $n + p \rightarrow d + \gamma$ bei Änderung der Deuteronwellenfunktion entsprechend Abb. 1

$$\Delta \equiv \frac{\sigma(1) - \sigma(2)}{\sigma(1)} \cdot 100 \%$$

wobei $E_d = \frac{\hbar^2}{m} \alpha^2$ die Bindungsenergie des Deuterons ist. Damit kann man verschiedene Formfaktoren $g(k)$ wählen, indem man verschiedene Deuteronwellenfunktionen vorgibt. Dabei ist zu beachten, daß sich die Deuteronwellenfunktion nur im inneren Bereich ändern darf, da der äußere Bereich durch Vorgabe der Phasen festgelegt ist.

Ein Nachteil der Einfangreaktion ist aber, daß der Wirkungsquerschnitt für 25-MeV-Neutronen im μb -Bereich liegt und deshalb die experimentellen Fehler in der Größenordnung von 10 % sind. Das bedeutet, daß nur solche Potentiale mit Sicherheit als nicht in der Natur realisiert ausgeschlossen werden können, die Off-shell-Effekte in dieser Größenordnung hervorrufen.

Bei den hier durchgeführten Off-shell-Untersuchungen wurden zunächst nach einer von Fiedeldey [2] angegebenen Methode Sätze von phasenäquivalenten Potentialen folgender Form erzeugt:

$$v(k', k) = \frac{\hbar^2}{m} \frac{1}{2r^2} [-g(k')g(k) + h(k')h(k)] \quad (1)$$

Hierbei kann der Formfaktor $g(k)$ weitgehend frei gewählt werden. Der Formfaktor $h(k)$ wird dann so bestimmt, daß das Gesamtpotential $v(k', k)$ die experimentellen Phasen reproduziert. Wenn man den Formfaktor $g(k)$ so wählt, daß der dem ersten Term in Gl. (1) entsprechende gebundene Zustand die gleiche Bindungsenergie hat wie der gebundene Zustand des Gesamtpotentials $v(k', k)$, dann stimmen die Wellenfunktionen der beiden gebundenen Zustände exakt überein (limiting potentials) [2].

Damit besteht zwischen der Deuteronenwellenfunktion des Gesamtpotentials und dem Formfaktor $g(k)$ die Beziehung

$$\psi_d(k) = \frac{g(k)}{(k^2 + \alpha^2)} \quad (2)$$

wobei $E_d = \frac{\hbar^2}{m} \alpha^2$ die Bindungsenergie des Deuterons ist. Damit kann man verschiedene Formfaktoren $g(k)$ wählen, indem man verschiedene Deuteronwellenfunktionen vorgibt. Dabei ist zu beachten, daß sich die Deuteronwellenfunktion nur im inneren Bereich ändern darf, da der äußere Bereich durch Vorgabe der Phasen festgelegt ist.

Im zweiten Schritt der Untersuchungen werden die erzeugten phasenäquivalenten Potentiale in die Matrixelemente für die np-Einfangreaktion eingesetzt. Ein Beispiel für solche Rechnungen zeigen Abb. 1 und Abb. 2. Man sieht, daß für 25-MeV-Neutronen die Off-shell-Änderung 4,5 % beträgt.

L i t e r a t u r

[1] IX. European Conference on Few Body Problems in Physics, Tbilisi 1984
[2] Fiedeldey, H., Nucl. Phys. **A135** (1969) 353

TRANSPARENT PHASE FUNCTIONS AND NUCLEAR MOLECULES

E. Hentschel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

The differential equations for the phase function described in /1/ have been applied to collision systems like $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ /2-5/, $^{28}\text{Si}-^{28}\text{Si}$ /6/, $^{238}\text{U}-^{238}\text{U}$ /7-9/ where the formation of nuclear molecules is a matter of current interest. In particular those solutions of the Schroedinger equation have been studied which have maximum transparency when passing the barrier. From the equations of the phase function the following molecular properties have been derived:

- (1) At well established barriers like in the region of the Coulomb barrier there arise two effects: a local maximum of the probability density $\psi\psi^*$ and a second minimum of the effective potential. Both are located close to the barrier top and are the quantum mechanical indication for a molecular orbiting. Increasing the energy and the angular momentum these properties disappear rather quickly. In the case where a small nuclear pocket in the potential still exists the molecular situation practically changes into a potential scattering in the usual sense.
- (2) The width of the gross and intermediate structure are not independent properties but physically correlated by the behaviour of the phase function. The gross structure is related with the decay of the barrier "orbit" towards increasing nuclear attraction and the intermediate structure reflects the lifetime against asymptotic separation of the colliding nuclei. Looking for the trend from light to heavy nuclei typical values are $2.7\text{MeV} \geq \Gamma(\text{gross}) \geq 0.9\text{MeV}$ and $200\text{keV} \geq \Gamma(\text{int.}) \geq 60\text{keV}$.
- (3) The local maximum of the probability density defines the "molecular distance" of the colliding nuclei. It is even slightly bigger than the grazing distance. This has consequences: the collision system is extremely deformed and the selection of energy and angular momentum caused by the barrier is only weakly disturbed by internal degrees of freedom arising in reactions on the way of further fusion. It is a matter of actual interest in nuclear structure theory to justify a stable existence of such extremely deformed structures /10-12/. The other point is concerned with the question how clear the barrier pattern is reflected in excitation functions of different reaction channels. For the $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ system there is a lot of evidence that correlated structures exist /2,5/. They follow a slightly modified barrier pattern. They should be found also in other collision systems. Indications for the $^{14}\text{N}-^{12}\text{C}$ system are given in ref. /13/.

A detailed description is in preparation.

References:

/1/ E.Hentschel, ZfK-488 (1982)17
 /2/ D.A.Bromley, in I p.3
 /3/ A.M.Sandorfi et al., Phys.Rev.Lett. 42(1979)700
 /4/ W.Trombik et al., Phys.Lett. 135B(1984)271
 /5/ R.J.Ledoux et al., Phys.Rev. C30 (1984)866
 /6/ R.Betts, in I p.185
 /7/ E.Berderrmann et al., GSI 84-4
 /8/ J.Schweppe et al., Phys.Rev.Lett. 51(1983)2261
 /9/ U.Müller et al., Z.Phys. A312(1983)263
 /10/ U.Mosel, in I p.358
 /11/ S.Aberg and I.Ragnarsson, NORDITA-81/44
 /12/ T.Bengtsson et al., Lund-MPh 84/01
 /13/ K.R.Cordell et al., Nucl.Phys. A226(1978)278

I denotes "Resonances in Heavy Ion Reactions" (ed. K.A. Eberhard Springer Lecture Notes in Physics vol.156,1982)

MASS DISTRIBUTIONS OF FISSION FRAGMENTS FROM Sm + 1 GeV PROTONS

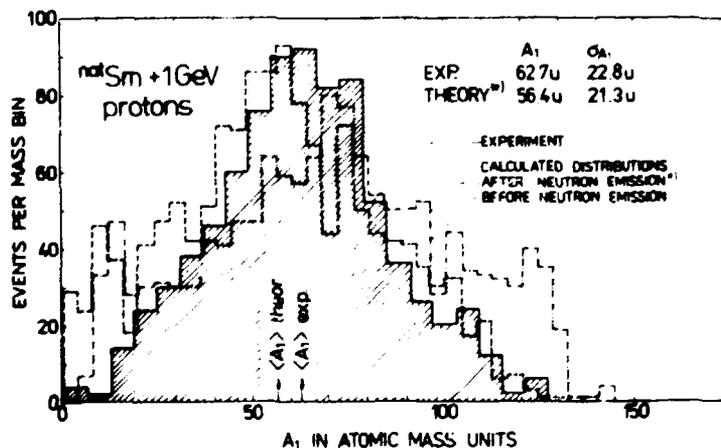
L.N. Andronenko, M.N. Andronenko, A.I. Iljin, A.A. Kotov, L.A. Vaishnena
 Leningrad Nuclear Physics Institute, Lab. for High Energy Physics, Gatchina, USSR
 W. Neubert

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In recent measurements we have found a significant change of the mass-distribution shapes of coincident fragments emitted from highly excited nuclei with decreasing mass number in the region of Sb and Ag /1/. From the theoretical point of view, such change can be understood from the predicted instability along the mass asymmetry axis in the binary decay of excited medium-weight nuclei /2/. Calculations based on a fast nuclear cascade and the statistical model confirm the change of the observations /3/. These calculations reproduce the shapes in a wide range of nuclei from Bi to Ag. Furthermore, the calculations suggest that the shape of the mass distributions depends not only on mass number but also on the excitation energy of the decaying nuclei. Especially, the light rare-earth nuclei are assumed to be very sensitive to this predicted behaviour. The calculations carried out for Sm show a strong change from asymmetric mass distributions at $E^* \leq 100$ MeV to symmetric mass distributions at $E^* \geq 300$ MeV of excitation energy. However, the binary decay of mediumweight nuclei arising from such highly excited states is accompanied by light particle emission. Rather violent disturbances may be associated with the emission of light particles. Therefore, a more sensitive measure should be the correlated velocity distributions of the fragments observed.

Attempts to localize the transition region of the mass instability have been undertaken in 1984. The fragments emitted from a thin target of Sm ($\approx 300 \mu\text{gcm}^{-2}$ on a Formvar backing of about $70 \mu\text{gcm}^{-2}$) were investigated at the external beam of the Gatchina synchrocyclotron. The basic information was obtained with our double-arm spectrometer. In one arm we measured the TOF between a double-grid avalanche counter and two silicon detectors, which also delivered the energy signal. The other arm consisted of a similar start counter and a position sensitive PPAC providing the TOF and the angle of the complementary fragment relative to the first one. About 10^3 coincident events were registered which allow to evaluate the fragment distributions. In addition, inclusive spectra were measured which provide data on E and TOF.

In fig. 1 we represent our first data of the fragment mass distributions. The calculated distributions (before, and after neutron emission) give the fragment-mass yields as average of different distributions within the involved excitation energies. The shapes of both the experimental and theoretical distributions are in satisfactory agreement as indicated by the similar mean masses $\langle A_1 \rangle$ and mass dispersions σ_{A_1} .



References

- /1/ L.N. Andronenko, A.A. Kotov, M.M. Nesterov, V.P. Petrov, N.A. Tarasov, L.A. Vaishnena, W. Neubert. *Z. Phys.* **A318** (1984), 97
- /2/ U.L. Businaro and S. Gallone *Nuovo Cimento* **2** (1957), 315
- /3/ M.M. Nesterov, V.P. Petrov and N.A. Tarasov. *Yad. Fiz.* **35** (1982), 1131

Fig. 1

FRAGMENT MASS DISTRIBUTIONS IN HEAVY-ION REACTIONS LEADING TO COMPOSITE SYSTEMS WITH Z=108

P. Gippner, K.O. Schilling, W. Seidel F. Stary
 Zentrallinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Dresden, GDR
 S.M. Lukyanov, Yu.Ts. Oganessian, Yu.E. Penionzhkevich, M. Sodan, E. Will
 Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, USSR
 G.G. Chubarian
 Yerevan Physics Institute, Yerevan, USSR

The formation of two fragments in reactions between heavy nuclei is the result of the evolution of the mass asymmetry degree of freedom of the system. This evolution allows the distinction between different types of reactions and can be related to entrance channel parameters such as mass asymmetry, projectile energy and orbital angular momentum ¹⁾.

In this paper, mass distributions of two correlated fragments are presented, which were studied in the reactions $^{22}\text{Ne} + ^{249}\text{Cf}$, $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ and $^{56}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ with the double-arm time-of-flight spectrometer "DEMAS" ²⁾. These projectile-target combinations were chosen with regard to the formation of composite systems with one and the same total charge number Z, in our case $Z = Z_p + Z_T = 108$. The fig. 1 shows fragment mass spectra for different values of the mass asymmetry parameter η of the entrance channel, ranging from 0.58 to 0.84. Maximum yields in the mass region $A_p < A < A_T$ for the Ne and Ar induced reactions are observed at $(A_p + A_T)/2$. This symmetric fragmentation component is strongly depressed in the Fe + Pb reaction in favour of relatively enhanced yields of asymmetric fragmentation products near the projectile and target masses. Such a change in the shape of the mass distributions is also reported in ref. ³⁾ and can be attributed to the decrease in η , although the ratio of E_{cm}/B_{coul} is somewhat lower than in the preceding two reactions in fig. 1. For the Ar + Th reaction, measurements were carried out at different bombarding energies. As can be seen from fig. 2 the mass distributions become broader with decreasing excitation energy and, in addition, preferentially exhibit peaks of asymmetric fragmentation products around $A = 210$ (and correspondingly $A \approx 60$). The mechanism responsible for this fragmentation is not yet clear. One possible explanation is based on the influence of stabilizing shell effects ⁴⁾, another one could be connected with the sequential fission process ⁵⁾. The contribution of ternary events to the asymmetric fragmentation products turns out to be, however, negligible at energies near the Coulomb barrier ⁶⁾.

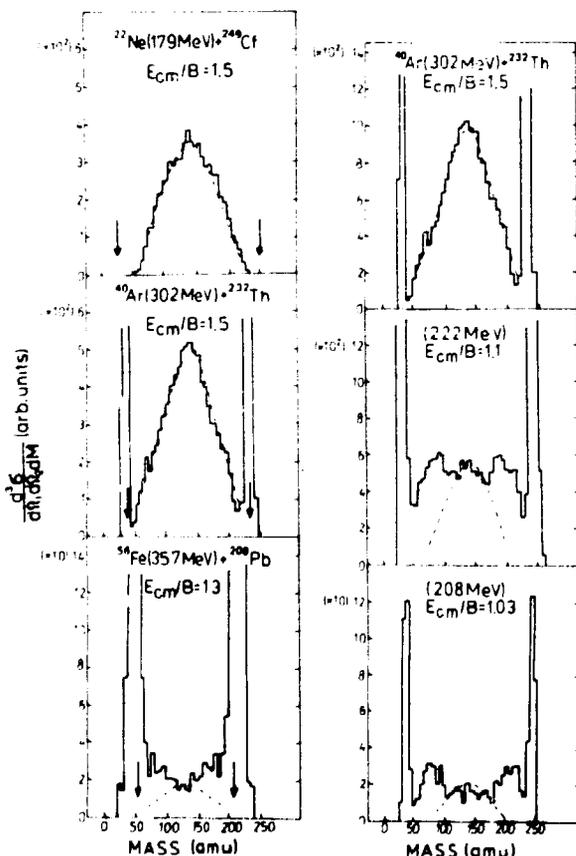


Fig. 1.

Fig. 2.

References

- 1) J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983) 265
- 2) P. Gippner et al., Annual Report (Rossendorf) ZfK-530 (1984) 115; M. Sodan et al., JINR Rapid Comm. (Dubna) N4-84 (1984) 15
- 3) R. Bock et al., Nucl. Phys. **A388** (1982) 334
- 4) R. Kalpakchieva et al., Z. Phys. **A283** (1977) 253; Nukleonika **24** (1979) 417
- 5) G. Guarino et al., Nucl. Phys. **A424** (1984) 157
- 6) J. Töke et al., Scientific Report 1983 (Darmstadt) GSI 84-1, 11; G.X. Dai et al., GSI 84-1, 12

NEUE MESSUNG DES $^{252}\text{Cf(sf)}$ -NEUTRONENSPEKTRUMS IM HOCHENERGETISCHEN BEREICH^{*)}

H. Märten, D. Richter und D. Seeliger
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik
 W.D. Fromm - ZfK Rossendorf, Bereich KP
 R. Böttger, H. Klein
 Physikalisch-Technische Bundesanstalt Braunschweig, BRD

Die weitere Präzisierung des $^{252}\text{Cf(sf)}$ -Neutronenspektrums als international vereinbarter Kernstandard erfordert insbesondere dessen genaue Messung im Bereich hoher Emissionsenergien. Eine bedeutende Erweiterung des experimentell erfaßten Energiebereichs wurde durch die zweidimensionale Spektrometrie von Neutronenflugzeit (TOF) und Szintillatorlichtausbeute (LO) sowie eine wirksame Untergrundunterdrückung (elektronische n/γ -Diskriminierung) erreicht /1/.

Unter Anwendung einer Miniaturspaltkammer mit stärkerer Cf-Quelle und sehr hoher Fragmentnachweiseffektivität (0.9927 ± 0.0005) sowie Einsatz zweier NE 213-Neutronendetektoren (\varnothing 5", Dicke 1.5" und 5", Flugstrecke 3.3 m bzw. 5.9 m, Winkel relativ zur Probenebene 60° bzw. 0°) erfolgte eine weitere Messung nach der beschriebenen Methode, jedoch mit wesentlich erweitertem Datenerfassungs- /2/ und -auswertungssystem (Abb. 1).

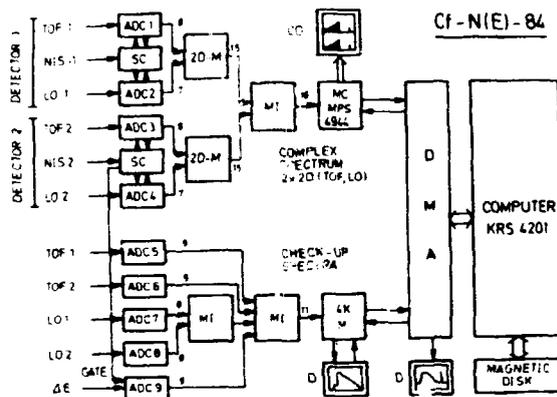


Abb. 1: Blockschemata zum Experiment (NIS - Neutronenidentifizierungssignal, SC - Koinzidenzstufe, 2D-M - Summenwortbildner, MI - Mixer, MC - Mikrorechner, CD - Farb-Display). Die angegebenen Ziffern zeigen die jeweilige Wortlänge (in bit).

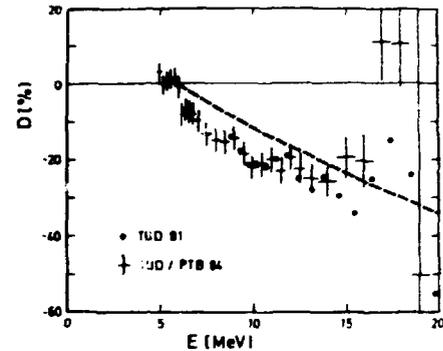


Abb. 2: Experimentelle Ergebnisse, dargestellt als prozentuale Abweichung D von der Maxwellverteilung mit $kT = 1.42$ MeV (Punkte - Ref. 1; gestrichelte Linie - eingeschätztes Spektrum /5/).

Neben den beiden (TOF, LO) - Meßspektren wurden mehrere Kontrollspektren gleichzeitig erfaßt. Die Zeitauflösung des Spektrometers betrug 1.3 ns (1.5"-Detektor) bzw. 1.5 ns (5"-Detektor) (bzgl. FWHM des γ -Peaks). Die Auswertung schließt die Variation des LO-Bereichs zur Gewährleistung eines maximalen Effekt/Untergrund-Verhältnisses ein. Spektrenkorrekturen (Flußschwächung, Zeitauflösung, Nachweiseffektivität der Spaltkammer, Kanalbreiteneffekte, Untergrund durch nichtkorrelierte Zeitsignale etc.) und Fehleranalyse wurden umfassend beschrieben /3/. Das neue Experiment /4/ bestätigte die frühere Messung /1/ (siehe Abb. 2). Das betrifft ebenfalls einen Neutronenüberschuß oberhalb 20 MeV relativ zu Rechnungen im Kaskadenverdampfungsmodell /1/.

- /1/ H. Märten, D. Seeliger, B. Stobinski, Proc. Int. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology, Antwerp, 1982, 488
- /2/ W.D. Fromm, M. Kahlenbach, Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 131
- /3/ H. Märten, D. Richter, D. Seeliger, INDC(GDR)-28/L (1984)
- /4/ H. Märten et al., Proc. IAEA Advisory Group Meeting on Nucl. Standards, Geel, 1984
- /5/ J. Grundl, C. Eisenhauer, NBS-493 (1977)

^{*)} Diese Arbeit wurde von der IAEA (INDC) unterstützt.

MESSUNG DER LABORSYSTEMANISOTROPIE DER NEUTRONENEMISSION AUS DER SPONTANSPLTUNG VON ^{252}Cr

H. Märten, D. Richter, D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, #B Kernphysik

W. Neubert

ZfK Rossendorf, Bereich KP

Im Rahmen der experimentellen und theoretischen Untersuchungen des Mechanismus der Spaltneutronenemission ist die Analyse des Energiespektrums in der Äquatorialebene relativ zur Spaltachse (Emissionswinkel $\theta = 90^\circ$) von besonderer Bedeutung, da daraus Schlussfolgerungen über eventuelle Komponenten von Spaltneutronen, die zeitlich nahe des Zerreißpunktes emittiert werden, zu erwarten sind.

Durch Einsatz eines herkömmlichen und eines positionsempfindlichen Parallelplatten-Lawinenzählers zum Spaltfragmentnachweis /1/ sowie zweier NE213-Szintillatoren zum Neutronennachweis (s. Abb. 1) wurden die Spaltneutronenspektren unter $\theta = 0^\circ$ und 90° gleichzeitig mit Hilfe der zweidimensionalen Spektrometrie von Neutronenflugzeit und Szintillatorlichtausbeute gemessen.

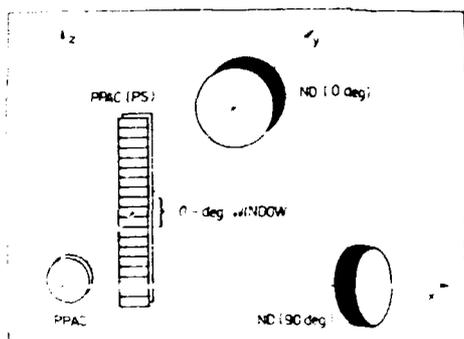


Abb. 1

Experimentelle Anordnung (schematisch) (PPAC - Parallelplatten-Lawinenzähler ND - Neutronendetektor). Die Quelle befindet sich im Ursprung des Koordinatensystems.

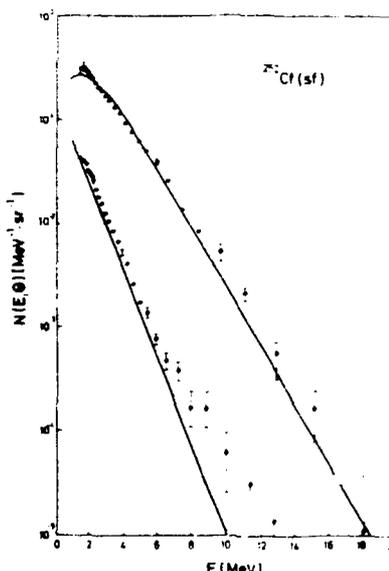


Abb. 2

Differentielle Neutronenspektren aus der Spaltung von ^{252}Cr für $\theta = 0^\circ$ und 90° (• - experimentelle Daten, Kurven - Ergebnisse der theoretischen Analyse im Kaskadenverdampfungsmodell).

Diese Methode, ergänzt durch die effektive elektronische Unterdrückung des Untergrundes durch γ -Strahlen und kosmische M \ddot{u} onen, gewährleistet die empfindliche Neutronenspektrometrie insbesondere für hohe Emissionsenergien. Prinzipien der Datenauswertung und -korrektur wurden umfassend beschrieben /2/. Die differentiellen Spektren waren zusätzlich bezüglich Winkelauflösung zu korrigieren. Die gewählte Anordnung der Detektoren erlaubt v.a. die Messung des 90° -Spektrums bei relativ hoher Koinzidenzrate der Spaltfragmente. Unter Voraussetzung des vorrangigen Mechanismus der Spaltneutronenemission, der Verdampfung von den voll beschleunigten Fragmenten, erfolgte im Rahmen des komplexen Kaskadenverdampfungsmodells /3/ die theoretische Analyse der $0^\circ/90^\circ$ -Anisotropie.

Wie Abb. 2 zeigt, bestätigte das Experiment nicht ältere Daten /4,5/, die auf die Existenz einer harten Emissionskomponente relativ hoher Ausbeute im Äquatorialbereich hinweisen /6/. Das gemessene 90° -Spektrum wird weitgehend von der statistischen Theorie reproduziert.

Literatur

- /1/ Neubert, W. et al., Nucl. Instr. Meth. **204** (1983) 453
- /2/ Märten, H., Richter, D., Seeliger, D., INDC(GDR)-28/L (1984)
- /3/ Märten, H., Seeliger, D., J. Phys. **G 10** (1984) 349
- /4/ Bowman, H.R. et al., Phys. Rev. **126** (1962) 2120
- /5/ Bishop, C.J. et al., Nucl. Phys. **A 198** (1972) 161
- /6/ Märten, H., Neumann, D., Seeliger, D., INDC(NDS)-146/L (1983) 199.

MESSUNG DOPPELTDIFFERENTIELLER EMISSIONSWAHRSCHEINLICHKEITEN VON $^{252}\text{Cf(sf)}$ -NEUTRONEN

H. Märten, D. Richter, D. Seeliger
Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik
W.D. Fromm, W. Neubert
ZfK Rossendorf, Bereich KF

Bisher ist lediglich eine Messung der doppeltdifferentiellen Emissionswahrscheinlichkeit $N(E, \theta)$ (E, θ -Emissionsenergie und -winkel bzgl. der Richtung des leichten Fragments im Laborsystem) der prompten Neutronen aus der Spontanspaltung von ^{252}Cf für relativ wenig Winkelpunkte (11.25 (11.25) 168.75) bekannt /1/.

Nach Vergleich der Daten mit relativ groben Rechnungen auf Grundlage der statistischen Theorie wurde auf die mögliche Existenz einer "zentralen" Emissionskomponente (Scissionneutronen) mit einer Ausbeute von ca. 10 % geschlossen. Spätere Messungen differentieller Spektren für $\theta = 0^\circ$ und 90° /2/ offenbarten relativ große Diskrepanzen.

Der Einsatz eines herkömmlichen und eines positionsempfindlichen Parallelplatten-Lawenzählers zur Fragmentrichtungsbestimmung und zur Fragmentflugzeitspektrometrie erlaubt in Verbindung mit zwei Neutronendetektoren (n-Flugzeitspektrometrie) die effektive Messung von $N(E, \theta)$ für $\theta = 0^\circ$ (1.5°) 180° /3/. Die Trennung zwischen leichter und schwerer Fragmentgruppe wird durch Messung des Fragmentflugzeitspektrums (s. Abb. 1) ermöglicht, wobei (vorrangig physikalisch bedingt) ca. 2.5 % der Fragmente falsch zugeordnet werden.

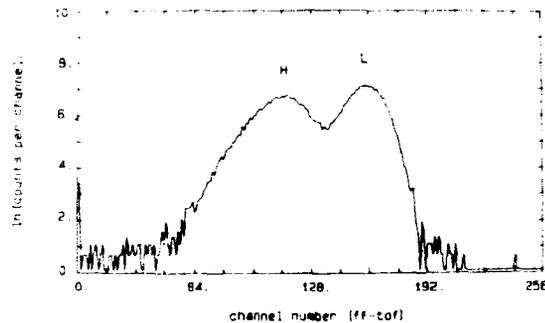


Abb. 1: Fragmentflugzeitspektrum. L/H kennzeichnen die leichte/schwere Fragmentgruppe

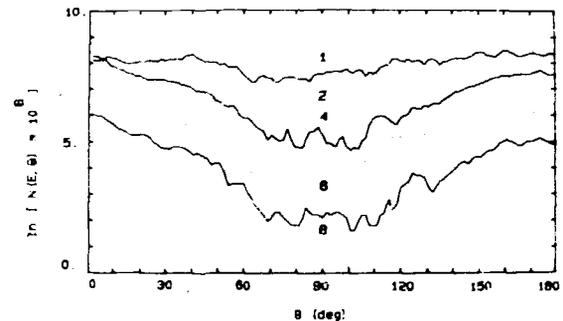


Abb. 2: Gemessene doppeltdifferentielle Emissionswahrscheinlichkeiten von $^{252}\text{Cf(sf)}$ -Spaltneutronen für ausgewählte Neutronenenergie (Parameter in MeV).

Die Datensammlung erfolgt hauptsächlich über Parbdisplay FD 4971 /4/ mit Kopplung zum Rechner KRS 4201 und Plattenperipherie. Ein komplexes Auswertungsprogramm realisiert u.a. die Entfaltung der für wählbare Neutronenenergieintervalle bestimmten Positionsspektren nach einem vereinfachten Gauß-Fit-Algorithmus /5/.

Ergebnisse der ersten Messerie sind in Abb. 2 dargestellt ($N(E, \theta)$ ist auf 1. normiert). Die gemessenen Winkelverteilungen sind im Vergleich zu älteren Daten /1/ für hohe Emissionsenergien stärker anisotrop. Genauere Analysen sind im Vergleich mit Rechnungen im komplexen Kaskadenverdampfungsmodell vorgesehen /5/.

Literatur

- /1/ H.R. Bowman et al., Phys. Rev. 126 (1962) 2120
- /2/ P. Riehs, Acta Physica Austriaca 53 (1981) 271
- /3/ H. Märten u.a., Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 120
- /4/ W.D. Fromm, M. Kahlenbach, ebenda S. 131
- /5/ P. Krimmling, Praktikumsbericht, ZfK (1984)
- /6/ H. Märten u.a., Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 15

MESSUNG UND ANALYSE DOPPELT-DIFFERENTIELLER NEUTRONENEMISSIONSQUERSCHNITTE VON Pb BEI 14 MEV NEUTRONENEINSCHUSS

T. Elfruth, D. Hermsdorf, H. Kalka, D. Seeliger, K. Seidel und S. Unholzer
Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Das Interesse an genauen doppelt-differentiellen Emissionsspektren für Pb resultiert gegenwärtig u.a. aus der Bedeutung dieses Elementes als Neutronenmultiplikator in Fusionsreaktorkonzeptionen. Starke Abweichungen zwischen Messung und Berechnung von Neutronenausflußspektren aus integralen Anordnungen für höhere Emissionsenergien sind hauptsächlich auf Fehler in den Eingangsdaten zurückzuführen, die eine Winkelabhängigkeit der Wechselwirkungsprozesse und Emissionen im Vorcompoundstadium der Reaktion nicht oder nur ungenügend berücksichtigen.

Über die Interpretation der Energieabhängigkeit winkelintegrierter Neutronenemissionsspektren mit Gleichgewichts- und Vergleichgewichtsmodellen hinausgehend, erlauben neuere Reaktionsmodelle auch die Beschreibung der Winkelverteilung von Neutronen-Emissionsspektren. Für den Test dieser Reaktionsmodelle existieren keine älteren Experimente, die einen breiten Emissionswinkelbereich erfassen.

Die Winkelverteilung der Neutronen wurde von 15° bis 165° in 15°-Schritten für Emissionsenergien zwischen 2 MeV und 14.8 MeV mittels Flugzeittechnik am gepulsten 14 MeV-Neutronengenerator gemessen /1/. Die Genauigkeit der Experimente konnte durch rechnergestützte Experimentführung erhöht werden. Der Meßablauf war so gewählt, daß alle Punkte der Winkelverteilung quasi gleichzeitig erfaßt wurden, wodurch der Einfluß zeitlicher Instabilitäten der Meßapparatur auf die Form der Winkelverteilung weitestgehend ausgeschlossen wurde.

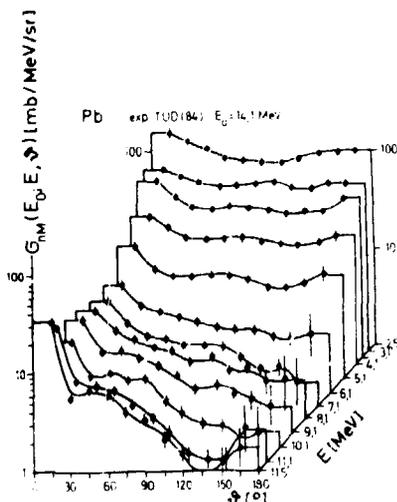


Fig. 1:
Neutronenemissionsspektren der Streuung von 14 MeV-Neutronen an Pb

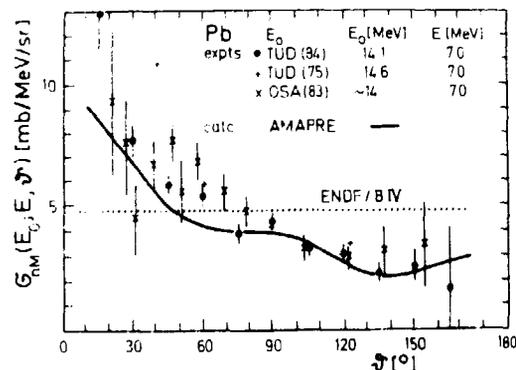


Fig. 2: Vergleich der gemessenen Winkelverteilung (o) bei einer Emissionsenergie von $E_n = 7$ MeV mit theoretischen Berechnungen und der anderer Arbeiten (+/4/, x/5/).

Mit dem Programm AMAPRE /2/ wurden die Gleichgewichts- und Vergleichgewichtsbeiträge der Reaktion und durch DWBA-Rechnungen direkte Reaktionsanteile bestimmt. Der (n,2n)-Anteil wurde mit dem Programm STAPRE /3/ berechnet. Die Neutronenemissionsspektren für Pb (Fig.1) zeigen im niedereenergetischen Teil weitgehende Symmetrie um 90°, bedingt durch die Dominanz von Gleichgewichtsprozessen. Mit wachsender Emissionsenergie erfolgt durch den ansteigenden Vergleichgewichtsanteil eine zunehmende Streuung in Vorwärtsrichtung, die bei hohen Emissionsenergien in die typische Diffraktionsstruktur direkter Wechselwirkungsprozesse übergeht. Für die Emissionsenergie 7 MeV ist die gemessene Winkelverteilung vorwärtsgerichtet (Fig. 2) und weist auf einen vorherrschenden Vergleichgewichtsanteil hin, der durch AMAPRE-Rechnungen beschrieben wird. In der Bibliothek eingeschätzter Daten ENDF/B-IV hingegen sind diese Größen isotrop verteilt angegeben.

- /1/ Elfruth, T. u. a. Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 14
- /2/ Kalka, H., Diplomarbeit TU Dresden, 1983
- /3/ Uhl, M., Strohmaier, B., report IRK-76/1
- /4/ Hermsdorf, D. et al., ZfK-277 (1974)
- /5/ Takahashi, A. et al., OKTAVIAN-Report A-83-01 (1983)

MESSUNG DER NEUTRONENAUSFLUSS-SPEKTREN AUS EINER Pb-KUGEL FÜR 14-MEV-QUELLNEUTRONEN

T. Elfruth, D. Seeliger, K. Seidel, G. Streubel und S. Unholzer
Technische Universität Dresden, Sektion Physik
D. Albert, W. Hansen, Ch. Reiche und W. Vogel
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich RP

In Blanketkonzeptionen für DT-Kernfusionsreaktoren sind hinter der Plasmakammerwand Neutronenmultiplikatoren vorgesehen, die u.a. den Tritiumbruttkoeffizienten erhöhen sollen. Pb ist gegenwärtig bevorzugter Kandidat /1/, so daß seine Sekundärneutronenspektren bei Beschuß mit 14 MeV-Neutronen von unmittelbarem Interesse sind, und die eingeschätzten differentiellen Daten durch Vergleich des berechneten Neutronentransports in eindimensionalen, homogenen Anordnungen mit gemessenen Größen zu testen sind.

Es wurde eine Kugel verwendet, die im Mittelpunkt mit 14 MeV Neutronen gespült wurde. Die Pb-Schichtstärke bis zur Kugeloberfläche betrug 4,1 mittlere freie Weglängen der Quellneutronen. Gemessen wurden die Neutronenstromdichte in 4,31 m Entfernung mittels Flugzeit- /2/ und Rückstoßprotonenspektroskopie /3,4/, der Neutronenfluß auf der Kugeloberfläche mit Rückstoßprotonenspektroskopie, sowie Spaltraten /5/ und Aktivierungsraten /6/ von insgesamt 13 Sonden auf der Kugeloberfläche und in den in Abb. 1 skizzierten Positionen im Meßkanal der Kugel unter 90° zum Deuteroneneinschuß.

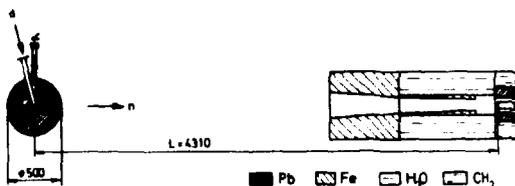


Abb. 1: Experimentelle Anordnung in horizontalem Schnitt

Abb. 2 zeigt als Beispiel eine mit Flugzeittechnik gemessene Neutronenstromdichteverteilung. Verglichen mit den berechneten Werten unter Verwendung des Programms ANISN und Daten, wie sie zu Beginn der Messungen zur Verfügung standen (ENDF-B/III), treten im hochenergetischen Teil erhebliche Abweichungen auf. Die Ursache ist vor allem darin zu suchen, daß Neutronenemissionen im Vergleichgewichtsstadium und direkte Reaktionen, die stark anisotrop sind und harte Spektralkomponenten ergeben, nicht adäquat bei der Dateneinschätzung berücksichtigt worden sind. Mit Rückstoßprotonenspektroskopie wurde der Energiebereich bis hinab zu 50 keV erfaßt. Die Reaktionsschwellen der Sonden waren vor allem über das Energiegebiet schneller Neutronen verteilt und reichten in einem Falle bis zu thermischen Energien. Der nächste Schritt wird der Vergleich der Meßergebnisse mit Berechnungen sein, für die neu eingeschätzte Daten /7/ verwendet werden.

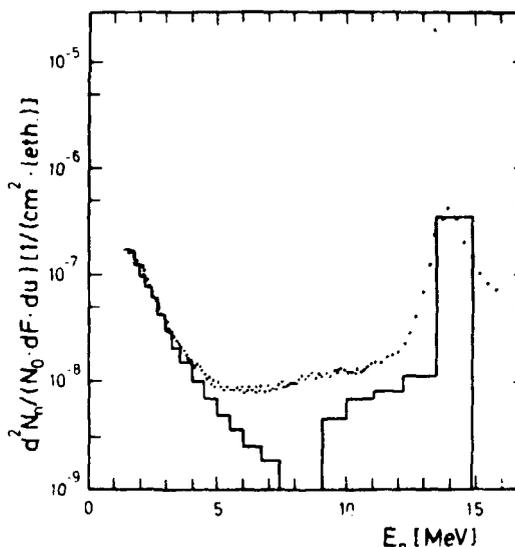


Abb. 2: Energieverteilung der Neutronenflußdichte pro Quellneutron und Lethargieintervall

Literatur

/1/ Int. Tokamak Reactor, Phase One, IAEA STI/PUB/619, Vienna 1982, p. 450-476
/2/ Giera, H.D. et al., Wiss. Zeitschrift der TU Dresden 21 (1972) 702
/3/ Albert, D. et al., Kernenergie 21 (1978) 82
/4/ Albert, D. et al., Nucl. Instr. Meth. 200 (1982) 397
/5/ Hansen, W. und Vogel, W. ZfK-523, Rossendorf 1984
/6/ Streubel, G. und Dörschel, B., Kernenergie 20 (1977) 49
/7/ Hermsdorf, D. et al., TOKRATOR-Bibliothek, FILE-MAT-1502, 1984

SUCHE EINES NEUTRONENPHYSIKALISCHEN ANALOGONS DES ČERENKOV-EFFEKTES MITTELS
RESONANZNEUTRONEN

S. Mittag und W. Pilz

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

V.K. Ignatovich, L.B. Pikelner

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Die kohärente Wechselwirkung von Neutronen mit kristallinen Proben kann durch ein Potential der Form

$$u = (\hbar^2/2m_n) \cdot 4\pi N_0 \cdot b$$

beschrieben werden, wobei N_0 die Anzahl der Atome je Volumeneinheit und b die kohärente Streuamplitude bezeichnen. Es kann angenommen werden, daß diese Wechselwirkung mit einer lokalen Deformation des Kristallgitters verbunden ist. In den Arbeiten /1/ und /2/ wurde die Abhängigkeit dieses Effektes von der Neutronengeschwindigkeit diskutiert. Falls die Neutronengeschwindigkeit v_n die Schallgeschwindigkeit c_1 übersteigt, dann sollten in formaler Analogie zum Čerenkov-Effekt Phononen erzeugt werden und die Neutronen Energie verlieren, ohne die Bewegungsrichtung zu ändern.

Um derartige theoretische Vorhersagen experimentell zu prüfen, wurde auf der Grundlage der für die Untersuchung chemischer Verschiebungen von Neutronenresonanzen /3/ geschaffenen Meßtechnik ein Verfahren entwickelt, welches die Messung geringer Energieänderungen beim geradlinigen Durchgang von Resonanzneutronen durch eine Probe gestattet.

Ein Experiment wurde mit polykristallinem Beryllium der Dicke $d = 2$ cm durchgeführt. Die Schallgeschwindigkeit c_1 entspricht hier einer Neutronenenergie $E_n = 0.82$ eV. Als Energieindikatoren dienten Folien aus Ir und Ho, die Neutronenresonanzen bei $E_0 = 0.7$ eV, 1.3 eV bzw. 3.9 eV aufweisen. Es wurden Flugzeittransmissionsexperimente am Impulsreaktor IBR-30 des VIK Dubna durchgeführt, bei denen sich gleichzeitig die Berylliumprobe und die Indikatorfolien im Strahl befanden. Falls die Neutronen beim Durchgang durch die Probe einen Energiebetrag ΔE_n verlieren, dann muß die Lage der Resonanzen im Flugzeitspektrum davon abhängen, ob sich die Indikatorfolien vor oder hinter der Probe im Strahl befinden. Zwischen diesen beiden Fällen würde eine Zeitverschiebung der Resonanzlage

$$\Delta t/\mu s = 36.15 (L/m) \cdot (E_0/eV)^{-3/2} \cdot (\Delta E_n/eV)$$

auftreten (L - Flugstrecke). Das Meßergebnis für den Energieverlust ΔE_n , bezogen auf die im Beryllium durchlaufene Strecke d , ist in Abb. 1 dargestellt. Die eingezeichneten Kurven sind Resultate theoretischer Abschätzungen /1/, /2/. Im Rahmen der bisher erreichten Genauigkeit des Experiments konnte somit der gesuchte Effekt nicht nachgewiesen werden.

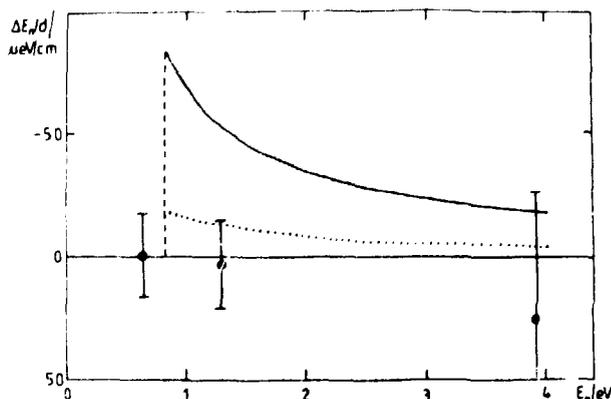


Abb. 1
Experimentelles Resultat im Vergleich
mit unterschiedlichen theoretischen
Abschätzungen aus /1/ und /2/.

Das angewandte Meßverfahren erlaubt im Energiegebiet von ca. 0.5 eV bis über 20 eV eine Meßgenauigkeit $\Delta E_n/E_n \approx 10^{-5}$.

/1/ Ignatovich, V.K. et al., Yad. Fiz. 36 (1982) 447

/2/ Ignatovich, V.K. et al., Preprint P3-83-892 Dubna (1983)

/3/ Meister, A. et al., Nucl. Phys. A362 (1981) 18

SUCHE EINES NEUTRONENPHYSIKALISCHEN ANALOGONS DES ČERENKOV-EFFEKTES IM VERLAUF DES TOTALEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS

S. Mittag und W. Pitz

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Keraphysik

V.K. Ignatovich

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Eine andere aus den theoretischen Untersuchungen zu einem möglichen neutronenphysikalischen Analogon des Čerenkov-Effektes abgeleitete Vermutung bezieht sich darauf, daß bei einer Neutronenenergie im Gebiet um $E_C = \frac{1}{2} m_n \cdot c_1^2$ ein geringer zusätzlicher Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt auftreten könnte /1/. Die Größe c_1 bezeichnet die Schallgeschwindigkeit für Longitudinalwellen. Die experimentelle Suche nach einem derartigen Effekt erfordert hohe statistische Genauigkeit bei guter Energieauflösung. Als Probe fand wiederum polykristallines Beryllium von 2 cm Dicke Verwendung.

Am Impulsreaktor I R-30 der VIK Dubna wurden Neutronenflugzeit-Transmissionsspektren gemessen. Abb. 1 zeigt die gemessenen Spektren für den Neutronendurchgang durch Beryllium und die Kontrollmessung des offenen Strahles. In Abb. 2 sind jeweils Ausschnitte aus diesen Spektren im Gebiet um E_C vergrößert dargestellt. Im Strahl befand sich außerdem eine Tantalfolie von 0,1 mm Dicke, deren Resonanzen zur Energieeichung und Untergrundbestimmung dienten.

Eine detaillierte Analyse der Spektren zeigte, daß ein zusätzlicher Beitrag $\Delta\sigma$ zum totalen Wirkungsquerschnitt in einem schmalen Energiegebiet um $E_C \approx 0,82$ eV den Wert $\Delta\sigma/\sigma_{tot} = 0,1\%$ nicht übersteigt. Die Energieauflösung bei E_C beträgt etwa 1,5 meV. Im Rahmen der erreichten experimentellen Genauigkeit kann somit der gesuchte Effekt nicht eindeutig festgestellt werden.

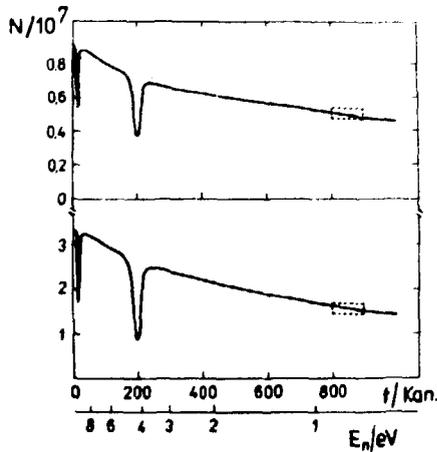


Abb. 1
Gemessene Flugzeitspektren für den Durchgang durch 2 cm Beryllium (oben) und offener Strahl (unten).

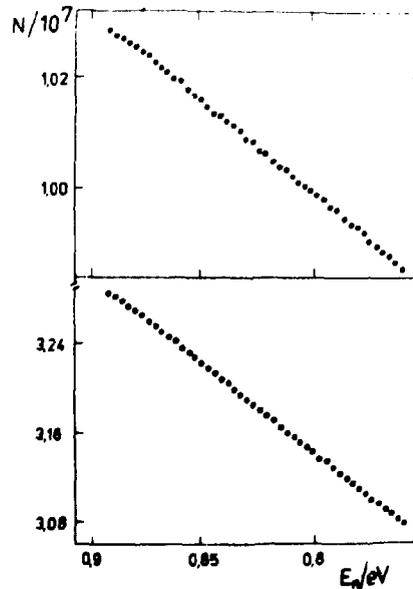


Abb. 2
Ausschnitte aus Abb. 1, oben: für Beryllium, unten: offener Strahl.

Literatur

/1/ Ignatovich, V.K. et al., Preprint P3-83-892 Dubna (1983)

NACHWEIS DER TEMPERATURVERSCHIEBUNG VON NEUTRONENRESONANZEN

A. Meister, S. Mittag, W. Pitz, D. Seeliger und K. Seidel
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik
 V.K. Ignatovich - Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Bei der Mössbauerspektroskopie wird eine Verschiebung des Peaks rückstoßfreier Emission-Absorption beobachtet, wenn die Temperaturen der beiden Proben (T_E , T_A) unterschiedlich werden. Diese mit Dopplereffekt zweiter Ordnung, relativistischer Dopplereffekt oder auch Temperatur-Rot-Verschiebung bezeichnete Erscheinung wurde 1960 entdeckt /1,2/.

Die Verschiebung beträgt
$$\delta_T = - \frac{E_Y}{Mc^2} \cdot \Delta \langle \epsilon_K \rangle, \quad (1)$$

wobei E_Y die Energie der γ -Quanten, M die Masse der absorbierenden/emittierenden Atome und $\langle \epsilon_K \rangle$ ihre mittlere kinetische Energie sind;

$$\langle \epsilon_K \rangle = \frac{3}{4} \int_0^\infty d\nu \cdot h\nu \cdot \varrho(\nu) \cdot \coth(h\nu/2kT), \quad (2)$$

mit T der Temperatur und $\varrho(\nu)$ dem Phononenspektrum des Kristalls. Bei hohen Temperaturen wird $\Delta \langle \epsilon_K \rangle = \frac{3}{2} k(T_A - T_E)$.

Überträgt man den Effekt auf die Absorption von Neutronen, ergibt sich analog zu (1) eine Energieänderung von /3/
$$\Delta E_T = - \frac{1}{A} \Delta \langle \epsilon_K \rangle, \quad (3)$$

wobei A die Massenzahl des absorbierenden Atoms ist, und für die des Neutrons 1 eingesetzt ist. Neutronenresonanzen beinhalten aber neben einem rückstoßfreien Absorptionsanteil immer Beiträge, die mit Phononenübergängen verbunden sind, so daß der Beobachtung eine über alle Anteile gemittelte Größe zugänglich ist, wie der Schwerpunkt der Fläche unter dem Resonanzabsorptionsquerschnitt.

$$\langle E \rangle = \int_0^\infty dE \cdot E \cdot \sigma(E) / \int_0^\infty dE \cdot \sigma(E). \quad (4)$$

Bei Betrachtung dieser Größe ergibt sich eine temperaturbedingte Verschiebung der Neutronenresonanzen von /4/
$$\Delta \langle E \rangle_T = - \frac{1}{3A} \cdot \Delta \langle \epsilon_K \rangle. \quad (5)$$

Zur experimentellen Suche nach der Temperaturverschiebung wurde am Dubnaer Impulsreaktor IBR-30, der im Boosterregime mit dem Elektronenlinearbeschleuniger LUE-40 arbeitete, das gleiche Spektrometer eingesetzt, das zur Untersuchung chemischer Verschiebungen von Neutronenresonanzen verwendet wurde /5/. Als Proben dienten Rh bei 294 K und 667 K, sowie bei 294 K und 538 K, Ag bei 294 K und 667 K, sowie bei 294 K und 538 K und Dy bei 303 K und 370 K, jeweils in metallischer Form.

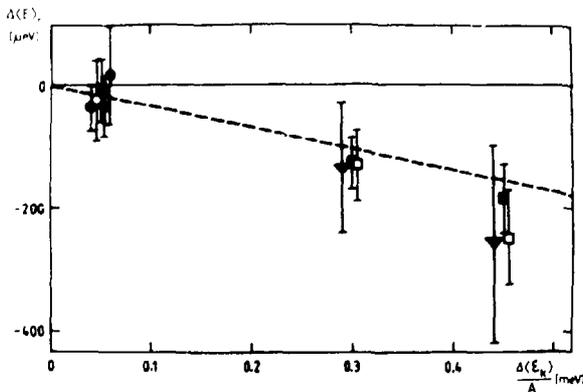


Abb. 1:
 Experimentell ermittelte temperaturbedingte Verschiebungen von Resonanzen des ^{161}Dy , ^{163}Dy (e) ^{109}Ag (v) und ^{103}Rh (s) verglichen mit den theoretisch vorhergesagten (---, (5)).

/1/ Josephson, B.D., Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 341
 /2/ Pound, R. and Rebka, G.A., Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 274
 /3/ Ignatovich, V.K. et al., Preprint P-7296 Dubna (1973)
 /4/ Seidel, K. et al., Preprint Dubna und eingereicht bei Yadernaya fizika
 /5/ Meister, A. et al., Nuclear Phys. A 362 (1981) 187

**ERSTELLUNG DES FILES EINGESCHÄTZTER NEUTRONENKERNDATEN FÜR BLEI (MAT 1502)
FÜR DIE BIBLIOTHEK SOKRATOR**

D. Hermsdorf, H. Kalka und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Ziel dieser Einschätzung war die Erstellung eines dem modernen Erkenntnisstand entsprechenden Files von Neutronenwirkungsquerschnitten, die relevant sind für Transportberechnungen in Blanketanordnungen von Fusions- und Hybridreaktoren, in denen Blei als bevorzugtes Multiplier-Material vorgesehen ist. Derartige Rechnungen wurden im IAE Moskau auf der Basis der Bibliothek ENDL-75 ausgeführt, wobei sich größere Diskrepanzen zwischen integralen Messungen und den Berechnungen ergaben, deren Ursache offenbar in der unzureichenden Qualität der Bibliothek ENDL-75 liegt.

Der File 1502 wurde dementsprechend so angelegt, daß er vollständig ist (im Energiebereich 10^{-5} eV bis 20 MeV), jedoch nur die für den Neutronentransport (inklusive Multiplikation und Absorption von Neutronen) wesentlichen Daten enthält.

Tabelle: Reaktions- und Datentypen, die im File 1502 angegeben sind.

Reaktionstyp	MT	Datentyp			
		integral MF=3	differential (Winkelabhängigkeit) MF=4	differential (Energiespektrum) MF=5	doppelt differential MF=6
σ_{nT}	1	x	-	-	-
n, n	2	x	x	-	-
σ_{nX}	3	x	-	-	-
$\sigma_{n, n'}$	{ 4 91 }	x	-	-	-
σ_{nM}	10	x	-	x	x
$\sigma_{n, 2n}$	16	x	x	x	-
$\sigma_{n, 3n}$	17	x	x	x	-
$\sigma_{n, \gamma}$	102	x	-	-	-
$\sigma_{n, p}$	103	x	-	-	-
$\sigma_{n, \alpha}$	107	x	-	-	-
$\sigma_{n, np}$	719	x	x	x	-
$\sigma_{n, na}$	799	x	x	x	-

In einer ersten Version, die Mitte Mai 1984 als Arbeitsversion dem IAEA übergeben wurde, sind deshalb besonders folgende Untersuchungen eingeflossen:

1. Einschätzung der Winkel- und Energieabhängigkeit der unelastischen Streuung schneller Neutronen;
2. Einschätzung der Querschnitte der Neutronenabsorption.

Mit diesen Ergebnissen der gespeicherten Datentypen entspricht diese Version den aktuellen Datenanforderungen.

Eine zweite, in einigen Reaktionstypen überarbeitete Version wurde im Dezember zum Test freigegeben.

ANALYSE DER GENAUIGKEIT VON WIRKUNGSQUERSCHNITTEN DER ELASTISCHEN UND UNELASTISCHEN STREUUNG SCHNELLER NEUTRONEN

D. Hermsdorf

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Für eine exakte Berechnung des Transports schneller Neutronen durch ausgedehnte Medien werden die Wechselwirkungsquerschnitte der elastischen und unelastischen Streuung sowohl in ihrer Winkel- als auch Energieabhängigkeit benötigt. Um die für praktische Anwendungsfälle erforderliche Genauigkeit zu erzielen, bedarf es einer Mindestgenauigkeit der Eingangsdaten. Vergleicht man aktuelle Anforderungen /1/ mit der im Experiment gegenwärtig erreichbaren Sicherheit der Daten, dann zeigen sich insbesondere bei den doppelt-differentiellen Querschnitten $d^2\sigma(E, E', \delta)/dE'd\delta$ erhebliche Diskrepanzen.

Table: Vergleich der angeforderten und erreichten Genauigkeit von Daten der Streuung schneller Neutronen.

Querschnitt	gefordert /1/	erreicht (Mittelwerte)
$\sigma_{n,n}(E, \delta)$	5 - 10 %	5 - 15 %
$\sigma_{n,n}(E)$	3 - 5 %	3 - 10 %
$\sigma_{n,n}(E, E', \delta)$	10 - 15 %	15 - 50 %
$\sigma_{n,n}(E, E')$	5 - 15 %	10 - 20 %

Aus der Analyse sind folgende Schlußfolgerungen zu ziehen:

Verbesserung der Genauigkeit experimenteller Daten

1. Reduzierung der statistischen Fehler;
2. genauere Analyse des Einflusses systematischer Effekte, die langreichwertige Korrelationen zwischen den Daten sowohl in der Winkel- als auch der Energieabhängigkeit erzeugen (Peakabtrennung, Mehrfachstreuung, Detektoreffektivität);
3. Anwendung qualifizierter Verfahren zum Ausgleich der experimentellen Daten und der Integration differentieller Daten. Dazu gehören numerische Methoden (Zerlegung nach Legendre-Polynomen) und kerntheoretische Modelle zur Berechnung doppelt-differentieller Querschnitte.

Darstellung der Daten mit der erreichten Genauigkeit in EDVA-gestützten Speicherformaten

Im Vergleich mit der aktuellen Version des Formats ENDF/B muß der höheren Genauigkeit von Streudaten dadurch Rechnung getragen werden, daß

1. die erlaubte Ordnung einer Legendre-Polynomdarstellung von 20 auf 30 zu erhöhen ist;
2. die Möglichkeit einer punktwisen Darstellung der Winkelverteilung der Anregung diskreter Zustände (elastische und unelastische Streuung) gegeben ist;
3. die Darstellung doppelt-differentieller Daten im Format akzeptiert wird.

Nutzung der Daten ohne Genauigkeitsverlust

Die gegenwärtig verfügbaren Transportprogramme berücksichtigen im allgemeinen noch nicht die erreichte bzw. erforderliche Genauigkeit der Streudaten schneller Neutronen ($E > 10$ MeV). Insbesondere sollten

1. höhere Ordnungen von S_N - P_N -Näherungen für elastische und unelastische Streuung verwendet und
2. die Anisotropie der unelastischen Streuung berücksichtigt werden.

Eine ausführliche Darstellung der Ergebnisse wurde auf dem XIV. Int. Symposium Kernphysik der TU Dresden in Gaußig, 1984, gegeben.

Literatur:

- /1/ Piksaikin, V. (ed.), WRENDA 83/84, INDC(SEC)-88/URS1 (1983)

**DIE ARBEIT DER KERNDATENBIBLIOTHEKEN IN DER DDR - DATENBESTAND UND SERVICELEISTUNGEN
IM JAHR 1984**

S. Eckstein, D. Hermsdorf und D. Seeliger
Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

K. Friedrich, L. Jankowski und B. Letz
Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig, Informations- und
Rechenzentrum

Im Jahr 1984 ist der Bestand der Neutronenkerndatenbibliothek an der TU Dresden um folgende Daten erweitert worden:

- Bibliotheksversion KEDAK-4
- Bibliothek INDL/A 83 in den Formatversionen ENDF/B-IV, ENDF/B-V, KEDAK und UKNDL
- Bibliotheksversion IRDF-82.

Umfangreiche Serviceleistungen für Kerndatennutzer in der DDR wurden im Verlauf des Jahres ausgeführt mit

- 22 Magnetbandkopien
- 37 gedruckten Datenmaterialien einschließlich Informationsunterlagen
- 7 Nutzurechnungen mit den Programmen ALICE und NEUCEPF.

Als neuer Nutzer von Neutronenkerndaten trat das AMSW der DDR auf, womit der ständige Nutzerkreis auf 12 Institutionen angewachsen ist.

Gegenwärtig wird die 83-ziger Version der ENDF/B-Verarbeitungsprogramme LINEAR, RECENT, SIGMA 1 und GROUPIE auf einer EDVA EC 1055 M adaptiert.

In den internationalen Datenaustausch konnten durch die TU zwei Datenfiles eingebracht werden:

- der File 1502 für Pb, der im Auftrag des IAE Moskau erstellt wurde,
- und die Version 2 des Files 2015 (Si), die im Auftrag des PEI erarbeitet wurde.

Die Datenbasis "Nichtneutronenkerndaten" am ZfI Leipzig wurde 1984 durch neue Versionen der Dateien ENSDF, EXFOR CPND und WAPSTRA ergänzt. Die Arbeiten zur Schaffung einer eigenen Datei mit Kernzerfallsdaten MECEP (MEDLIST converted ENSDF) wurden abgeschlossen. Diese neue Datei enthält 1846 Datensätze zu Kernzerfällen. Sie wird ab 1985 auch für den internationalen Austausch zur Verfügung stehen.

Die Rechenprogramme zur grafischen Darstellung von Kerndaten aus der Datei ENSDF wurden in die Routinenutzung übernommen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Programme und ihrer Möglichkeiten liegt vor /1/.

Zur schnellen Einführung für die Dialogarbeit mit Kerndatendaten wurde eine Lösung zur Nutzung des Softwaresystems USS unter TSO für die γ -Liniendatei GAMADAT erarbeitet /2/.

Für die Nutzer der Datenbasis "Nichtneutronenkerndaten" wurden im Jahre 1984 auf Anfrage insgesamt 740 Datensätze und 30 Literaturnachweise im Ergebnis von Recherchen bereitgestellt. In 10 Fällen kam es zur Nutzung vollständiger Dateien.

Literatur

- /1/ B. Letz, A. Görner, A. Hanisch, S. Quasdorf, Graphical data representation from ENSDF, ZfI-45, September 1984
- /2/ B. Letz, Nutzung der Datei GAMADAT im Dialogbetrieb, ZfI-37, Juli 1984

ABSOLUTE SPALTQUERSCHNITTSMESSUNG AN ^{235}U BEI EINER NEUTRONENENERGIE VON 18,8 MEV

C.M. Herbech, K. Merla, G. Mueiöl, H.G. Ortlepp, G. Pausch
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

L.W. Drapchinsky, E.A. Ganza, O.I. Kostochkin, V.N. Kuzmin, V.I. Shpakov
Chlopin-Radiuminstitut Leningrad

Aufbauend auf den Ergebnissen einer Testmessung /1,2/ sowie weiterführenden Arbeiten zur Analyse des Untergrundes im Kanal der assoziierten Teilchen wurde eine Messung des Spaltquerschnitts von ^{235}U bei der Neutronenenergie von 18,8 MeV durchgeführt. Es gelang damit, die Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen für die Messung in einem weiteren Neutronenenergiebereich zu erschließen.

Eingesetzt wurden fünf Spalttergete mit einer Gesamtflächenmasse von $1773,7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ in der gleichen Konfiguration wie bereits in den Messungen /1,5/. Bei der Auswertung der Messung erfolgte neben der Korrektur zufälliger Koinzidenzen die Berücksichtigung von

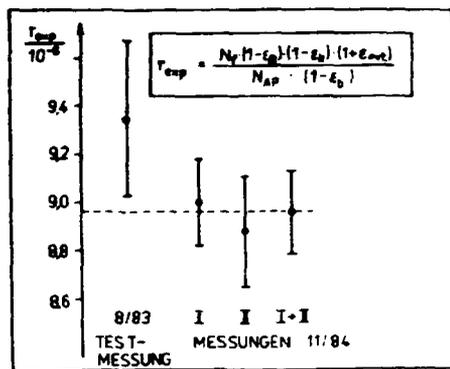


Abb. 1: Vergleich der Messungen mit verschiedenen Ti-T-Targeten

$E_n = (18,8 \pm 0,2) \text{ MeV}$	Korrektur	Fehlerbeitrag
Zählung der Koinzidenzen N_f	-	1,01 %
- Statistik des Effekts	-	0,21 %
- zufällige Koinzidenzen ϵ_R	2,82 %	
Spaltkammereffektivität		
- korrelierter Untergrund ϵ_k	1,72 %	0,04 %
- Extrapolation zu Null ϵ_{ext}	1,67 %	0,16 %
- Fragmenteabsorption ϵ_{abs}^{ext}	1,73 %	0,78 %
AT-Zählung N_{AP}		
- Untergrund ϵ_b	6,27 %	1,70 %
Neutronenkonus		
- Neutronenstreuung ϵ	0,44 %	0,40 %
- effektive Targetdichte ϵ_T	0,12 %	0,08 %
Spalttergete		
- Flächendichte n	-	0,93 %
- Inhomogenität	-	0,72 %
$r_{exp} (1 + \epsilon_{sc})$	$\epsilon_f = (2,013 \pm 0,050) \%$	
$\epsilon_f^{rel} = \frac{r_{exp} (1 + \epsilon_{sc})}{(1 - \epsilon_{abr}) \cdot n \cdot (1 + \epsilon_T)}$	$\Delta \epsilon_f / \epsilon_f = 2,48 \%$	

Tab. 1.: Korrekturen, Fehlerbeiträge und Ergebnisse der Messung

Literatur:

- /1/ Arlt, R. et al.; Proceedings of the XIII. Internationale Symposium on 14,7 MeV Neutron Cross-Sections, Gaußig (GDR), 1983
- /2/ Arlt, R. et al.; Jahresbericht 1983, ZfK-530(1984)10
- /3/ Anpolkovic, B. et al.; Nucl. Phys. A394(1983)95
- /4/ Herbech, C.M. u.a.; dieser Jahresbericht S. 21
- /5/ Arlt, R. et al.; Proceedings of the IAEA Advisory Group Meeting on Nuclear Standard Reference Data, Gael (Belgium), November 1984

neutroneninduzierten Untergrundeignissen im Spaltkammerkanal. Das war erforderlich, da oberhalb der Reaktionschwelle von $^{12}\text{C}(n, n')^{30}\text{Si}$ mit $Q = -7,27 \text{ MeV}$ und $\sigma \approx 370 \text{ mb}$ /3/ in der mit Methan gefüllten Spaltkammer Impulse oberhalb der CFT-Schwelle erzeugt werden können. Die Korrektur entspricht der konsequenten Durchführung der linearen Extrapolation des sogenannten Plateaus im Spaltkammerspektrum bis zur Impulshöhe Null. Im Rahmen dieser üblichen Näherung ergibt sich eine zusätzliche Unsicherheit lediglich aus der Bestimmung des Anteils der bereits berücksichtigten nichtkorrelierten Ereignisse.

Im Kanal der assoziierten Teilchen ist der Untergrund abhängig von den Parametern der zur Neutronenherzeugung eingesetzten Ti-T-Feststofftergete /4/. Für zwei Messungen mit Tergeten verschiedener Beschaffenheit ergab sich eine gute Übereinstimmung für den Wert r_{exp} , der alle experimentell bestimmten und den konkreten Meßbedingungen entsprechenden Korrekturen berücksichtigt. Das Ergebnis der Testmessung /1/ wurde unter Einbeziehung der Korrektur ϵ_k revidiert. Es wurde nicht in die Berechnung des Gesamtergebnisses einbezogen, welches um 3 % oberhalb der im Datenfile ENDF/B-V vorgenommenen Einschätzung liegt.

ABSOLUTE SPALTQUERSCHNITTMESSUNG AN ^{239}Pu BEI EINER NEUTRONENENERGIE VON 18.8 MEV

C.M. Herbach, K. Merla, G. Musiol, H.O. Ortlepp*, G. Pausch
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
 L.W. Drapchinsky, E.A. Ganz, V.N. Kuzmin, S.M. Solovjev
 Chlopin-Radiuminstitut Leningrad

In einer Testmessung über ca. 20 h effektive Meßzeit erfolgte am Tandembeschleuniger des ZfK Rossendorf die absolute Messung des Spaltquerschnitts von ^{239}Pu bei einer Neutronenenergie um 18.8 MeV nach der Methode der zeitlich korrelierten assoziierten Teilchen. Für die Neutronenerzeugung und -monitorierung wurde das in /1/ vorgestellte System eingesetzt. Spezifische Anforderungen ergeben sich aus der hohen Alphaaktivität von ^{239}Pu für die Impulshöhenspektrometrie, die zur genauen Bestimmung der Nachweiseffektivität der Spaltkammer erforderlich ist. Die verwendete Spaltkammer erwies sich durch den Einsatz von sechs dünnen Targets (Tabelle 1) bei Anschluß an einen optimierten stromempfindlichen Vorverstärker (Anstiegszeit der Ausgangspulse ca. 7 ns) und Impulsverarbeitung über SLV und ns-Dehner /2/ als für die Spaltquerschnittsmessung mit Neutronenströmen $\geq 1000 \text{ s}^{-1}$ geeignet und gewährleistet eine Nachweiseffektivität $> 96 \%$.

Die Targetflächenmassebestimmung erfolgte im RI Leningrad unter Verwendung von $T_{1/2} = (2.411 \pm 0.003) \cdot 10^4 \text{ a}$ /3/ durch Messung der Alphaaktivität bei einem Fremdspektranteil $< 2 \%$. Die Messung und Minimierung der Gesamthomogenität der Targetkonfiguration wird in /4/ beschrieben. Die zur Auswertung der Messung durchgeführten Korrekturen und ihre partiellen Beiträge zum Fehler der Spaltquerschnittsbestimmung zeigt Tabelle 2. Auf die Notwendigkeit einer Korrektur des korrelierten Untergrundes im Spaltkammerspektrum wird in /5/ verwiesen. Durch Messung bei Deuteronenstrahlströmen von 800 nA verschlechterte sich unter der Last der gestreuten Deuteronen von $\geq 3 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ die Auflösung im zur AT-Untergrundkorrektur verwendeten Energiespektrum, wodurch sich die Unsicherheit dieser Korrektur gegenüber /5/ vergrößerte. Das vorläufige Ergebnis der Testmessung liegt mit $\sigma_f = (2.502 \pm 0.095)\%$; $\Delta\sigma_f/\sigma_f = 3.70 \%$ ca. 2 % über der im ENDF/B-V Mat.Nr. 6399 vorgenommenen Einschätzung.

Position	Winkelöffnung	Flächenmasse ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
1/V	22.8°	287.2
2/R	20.6°	161.9
3/V	19.2°	195.9
4/R	17.4°	162.7
5/V	16.6°	198.2
6/R	15.4°	139.3
		1145.2

Tabelle 1: Spaltkammerkonfiguration; der bei der Messung erfaßte Raumwinkel ergibt sich aus Targetdurchmesser und Abstand vom Reaktionsort; V = Vorwärts-, R = Rückwärtsgeometrie

$\bar{E}_n = (18.8 \pm 0.2) \text{ MeV}$	Korrektur	Fehlerbeitrag
Zählung der Koinzidenzen	-	2.52 %
- Statistik des Effekts	-	-
- zufällige Koinzidenzen	4.55 %	0.63 %
Spaltkammereffektivität	-	-
- korrelierter Untergrund	0.34 %	0.13 %
- Extrapolation zu Null	2.57 %	0.85 %
- Fragmentabsorption	1.30 %	0.39 %
AT-Zählung	-	-
- Untergrund	6.54 %	2.02 %
Neutronenkonus	-	-
- Neutronenstreuung	0.30 % ⁺⁺	0.40 % ⁺⁺
- effektive Targetdicke	0.12 %	0.08 %
Spalttargets	-	-
- Flächendichte	-	1.00 %
- Inhomogenität	-	0.88 %

Tabelle 2: Korrekturen und Fehlerbeiträge der Messung (++) vorläufiger Wert

Literatur:

- /1/ Herbach C.M. u.a.: dieser Jahresbericht S. 21
- /2/ Arlt R. u.a.: Jahresbericht 1977, ZfK-350(1978)211
- /3/ Prop. Rec. List of Heavy Elements Radionucl. Decay Data, Part. I.: Half-lives, Editor: A. Lorenz, INDC(NDS)-149/NE, Dec. 1983
- /4/ Herbach C.M. u.a.: dieser Jahresbericht S. 22
- /5/ Herbach C.M. u.a.: dieser Jahresbericht S. 26

* seit 1984 ZfK Rossendorf

ERZEUGUNG UND PRÄZISE MONITORIERUNG VON NEUTRONEN DER ENERGIE UM 18.8 MEV

C.M. Herbach, K. Merle, G. Musiol, H.G. Ortlepp, G. Pausch
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

L.W. Drapchinsky, E.A. Ganze, V.N. Kuzmin
Chlopin-Radiuminstitut Leningrad

Die Neutronenerzeugung erfolgte am 5 MV-Tandembeschleuniger des ZfK Rossendorf mit der Kernreaktion $T(d,n)^4He$ bei einer Deuteroneneinechußenergie von 6 MeV. Die in /1/ vorgeschlagene und erprobte /2/ Meßgeometrie blieb im wesentlichen unverändert. Zum Einsatz kamen freitragende Ti-T-Feststofftargete der Dicke $(2.5 - 3.5) \text{ mg/cm}^2$ mit einer Al-Schutzschicht von $0.08 \mu\text{m}$. Durch Rotation der Targete mit der Umlauffrequenz von $(2 - 3) \text{ s}^{-1}$ war der kontinuierliche Betrieb mit Strahlstromstärken von 500 - 800 nA möglich. Es konnten dadurch in einem Konus von $\Delta\Omega_n = 10$ mrad Neutronenraten von $(2 - 5) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ erzielt werden.

Die Verwendung des optimierten Si(OB)-Halbleiterdetektorteleskops /3/ gewährleistete die saubere Trennung der assoziierten 4He -Teilchen von der Last der gestreuten Deuteronen $(2 - 3 \cdot 10^5 \text{ e}^{-1})$ durch eine Schwelle im schnellen Kanal des Durchschußdetektors. Gleichzeitig konnten die Identifizierung der Untergrundanteile nach ihrer Teilchenart durch zweidimensionale $(\Delta E, E_R)$ -Analyse und Darstellung mit dem Farbdisplay FD 4971 /4/ eindeutig vorgenommen und der Untergrund bis auf die (d, α) -Komponenten diskriminiert werden:

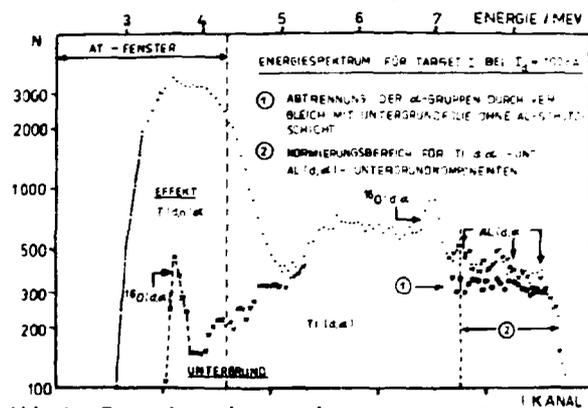


Abb.1: Energiespektrum der assoziierten Teilchen und Untergrundbestimmung

- $T(d, \alpha)$ -Reaktionen führen zu einer Untergrundkomponente, die sich in Abhängigkeit von der Targetdicke bis in den Energiebereich der assoziierten Teilchen erstreckt.
- Einen wesentlichen Beitrag zum Untergrund liefern (d, α) -Gruppen, die als Reaktionen an der Al-Schutzschicht identifiziert wurden.
- $^{16}O(d, \alpha)$ -Reaktionen. Der Sauerstoff lagert sich offensichtlich bei der Targetherstellung sowohl verstärkt an der Oberfläche wie auch in unterschiedlichem Maße in der gesamten Tiefe des Targete an.

Die Untergrundbestimmung erfolgte in Auswertung des Energiespektrums, das nach der Teilchenanalyse ausschließlich aus 4He -Impulsen erzeugt wird, und auf der Grundlage der Spektren verschiedener tritiumfreier Ti-Targete, die sich hinsichtlich Targetdicke, ^{16}O -Konzentration und Al-Schutzschicht (mit und ohne) unterscheiden.

Mit der entwickelten Auswerteprozedur wurden die untersuchten Untergrundanteile für zwei verschiedene Targete zu 4.5 - 6 % bestimmt. Auswahl und Kombination verschiedener Vergleichespektren führte zu innerhalb 1 - 2 % übereinstimmenden Ergebnissen.

Der Beitrag der Reaktion $^3He(d,p)^4He$ wurde für die verwendeten Ti-T-Targete ("Alter" ca. 30 Tage) nach /5/ auf $(1 \pm 1) \%$ abgeschätzt und wird in nachfolgenden Untersuchungen experimentell bestimmt.

Literatur:

/1/ Joch, M.; Dissertation TU Dresden, 1983
/2/ Arl. R. et.al.; Jahresbericht 1983, ZfK-530(1984)10
/3/ Wagner, W.; Dissertation TU Dresden, 1982
/4/ Fromm, W.D., Kahlenbach, M.; Jahresbericht 1983, ZfK-530(1984)131
/5/ Bonner, T.W. et.al.; Phys. Rev. 88(1952)473

OPTIMIERUNG EINER ²³⁹Pu-SPALTKAMMER ZUR ABSOLUTBESTIMMUNG DES SPALTQUERSCHNITTES

C.M. Herbach, K. Merla, G. Musiol, G. Pausch, H.-G. Ortlepp : TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

An die Kerndaten von ²³⁹Pu als Brennstoffnuklid im schnellen Brüter werden sehr hohe Anforderungen gestellt, d.h. für den Spaltquerschnitt Meßgenauigkeiten von 2-5% /1/. Dem stehen bisher erreichte Genauigkeiten von 5-10 % gegenüber /2/.

Bei bisherigen Messungen lieferte die Statistik des Effektes einen wesentlichen Beitrag zum Gesamtfehler. Eine Erhöhung der Effektzählrate zu deren Verbesserung ist prinzipiell durch die Erhöhung des Spaltstoffinventars in der Mehrplattenspaltkammer möglich. Durch die hohe α -Aktivität von ²³⁹Pu ergeben sich aber besondere Anforderungen an die Spaltkammeroptimierung. Zur Extrapolation des Spaltkammerspektrums von der Triggerschwelle bis $E = 0$ ist ein hinreichend großer Plateaubereich notwendig, in dem die Anzahl der von α -Teilchen verursachten Ereignisse gegenüber den echten Spaltungen vernachlässigbar ist. Zur Realisierung dessen wurde in /4/ eine max. α -Aktivität von 10 MBq /4/ abgeschätzt. Nach der Messung des Spaltquerschnittes von ²³⁹Pu bei $\bar{E}_n = 8,66$ MeV /3/ wurde die Spaltmaterialmenge in der Kammer durch den Einsatz von 6 statt bisher 4 Targets wesentlich erhöht und beträgt jetzt $1,145 \text{ mg/cm}^2$ (α -Aktivität ca. 9,1 MBq). Diese Spaltkammer wurde bei einer Testmessung zur Bestimmung des Spaltquerschnittes bei $\bar{E}_n = 18,8$ MeV erfolgreich eingesetzt. Die Signalverarbeitung erfolgte dabei analog /5/ mittels stromempfindlichem Vorverstärker (Ausgangsimpulslänge ca. 40 ns), schnellen Linearverstärker ohne Integration und ns-Delayer. Das dabei erhaltene Spektrum zeigt Abb.1. Die Extrapolationskorrektur wurde zu $\sim 2,5$ % bestimmt.

Neben der Statistik trugen Unsicherheiten der Targetparameter wesentlich zum Gesamtfehler vorangegangener Messungen bei. Die eingesetzten Spalttargets wurden im RI Leningrad mittels Thermosputtering ($T=900^\circ\text{C}$) hergestellt und weisen verfahrensbedingt einen leichten Anstieg der Schichtdicke zum Rand hin auf. Neben der Vermessung der Targets beim Hersteller erfolgt am WB AKP der TU eine Kontrollmessung, deren Meßbedingungen weitgehend den experimentellen Einsatzbedingungen angeglichen wurden. So erfolgt die Inhomogenitätsbestimmung durch Absolutzählung der α -Aktivität des Targets mit einer Blende von 6 mm ϕ (entspricht ca. dem Durchmesser des das Target erfassenden Neutronenkonus im Experiment). Die Lage der einzelnen Meßpunkte auf dem Target zeigt Abb.2. Auf dem Mikrorechner AMCA-80 wurde ein Programm erstellt, das die axiale Einbaulage der Targets zueinander so optimiert, daß sich Inhomogenitäten der Randmeßpunkte (II -IX) weitestgehend kompensieren. Damit wurde eine Gesamtinhomogenität der Targetanordnung innerhalb der Spaltkammer (Mitte: Rand u. Randpunkte untereinander) von 0,88 % erreicht, wobei die Streuung der Gesamtflächenmasse am Targetrand nur einen Anteil von 0,03 % dazu beitrug.

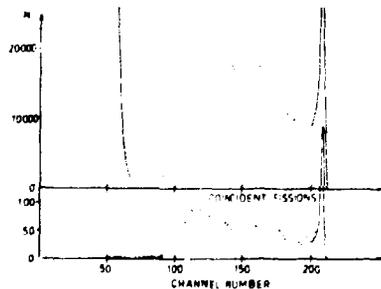


Abb. 1:
Impulshöhenspektrum
der ²³⁹Pu-Spaltkammer
bei α -Messung mit
 $\bar{E}_n = 18,8$ MeV

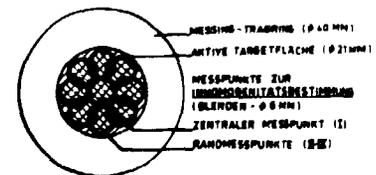


Abb. 2:
Meßpunkte bei Targetinhomogenitätsbestimmung

Literatur:

- /1/ Lemmel H.D.: Proc.X-th Intern. Symp. on Selected Topics of the Interaction of Fast Neutrons and Heavy Ions with Atomic Nuclei, Gaußig 1980, ZfK-459(1981)27
- /2/ Arlt, R. u.a.: Kernenergie, 24(1981)48
- /3/ Arlt, R. u.a.: Jahresbericht 1983, ZfK-530(1984)7
- /4/ Herbach, C.M.: Diplomarbeit TU Dresden, Sektion Physik, 1982
- /5/ Arlt, R. u.a.: ZfK-350(1978)211

PROGRAMME ZUR DISPLAYGESTÜTZTEN AUSWERTUNG RECHNERGEKOPPELTER SPALTQUER-
SCHNITTMESSTUNGEN

G. Pausch, C.M. Herbach, TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Bei absoluten Spaltquerschnittsmessungen unter Steuerung des neuen Programmsystems /1,2/ besteht aufgrund der Auslagerung aller Meßdaten auf Magnetplatte die Möglichkeit, die Auswertung am Experimentsteuerrechner selbst, also ohne Übertragung auf andere Datenträger, unter Nutzung des vorhandenen Vektordisplays durchzuführen.

Dafür wurden folgende Programme erarbeitet:

Programm SDPLOT ermöglicht die Ausgabe von Meßspektren auf Seriendrucker in Form eines Plots mit 128 Rasterpunkten. Zwei frei wählbare Spektren werden übereinander im Koordinatennetz dargestellt. Ausgabebereich, Schrittweite und Ausgabemaßstab (getrennt für beide Spektren; pseudologarithmisch oder in Zweierpotenzschritten) sind vom Nutzer wählbar; das so definierte Plotterbild kann vor der Ausgabe am Display kontrolliert werden. Die Codierung der dargestellten Spektren, Ausgabemaßstab und originale Kanalinhalte werden mit ausgedruckt, so daß ein komplettes Dokument vorliegt.

Die Programme ATKO und TSPFIT dienen der Berechnung des Untergrundanteils im Kanal der assoziierten Teilchen (AT) anhand der AT-Effekt- und Untergrundspektren, die mit Hilfe der Programme MESS bzw. CAMT /2/ registriert wurden. Die Effektivitätskurve des AT - Fensters wird anhand der Kanalinhalte des getorten und ungetorten Effektspektrums berechnet /1/. Vor der Bearbeitung ist die Summation beliebiger AT-Meßreihenspektren möglich. Die Untergrundberechnung erfolgt durch Anpassung des Untergrundspektrums an das Effektspektrum (TSPFIT) bzw. durch einfache Normierung beider Spektren aufeinander im gegebenen Normierungsbereich (ATKO), was eine schnelle Abschätzung der Korrekturgröße ermöglicht. Das Ergebnis der Anpassung kann auch als Seriendruckerplot ausgegeben werden.

Bei der Programmerrarbeitung wurden folgende Grundsätze beachtet, die die Nutzerfreundlichkeit wesentlich beeinflussen:

- Alle Bearbeitungsschritte können auf dem Vektordisplay verfolgt und gegebenenfalls rückgängig gemacht werden.
- Die Bedienung der Programme erfolgt - mit Ausnahme weniger Zahleneingaben - ausschließlich mit Hilfe der Konsolschalter S1/S2 des KRS 4201 im "Ja-Nein"-Modus. Der jeweils nächste Bedienschritt wird durch eine Textzeile auf dem Display angezeigt.
- Alle Eingaben werden überprüft; fehlerhafte Eingaben führen zur Wiederholung der Anforderung.

Einfachheit der Bedienung, Robustheit gegenüber Bedienfehlern und Vollständigkeit der Protokollausdrucke ermöglichen es dem Experimentator, diese Programme auch in der Einführphase eines Experiments zur Dokumentation und Optimierung der Meßbedingungen zu nutzen.

Die Formulierung erfolgte in FORTRAN 4200 unter Nutzung von Bibliothekserweiterungen /3-5/. Bei der Erarbeitung der Programme entstand eine Unterprogramm-bibliothek, die unter anderem Routinen zum Spektrenplot auf Seriendrucker, zur Konvertierung von Spektren auf unterschiedliche Eichgeraden, zum Fit von Ausgleichsgeraden und -parabeln an gegebene Spektrenbereiche, zur gleichzeitigen Displaydarstellung mehrerer Spektren, zur Auswahl von Spektrenbereichen am Display mit Hilfe der Konsolschalter u.a. enthält und als OC-Lochband verfügbar ist.

Literatur:

- /1/ Ortlepp H.G., Pausch G.; Jahresbericht 1983 ZfK-530(1984)118
- /2/ Pausch G., Fromm W.D.; Jahresbericht 1983 ZfK-530(1984)148
- /3/ Fromm W.D.; Jahresbericht 1978, ZfK-385(1979)258
- /4/ Fromm W.D.; Jahresbericht 1979, ZfK-408(1980)184
- /5/ Fromm W.D.; Jahresbericht 1981, ZfK-488(1982)190

KONUSPROFILMESSUNG BEI SPALTQUERSCHNITTMESSUNGEN NACH DER METHODE DER ZEITLICH KORRELIERTEN ASSOZIIERTEN TEILCHEN (MEZKAT) UNTER EINSATZ EINES MIKRORECHNERS AMCA-80

C. M. Herbach, H. J. Ortlepp, G. Pausch, A. Schnalke
TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Spaltquerschnittsmessungen nach der MEZKAT erfordern die Kenntnis des Konusprofils, um sicherzustellen, daß der Neutronenkonus von allen Spalttargets vollständig erfaßt wird /1/. Unter dem Konusprofil versteht man dabei die relative Intensitätsverteilung der zu den registrierten assoziierten Teilchen (AT) korrelierten Neutronen auf einer Kugelfläche um den Quellpunkt. Die Messung erfolgt punktweise durch einen Szintillationsdetektor, der in Koinkidenz mit dem AT-Nachweissystem arbeitet; Meßgröße ist dabei das Verhältnis der Koinkidenzen zur Anzahl der in gleicher Meßzeit registrierten AT. Die Messung wird verfälscht durch

- zufällige Koinkidenzen (nicht korrelierte Neutronen und γ -Quanten)
- korrelierte Ereignisse, die durch Streuung bzw. (n, γ)-Reaktion der korrelierten Neutronen entstehen und sich aufgrund geringer Flugzeitunterschiede (< 2 ns) nicht von echten Konusneutronen unterscheiden lassen.

Der Anteil zufälliger Koinkidenzen läßt sich prinzipiell anhand des Zeitspektrums korrigieren; er bestimmt jedoch die Nachweisgrenze bei der Messung der Konusflanken.

Abb. 1 zeigt das Blockschaltbild des Konusprofilmonitors, der autonom neben der eigentlichen Apparatur zur Spaltquerschnittsmessung arbeitet. Ein Stilben-Szintillator erlaubt die Unterdrückung von γ -Ereignissen durch eine n/ γ -Diskriminatorstufe /2/; eine Optimierung der Meßbedingungen erfolgte durch Auswahl der Rückstoßprotonenenergie. Zur Datenerfassung und -auswertung wird ein CAMAC-Mikrorechner AMCA-80 in der dargestellten Konfiguration eingesetzt. Registriert wird das Zeitspektrum der Koinkidenzen, wobei die Meßzeit durch die vorgewählte Anzahl von AT begrenzt wird (voreingestellter 24 bit V/R-Zähler, Typ 5301). Das Meßspektrum kann auf einem x-y-Display betrachtet werden. Der Protokollausdruck beinhaltet das Zeitspektrum, die Meßbedingungen sowie die auf 10^6 AT normierte Anzahl von Koinkidenzen mit Angabe der statistischen Unsicherheit, wobei die Korrektur bezüglich zufälliger Koinkidenzen schon berücksichtigt ist. Die Programmierarbeit /3/ erfolgte in BASIC /4/ unter Nutzung von Standard-Anwenderfunktionen /5/.

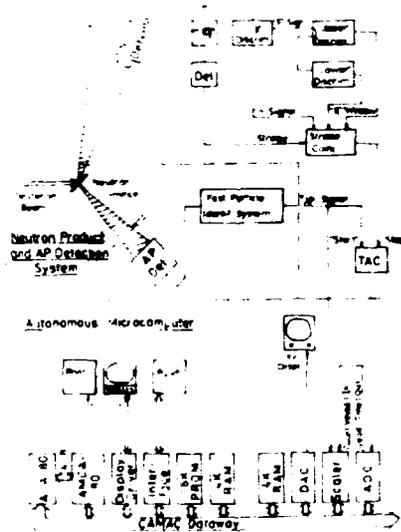


Abb. 1

Vereinfachtes Blockschema der mikrorechnergekoppelten Konusmessung bei Spaltquerschnittsmessungen nach der MEZKAT

Literatur:

- /1/ Arlt, R.: Zfk-382 (1979) 172
- /2/ Arlt, R. et.al.: Jahresbericht 1979, Zfk-408 (1980) 154
- /3/ Schnalke, A.: Diplomarbeit, TU Dresden, Sektion Physik, 1984
- /4/ Beuchel, T.: Preprint 82-7 (1982), ZIE Berlin
- /5/ Beuchel, T.: Preprint 82-11 (1982), ZIE Berlin

ABSOLUTE SPALTQUERSCHNITTMESSUNG AN ^{235}U BEI 4.45 MEV NEUTRONENERGIE

R.Arlt, C.M. Herbach, M. Josch, K. Merle, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, G. Pausch, W. Wagner, TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
 L.V. Drapchinsky, E.A. Ganza, O.I. Kostochkin, S.S. Kovalevko, V.N. Kuzmin, V.J. Shpakov, I.D. Alkhozov, Chlopin - Radiuminstitut Leningrad

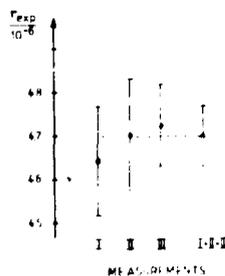
Zur Absolutmessung des Spaltquerschnitts von ^{235}U bei einer Neutronenenergie um 4.5 MeV wurden zwei weitere Messungen durchgeführt. Zusammen mit /1/ liegen drei Teilmessungen vor, die sich durch unterschiedliche experimentelle Bedingungen im Nachweisystem der assoziierten Teilchen (AT) unterscheiden (Tab.1), jedoch in gleicher Meßgeometrie und mit den gleichen Spalttargets erfolgten.

Messung	I Aug. 83	II Febr. 84	III März 84
ΔE-Detektordicke	13.2 μm	13.2 μm	9.25 μm
mittlere AT-Rate	1300 s ⁻¹	1500 s ⁻¹	2100 s ⁻¹
AT-Untergrundkorrektur	0.10 % ± 0.20 %	0.57 % ± 0.25 %	3.89 % ± 1.00 %
Halbwertsbreite des Koinzidenzspeaks	3.5 ns	3 ns	6 ns
Ausgewertete Koinzidenzen	1455	1403	3498
Neutronenenergie	(4.45 ± 0.2) MeV für alle Messungen		

Tab.1: Experimentelle Bedingungen bei den Teilmessungen
 Die Teilmessungen wurden zu einem Endresultat (Tab.2) zusammengefaßt.

	Korrektur	Fehlerbeitrag
Spalttargets:		
Flächendichte		0.93 %
Inhomogenität		0.72 %
Spalkammer:		
Extrapolation des Spektrums	1.18 %	0.26 %
Fragmentabsorption	2.00 %	0.85 %
Koinzidenzen:		
Statistik des Effekts		1.26 %
zufällige Koinzidenzen	1.40 %	0.17 %
AT-Untergrund:	2.32 %	0.67 %
Neutronenstreuung:	0.25 %	0.40 %
Effektive Spalttargetdicke:	0.05 %	0.05 %
$\sigma_f = (1.057 \pm 0.022) \text{ b}$		2.10 %

Der Quotient $r_{\text{exp}} = (N_f - N_{\text{rc}}) (1 + \epsilon_{\text{ext}}) / (N_{\text{AP}} \cdot (1 - \epsilon_b))$ ist ein Maß für die Reproduzierbarkeit des Meßergebnisses (Abb. 1), da er alle aus den registrierten Spektren ermittelten Korrekturen enthält. Dabei ist N_f die Zahl der Koinzidenzen, N_{rc} die Zahl zufälliger Koinzidenzen, N_{AP} die Zahl der AT, ϵ_b der Untergrundanteil im AT-Kanal, ϵ_{ext} der Anteil von Spaltungen, die aufgrund der Nachweischwelle nicht registriert wurden (Plateauextrapolation).



Experimentelle Rohwerte r_{exp} der drei Teilmessungen

Literatur:

- /1/ Musiol, G. et.al.: Jahresbericht 1983, Zfk-530 (1984) 8
- /2/ Arlt, R. et.al.: Contributed Paper to the IAEA Advisory Group Meeting on Nuclear Standard Reference Data at Geel, Nov. 1984

IDENTIFIKATION ASSOZIIERTER TEILCHEN BEI SPALTQUERSCHNITTMESSTUNGEN NACH DER MEZKAT IM NEUTRONENENERGIEBEREICH UM 4.5 MEV

C.M. Herbach, M. Josch, G. Musiol, H.G. Ortlepp, G. Pausch,
TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

E.A. Ganza, Chlopin-Radiuminstitut Leningrad

Die Anwendung der MEZKAT auf Spaltquerschnittsmessungen im Neutronenenergiebereich um 4.5 MeV /1/ verlangt

- (1) eine genügend hohe Rate ($> 1000 \text{ s}^{-1}$) der nachgewiesenen assoziierten Teilchen (AT), wobei der maximale Raumwinkel der AT-Detektorblende durch die Spaltkammergeometrie festgelegt wird,
- (2) die Bereitstellung eines AT-Signals mit hoher Zeitaufösung (1 - 5 ns),
- (3) die absolute (d.h. untergrundfreie) Zählung der AT mit einer Genauigkeit besser 1 %.

Bedingung (1) fordert den Einsatz relativ dicker ($\approx 10 \mu\text{m}$) Targetfolien aus deuteriertem Polyethylen, so daß die Separation assoziierter Helionen der Quellreaktion $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ von gestreuten Inzidenzdeuteronen und geladenen Teilchen aus parasitären Reaktionen (vor allem $^{12}\text{C}(d,\alpha)$) nur durch ein $\Delta E - E_r$ -Detektorteleskop erfolgen kann /2,3/. Das Blockschaltbild (Abb. 1) wurde gegenüber der 8.4 MeV-Variante /2-5/ durch den Einsatz von Linearverstärkern mit Rechteckform (LAR; Ausgangsimpulslänge $\approx 10 \text{ ns} \dots 2 \mu\text{s}$ bestimmt durch interne oder externe Verzögerungsleitungen) und durch den Einsatz einer Strobe-Koinzidenz zur Unterdrückung des Strobe-Signals bei detektiertem pile-up in einem der beiden schnellen Integratoren (INT) verbessert. Die Auswahl der AT erfolgt im schnellen Teilchenidentifikator (PI, vgl. /2,3/), der für jede identifizierte AT ein zeitsignifikantes Signal t_{AP} erzeugt. Die Bestimmung des verbleibenden Untergrundanteils kann anhand des eindimensionalen Teilchenspektrums (A_p) erfolgen. Durch den Einsatz eines dünneren ΔE -Detektors konnte die AT-Zählrate gegenüber /1/ bei gleicher Meßgeometrie auf durchschnittlich 2100 s^{-1} erhöht werden, wobei der Fehlerbeitrag der Untergrundkorrektur (Abb. 2) bei 1 % lag.

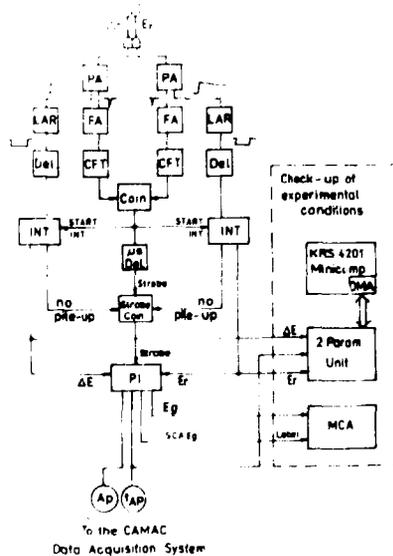


Abb. 1:
Vereinfachtes Blockeschema zur Identifikation assoziierter Teilchen bei 4.5 MeV Neutronenenergie

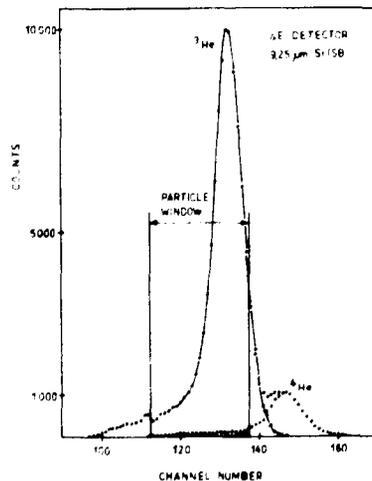


Abb. 2:
Teilchenspektrum aus der Spaltquerschnittsmessung an ^{235}U bei 4.45 MeV, Untergrund schraffiert

/1/ Musiol, G. et.al.: Jahresbericht 1983, Zfk-530 (1984) 8
 /2/ Wagner, W.: Dissertation, TU Dresden, Sektion Physik, 1981
 /3/ Josch, M.: Dissertation, TU Dresden, Sektion Physik, 1982
 /4/ Arlt, R. et.al.: Jahresbericht 1979, Zfk-408 (1980) 27
 /5/ Arlt, R. et.al.: Jahresbericht 1977, Zfk-350 (1978) 209

ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNSPEKTROSKOPIE

PROLATE-OBLATE SHAPE TRANSITION IN THE ODD-MASS KR-ISOTOPIES

J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, R. Schwengner and G. Winter
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

A particular feature of the odd-mass isotopes $^{75..83}\text{Kr}$ is the occurrence of low-lying, Coriolis-perturbed rotational bands of positive parity which are built on $g_{9/2}$ onequasineutron excitations. A systematic analysis of these bands (see also ref. /1/) in the framework of the Cranked Shell Model (CSM) /2-5/ shows for the quasineutron energies with the signatures $\alpha=+1/2$ and $-1/2$ an increasing signature splitting $\Delta E'$ with increasing neutron number (see fig. 1). Since the signature splitting of the quasiparticle (qp) energies depends strongly on the deformation, in particular on the triaxiality parameter γ /3,4/, it can be used to obtain information on the deformation driving properties of the individual qp-excitations. This can be seen from the results of CSM-calculations for the lowest $g_{9/2}$ onequasineutron energies in dependence on the γ -parameter as displayed in the upper parts of fig. 2 for ^{77}Kr (left) and ^{81}Kr (right hand side). For prolate deformation a small signature splitting is obtained corresponding to the experimental situation in $^{75,77}\text{Kr}$. On the other hand, the large splitting in $^{79,81,83}\text{Kr}$ can only be reproduced at an almost oblate deformation. Taking into account the ground state deformation and the rotational energy of the collective core excitations according to a phenomenological model /3,4/, the total energies of the $g_{9/2}$ bands point to a prolate-deformed shape in $^{75,77}\text{Kr}$, whereas in $^{79,81,83}\text{Kr}$ a more oblate-deformed shape is favoured. However, this almost oblate-deformed shape in the low-lying band of ^{81}Kr is changed above high-spin states

of $21/2$, where in addition to the $g_{9/2}$ neutron a broken pair of $g_{9/2}$ protons is active and stabilizes a prolate-deformed shape /8/ showing a small signature splitting only. Thus, the signature splitting observed in the $1qp$ - and $3qp$ -bands indicates that for transitional nuclei around $A=80$ the qp-excitations have considerable influence on the nuclear shape.

References

- /1/ Schwengner, R. et al., Contr. to chapt.2 of this report
- /2/ Bengtsson, R. and S. Frauendorf, Nucl. Phys. A314(1979)27
- /3/ Frauendorf, S. and F.R. May, Phys. Lett. 125B(1983)245
- /4/ Chen, Y.S. et al., Phys. Rev. C28(1983)2437
- /5/ Kemnitz, P. et al., Z. Phys. A313(1983)367
- /6/ Garcia Bermudez, G. et al., Phys. Rev. C30(1984)1208
- /7/ Wörmann, B. et al., Nucl. Phys. A431(1984)170
- /8/ Funke, L. et al., Phys. Lett. 120B(1983)301
- /9/ Kemnitz, P. et al., 5th Nordic Meeting on Nucl. Phys., Proc., p. 299
Jahresbericht 1982, ZfK-503(1983)23

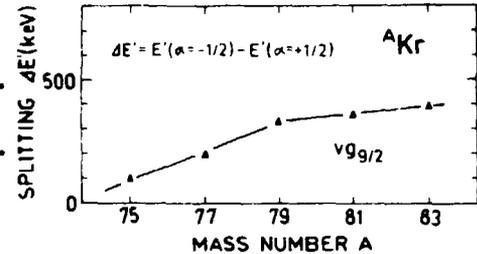


Fig.1 Signature splitting $\Delta E'$ of the positive parity bands in $^{75..83}\text{Kr}$ at a fixed rotational frequency of $\hbar\omega=400$ keV. The experimental data (triangles) are taken from: $^{75}\text{Kr}/6/$, $^{77}\text{Kr}/7/$, $^{79}\text{Kr}/1/$, $^{81}\text{Kr}/8/$, $^{83}\text{Kr}/9/$.

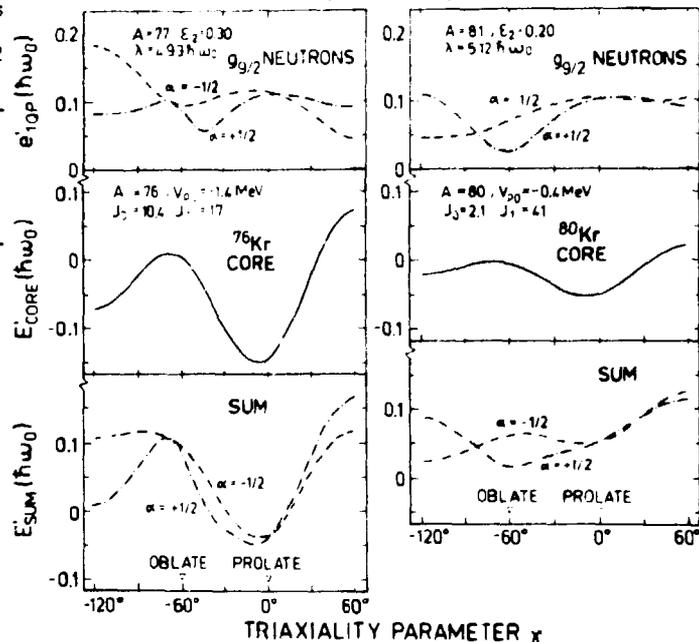


Fig.2 Calculated qp-energies of the lowest $g_{9/2}$ neutron configurations, core energies and total energies in the rotating frame for the two nuclei ^{77}Kr (left) and ^{81}Kr (right) in dependence on the triaxiality parameter γ at a fixed rotational frequency of $\hbar\omega=0.036 \hbar\omega_0$ (≈ 350 keV). Further model parameters are: $\epsilon_4=0$, $\chi=0.071$, $\lambda=0.36$, $\Delta=0.17 \hbar\omega_0$, $\hbar\omega_0=41A^{-1/3}$ MeV. The symbol V_{p0} characterizes the prolate-oblate potential energy separation of the core. The moments of inertia \mathcal{J}_0 and \mathcal{J}_1 (given in units of \hbar^2/MeV and \hbar^4/MeV^3 , respectively) are obtained from the ground-state bands in $^{76,80}\text{Kr}$.

YRAST STATES IN ^{79}Br

R. Schwengner, J. Döring, L. Funke, H. Rotter and G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Information on levels in ^{79}Br has previously been obtained from decay, Coulomb excitation and inelastic scattering studies /1/. In these experiments, the isomeric $9/2^+$ yrast state at 207.6 keV with a half-life of $T_{1/2} = 4.9$ s and yrast states with negative parity at 217.0 and 761.5 keV with spins $5/2$ and $7/2$, respectively, were found.

To investigate the higher lying yrast states we started an in-beam study of ^{79}Br using the $^{77}\text{Se}(\alpha, pn)$ reaction at a bombarding energy of 27 MeV. The isotopic identification was obtained by analyzing coincidences between γ -rays and protons /2/. The protons emitted in the (α, pn) reaction could be separated from those emitted in the (α, p) reaction due to their different mean energies.

As a preliminary result of our measurements of the coincidence relations and the angular distributions of the γ -rays the level scheme shown in fig.1 is proposed. Several further coincidences between γ -rays belonging to ^{79}Br have been observed but not yet been included in the level scheme. The comparison of the energies of the E2 transitions populating the $9/2^+$ isomeric states in the adjacent nuclei ^{77}Br /3/ and ^{81}Br /4/ suggests the strong E2 transition at 589.4 keV to be the lowest member of a cascade built on the $9/2^+$ isomeric state in ^{79}Br . It should be mentioned that the 935.4 and 1134.3 keV transitions belonging to this cascade show a considerable Doppler shift. The 973.4 keV transition probably feeds the isomeric state because a feeding of the ground state should have been observed in the decay studies. These assignments have to be verified by measuring relative excitation functions of the γ -rays. The states with negative parity observed up to spin $13/2$ are suggested to belong to the $3/2^-$ ground state band as in ^{77}Br and ^{81}Br . However, the tentative second $(9/2^-)$ state at 1333.0 keV may contain an other configuration.

Further experiments are necessary for a more detailed investigation of the level sequences in ^{79}Br .

References:

- /1/ Lederer, C.M. and V.S. Shirley, Table of Isotopes, John Wiley, New York, 1978
- /2/ Schwengner, R. et al., Contr. to chapt. 2 of this report
- /3/ Schäfer, H. et al., Z. Phys. A293 (1979) 85
- /4/ Funke, L. et al., Gem. Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 47

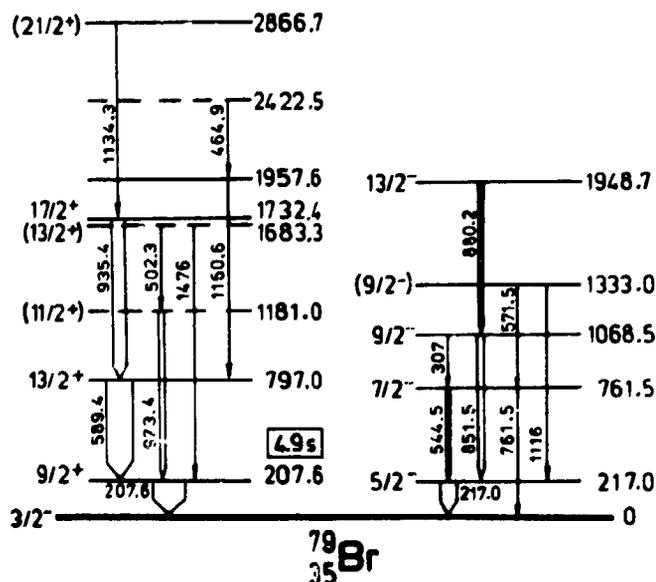


Fig.1: Preliminary level scheme of ^{79}Br

POSSIBLE BAND CROSSING IN ^{79}Kr

R. Schwengner, J. Döring, L. Funke, H. Rotter and G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In continuing the investigation of one (1qp) and three (3qp) quasiparticle excitations in odd-mass Kr nuclei /1,2/ we initiated an in-beam study of ^{79}Kr using the $^{77}\text{Se}(\alpha,2n)$ reaction at a bombarding energy of 27 MeV.

In addition to the yrast states known previously /3,4/ the coincidence relations of the γ -rays revealed new states at 2978.5, 3618.4, 3844.6 and 4299.1 keV with tentative spin and parity assignments $(19/2^+)$, $(21/2^+)$, $(23/2^+)$ and $(25/2^+)$, respectively. In fig.1 the yrast bands of the adjacent nuclei ^{77}Kr /5/, ^{79}Kr and ^{81}Kr /1/ are compared. While the structure of the yrast band in ^{77}Kr shows a continuation of the 1qp band up to the $(25/2^+)$ yrast state a band crossing of the 1qp with a 3qp band built on the second $21/2^+$ state has been observed in ^{81}Kr . The yrast band in ^{79}Kr shows an intermediate structure. The observation of the 1153.3 keV transition indicates the $(25/2^+)$ state to contain mainly the 1qp configuration. On the other hand, the $(23/2^+)$ state is situated some 150 keV below the energy expected from a regular continuation of the 1qp band. This lowering and the occurrence of a second $(21/2^+)$ state may point to a band crossing similar to those in $^{81},^{83}\text{Kr}$. For studying these phenomena in more detail and extending the yrast band to higher spins further investigations are necessary, especially at higher bombarding energies.

References:

- /1/ Funke, L. et al., Phys. Lett. 120B (1983) 301
- /2/ Kemnitz, P. et al., Proc. of the 5th Nordic Meeting on Nuclear Physics 1984, p.299
- /3/ Behar, M. et al., Phys. Rev. C26 (1982) 1417
- /4/ Kajrys, G. et al., Phys. Rev. C27 (1983) 983
- /5/ Wörmann, B. et al., Nucl. Phys. A431 (1984) 170

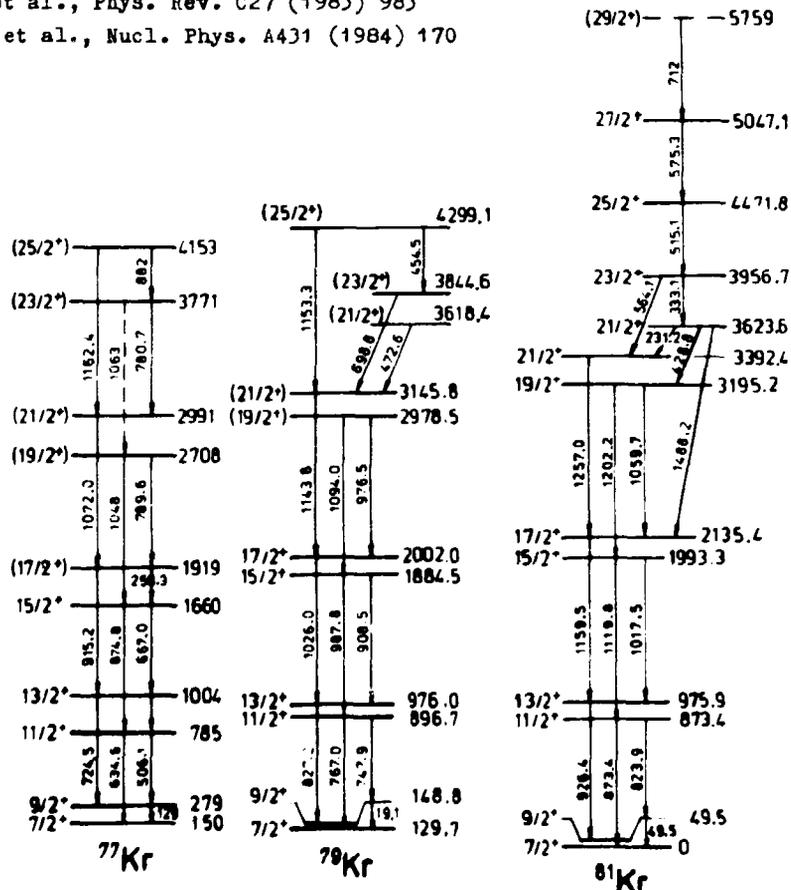


Fig.1: Yrast bands in $^{77},^{79},^{81}\text{Kr}$

A FOUR-QUASIPARTICLE ISOMERIC STATE IN ^{84}Kr

H. Rotter, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, P. Kleinwächter, L. Klabler, L.O. Norlin¹⁾,
H. Prade, R. Schwengner and G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

¹⁾Visitor from the Institute of Physics, Stockholm

Extending the investigation of high-spin yrast states in the Kr isotopes /1/ towards the N=50 shell closure, we started an in-beam spectroscopic study of ^{84}Kr via the $^{82}\text{Se}(\alpha,2n)$ reaction. This nucleus is also under investigation at the FTI Joffe, Leningrad /2/. The results will be presented in a common publication.

Besides high-resolution singles γ -ray spectra, relative excitation functions, angular distribution and linear polarisation of the γ -rays as well as prompt coincidence relations we have measured microsecond-delayed $\gamma\gamma$ -coincidences to find out the transitions populating and depopulating the known 1.8 μs isomer /3/. In order to detect the transitions feeding this isomer, the TAC has been started with the signals from a 9% efficiency Ge(Li) detector and stopped from the pulses of a 7.5cm diameter x 7.5cm length NaI(Tl) scintillation detector where an energy window between 800 and 1300 keV was set on the most intense γ -ray cascade transitions deexciting the isomer. Delayed $\gamma\gamma$ -coincidences between the NaI(Tl) as start detector (threshold at $E_\gamma \approx 1300$ keV) and a 1cm³ high-purity Ge spectrometer as stop detector (FWHM=0.5 keV at $E_\gamma=63$ keV) have revealed the microsecond isomeric transition to have $E_\gamma=63.5(1)$ keV. A pulsed-beam γ -ray timing (γ -r.f.) measurement has yielded a new isomer with $T_{1/2} \approx 25$ ns at 5373 keV (see fig.1). The missing prompt component in the time distribution of the 169.3 keV transition shows this transition to be the isomeric one. In fig.1 a part of the ^{84}Kr level scheme obtained on the basis of our prompt and delayed $\gamma\gamma$ -coincidence measurements is presented. The (12^+) isomeric state at 5373 keV and the close-lying (10^+) state are obviously 4qp excitations. A g-factor measurement using the TDPAD method has given the preliminary value of $g = +0.17(5)$ for the (12^+) isomer. A possible configuration of

these two states might be $\nu(8g_{9/2})^2\pi(p_{3/2} f_{5/2})_4^+$ adopting the $\nu(8g_{9/2})^2$ character of the (6^+) and (8^+) states /3/ and the $\pi(p_{3/2} f_{5/2})$ configuration of the lowest 2qp $J^\pi=4^+$ state which is shown /1/ to occur at 2427 keV in ^{82}Kr and, possibly, corresponds to that at 2345 keV in ^{84}Kr . This configuration of the 4qp states is strongly supported by the good agreement between the calculated and the experimental value of the g-factor.

References

- /1/ Funke, L. et al., Nucl. Phys. **A355**(1981) 228 and Phys. Lett. **120B**(1983) 301, Kemnitz, P. et al., Z. Phys. **A313**(1983) 367 and Nucl. Phys. **A422**(1984) 493
- /2/ Schov, A.E. et al., Proc. 14. Conf. Nucl. Spectr. and Nucl. Struct., Alma-Ata 1984, p.85 and private communication
- /3/ Zaharau, M. et al., Rev. Roum. Phys. **22**(1977) 877

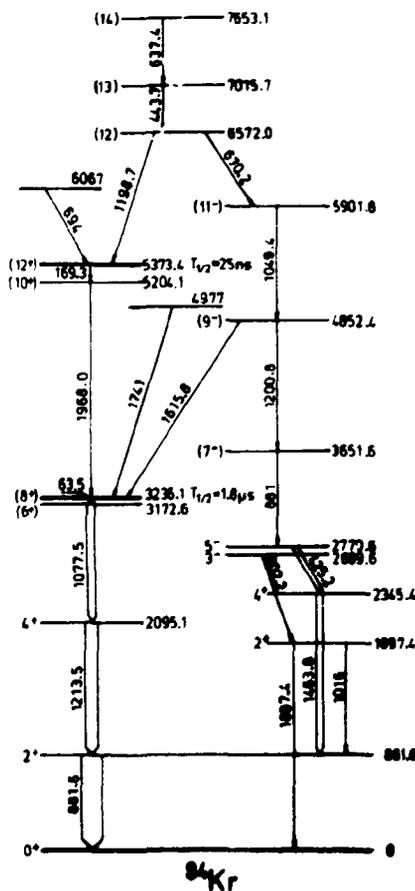


Fig. 1 Partial level scheme of ^{84}Kr obtained in the $^{82}\text{Se}(\alpha,2n)^{84}\text{Kr}$ reaction

MAGNETIC MOMENT OF THE 10^+ ISOMER IN ^{140}Ce

L. Käubler, W. Enghardt, J. Fiedler, H.-J. Keller, H. Prade, E. Schuster, F. Stary and D. Walzog
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
 P. Carlé, L.O. Morlin, K.-G. Rensfelt and U. Rosengard
 Research Institute of Physics, Stockholm, Sweden

In the course of our investigations on N=82 nuclei /1/ the magnetic moment of the $J^\pi = 10^+$ isomer /2/ at 3714.7 keV in ^{140}Ce has been measured at the Rossendorf cyclotron. Some experimental details are given in fig. 1. The experimental arrangement is described in ref. /3/.

The first experiment has been performed at room temperature. Using the averaged value $\omega_L = 129(5)$ MHz for the Larmor frequency and taking into account the theoretical /4/ paramagnetic correction factor $\beta(T = 300 \text{ K}) = 1.42$ for Ce^{3+} ions we estimated /5/ the g-factor to $g_N = +0.75(5)$. In order to eliminate the paramagnetic correction we determined the temperature dependence of β measuring $g_N\beta$ at $T = 300, 423$ and 623 K. Assuming the validity of a Curie law the extrapolation of the fitted curve $g_N\beta = f(1/T)$ for T to infinity ($\beta = 1$) results in $g_N = +1.37(8)$ providing the magnetic moment $\mu = +13.7(8)\mu_N$ (fig. 1). A simultaneous measurement of $g_N\beta$ for the $19/2^-$ isomer in ^{139}Ce revealed the value $\beta(T = 423 \text{ K}) = 0.89(6)$, where the well known g-factor /6/ $g_N(19/2^-, ^{139}\text{Ce}) = +0.420(6)$ has been used. This β -value agrees with $\beta(T = 423 \text{ K}) = 0.85(7)$ obtained from the curve in fig. 1.

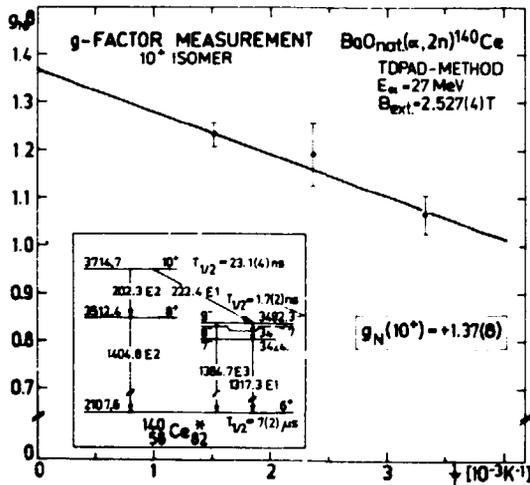


Fig. 1
 Time dependence of $g_N\beta$ for the 10^+ isomer in ^{140}Ce . The solid line represents the result of a fit. The insert shows the relevant part of the level scheme /2/.

References

/1/ Prade, H. et al., Nucl. Phys. **A333** (1980) 33; Prade, H. et al., Nucl. Phys. **A370** (1981) 47
 /2/ Enghardt, W. et al., Z. Phys. **A316** (1984) 245; Prade, H. et al., Proc. Int. Symp. on in-beam nuclear spectroscopy, Debrecen, Hungary, 1984, p. 197
 /3/ Käubler, L. et al., ZfK-455 (1981) 1
 /4/ Günther, G. and I. Lindgren: Perturbed Angular Correlations, Editors E. Karlsson et al., Amsterdam: North-Holland 1964, p. 356
 /5/ Käubler, L. et al., Book of Abstracts of the Sixth Int. Conf. on hyperfine interactions, Groningen, The Netherlands, 1983, p. NP 17
 /6/ Barth, H.J. et al., Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1015
 /7/ Riegel, L., Hyperfine Interactions **15/16** (1983) 603

The value $g_N = +1.37(8)$ for the 10^+ isomer in ^{140}Ce cannot be reproduced by our shell model calculations for this nucleus /2/. For $g_s^{\text{eff}} = 0.6 g_s^{\text{free}}$ the theoretical $g_{\text{th}}(10^+) = 1.01$ has been obtained. This may be a hint at the admixture of configurations not included in the shell model space. In a forthcoming discussion on the structure of the 10^+ state both the g-factor and the strong E1 transition $10^+ \rightarrow 9^-$ have to be regarded.

Recent investigations /7/ showed for many systems Ce host a strong dependence of $\beta(T)$ on the metallic host in which the recoiled Ce ions come to rest after the nuclear reaction. In all cases $\beta(T) \geq 1$ has been obtained. Because of its cubic structure the insulator BaO has been used in our experiments. The explanation of the strong demagnetization effect ($\beta < 1$) found for BaO remains an open question.

SUBNANOSECOND LIFETIME MEASUREMENTS IN THE $N = 82$ NUCLEI ^{144}Sm AND ^{146}Gd

L. K. Kostov, W. Andrejtscheff, L. G. Kostova and P. Petkov
Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia

H. Prade, W. Enghardt, L. Käubler, H. Rotter and F. Stary
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KW

Excited states in ^{144}Sm and ^{146}Gd were populated in the $(\alpha, 2n)$ reaction at $E_\alpha = 27$ MeV. Subnanosecond lifetimes were measured with the generalized centroid shift method. The results on ^{144}Sm are summarized in table 1. For the derivation of the reduced transition probabilities the γ -ray intensities from ref. [1] have been used. The half-life measured for the 3376 keV level agrees within the errors with the known [2] value:

$$T_{1/2} = 1.4 \pm 0.3 \text{ ns.}$$

In ^{146}Gd we have not found detectable lifetimes of excited states (≥ 0.1 ns) except for the known [3] nanosecond isomers at 1579 and 2982 keV, which have been confirmed. In this way, we have determined an upper limit of $T_{1/2} < 0.1$ ns for the half-lives of the levels at 2612, 3099, 3182, 3290, 3294, 3384, 3428, 3457, 3779 and 3864 keV. The upper limits for the half-lives of the levels at 3294, 3428 and 3864 keV support the results obtained in ref. [3] but are in contradiction to those of ref. [1]. For the 3457 keV state, Yates et al. [4] have proposed "highly tentatively" a two-phonon $(3^- \otimes 3^-)_{6^+}$ structure. From our measurements, a reduced transition probability $B(E3, 6^+ \rightarrow 3^-) > 15$ W.u. follows for the 1877 keV transition, which connects the 3457 keV level with the one-phonon octupole state at 1579 keV. This is an evidence for the collective character of the discussed level (cf. $B(E3, 3^- \rightarrow 0^+) = 37$ W.u. in this nucleus) and the assumption on its two-phonon structure seems to be justified.

Table 1. The measured half-lives and reduced transition probabilities in ^{144}Sm .

E_x (keV)	J_i^π	$T_{1/2}$ (ns)	E_γ (keV)	σ_L	$B^{\text{exp}}(\sigma_L)$ (W.u.)
3376	8_1^-	1.7(2)	252.6	M1	$8.0 \cdot 10^{-4}$
3460	9_1^-	0.5(2)	84.3	M1	$1.75 \cdot 10^{-2}$
			336.8	E2	0.35
5150	12_2^-	≤ 0.3	392.4	M1	a)

a) The experimental branching ratios of the four γ -ray transitions deexciting the 5150 keV level are not known.

References

- [1] Kownacki, J. et al., Nucl. Phys. **A196** (1972) 498
- [2] Pengo, R. et al., Inst. f. Kernphysik, KFA Jülich, Annual Report 1978, p. 25
- [3] Kleinheinz, P. et al., Z. Phys. **A290** (1979) 279
- [4] Yates, S. W. et al., Inst. f. Kernphysik, KFA Jülich, Annual Report 1983, p. 52

LIFETIMES OF NEGATIVE-PARITY STATES IN ^{144}Sm AND ^{146}Gd IN A PARTICLE-CORE COUPLING APPROACH

W. Enghardt
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

The structure of low-lying negative-parity states of $N = 82$ nuclei can be rather well understood within a model, which is based on the coupling of a $1h_{11/2}$ proton to $\pi = +1$ states near to the yrast line in an isotonic $(Z - 1)$ core [1,2]. Due to the semi-magic character of the nuclei considered, the core wave functions are chosen from rather large sets of states provided by shell-model calculations for the core nuclei in the proton configuration space $(1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{Z-50}, (1g_{7/2}, 2d_{5/2})^{Z-51} (2d_{3/2}, 3s_{1/2})^1$. (1)

Usually, in our particle-core coupling approach we take into account the lowest core states of each spin value possible in the configuration space (1) and, furthermore,

Table 1 Shell-model states of positive parity chosen for the description of the odd-mass cores ^{143}Pm and ^{145}Eu

Core	Number of core states													
	total	used	1^+	3^+	5^+	7^+	9^+	11^+	13^+	15^+	17^+	19^+	21^+	23^+
^{143}Pm	652	28	2	4	4	4	4	3	2	1	1	1	1	1
^{145}Eu	71	14	2	2	2	3	2	1	1	1				

all other states with maximum excitation energies of about 2.1 MeV and 3.5 MeV for odd- and even-mass cores, respectively. Proceeding in this way, $\pi = -1$ wave functions for ^{144}Sm and ^{146}Gd were calculated. The core states included are listed in table 1. The hamiltonian used has been specified in ref. [1].

Table 2 Particle-core coupling predictions and experimental data on half-lives of $\pi = -1$ states of ^{144}Sm and ^{146}Gd

Nucleus	J^{π}	$E_x(\text{keV})$	$T_{1/2}^{\text{exp}}(\text{ns})$	$T_{1/2}^{\text{th}}(\text{ns})$
^{144}Sm	8_1^-	3376	1.7(2) ^{a)} 1.4(3) ^{b)}	0.5
	9_1^-	3460	0.5(2) ^{a)}	0.4
	12_2^-	5150	≤ 0.3 ^{a)}	0.4
^{146}Gd	3_1^-	1579	1.06(12) ^{c)}	1.17
	7_1^-	2982	7.2(4) ^{d)}	6.1

a) Ref. [3], b) Ref. [4],
c) Ref. [6], d) Ref. [5].

A comparison of theoretical and experimental electromagnetic properties admits of a rather sensitive test for the reliability of the wave functions and hence for the nuclear model applied. Therefore, we have tried to reproduce the measured lifetimes in ^{144}Sm [3,4] and ^{146}Gd [3,5,6].

Since the 3_1^- level at 1579 keV in ^{146}Gd is immediately deexcited to the ground state, we had to calculate the 0_1^+ wave function in the model space (1). The theoretical half-lives were computed with the experimental γ -ray energies. They were corrected for internal conversion by using the data of ref. [7]. We used effective proton charges of $e_p(E2) = (1 + Z/A)e$, $e_p(E3) = 3e$ and effective gyromagnetic factors for the proton spin of $g_s^{\text{eff}} = 0.6g_s^{\text{free}}$ (cf. ref. [1]).

In table 2 a remarkable agreement between the experiments and the model predictions is found. It is surprising that the half-life of the 3_1^- state in ^{146}Gd , which is commonly considered as an octupole vibrational state composed of particle-hole excitations in the proton and neutron systems [8], is nearly correctly reproduced, although our model space involved only proton excitations.

The results obtained give a further hint at the core-coupled structure of low-lying $\pi = -1$ states in $N = 82$ nuclei with $Z \leq 64$.

R e f e r e n c e s

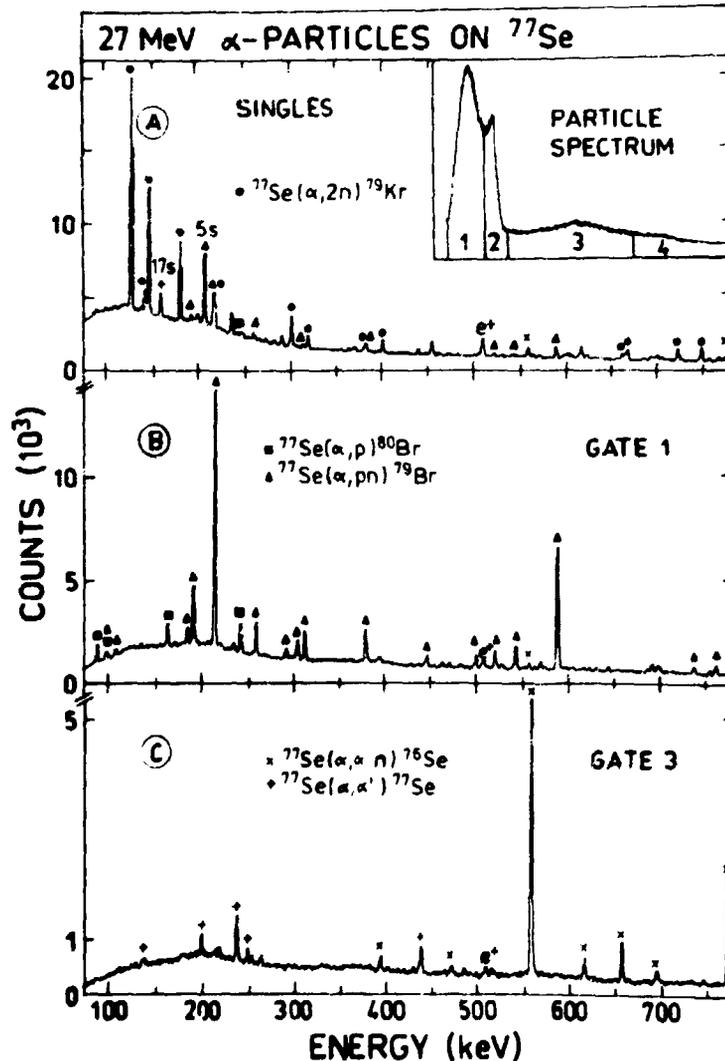
[1] Enghardt, W. and H.U. Jäger, ZfK-485 (1982); Nucl. Phys. A (in press)
 [2] Enghardt, W. et al., Z. Phys. **A316** (1984) 245
 [3] Kostov, L.K. et al., Gemeinsamer Jahresbericht 1984, ZfK Rossendorf
 [4] Pengo, R. et al., Inst. f. Kernphysik, KFA Jülich, Annual Report 1978, p. 25
 [5] Kleinheinz, P. et al., Z. Phys. **A290** (1979) 279
 [6] Kleinheinz, P. et al., Z. Phys. **A286** (1978) 27
 [7] Hager, R.S. and E.C. Seltzer, Nucl. Data **A4** (1968) 1
 [8] Kleinheinz, P., Phys. Scripta **24** (1981) 236

MEASUREMENT OF PARTICLE-GAMMA-COINCIDENCES IN SPECTROSCOPIC EXPERIMENTS

R. Schwengner, J. Düring, L. Funke, P. Kleinwächter, H. Rotter and G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Measurements of γ -rays in coincidence with charged particles are useful in spectroscopic studies for separating the different reaction channels.

A simple set-up described in ref./1/ has been applied to measure coincidences between γ -rays and charged particles in α -particle induced reactions. Due to their different energies, the protons and α -particles emitted in the different reaction channels can be relatively well separated. The α -particles up to 16 MeV and the protons up to 4 MeV lose their full energy in the detector, whereas the protons with higher energies (e.g. those emitted in the (α, p) reaction) give only a small signal and occur in the low-energy part of the spectrum. As an example, parts of γ -ray spectra measured during the irradiation of a 4.6 mg/cm² thick ⁷⁷Se target with 27 MeV α -particles are presented in fig.1A-C. It can be seen that the γ -rays belonging to the $(\alpha, 2n)$ reaction channel dominate in the singles spectrum shown in fig.1A, while they are completely suppressed in the coincidence spectra shown in fig.1B,C. These coincidence spectra are gated by part 1 and part 3, respectively, of the particle spectrum displayed in the insert. The peaks in fig.1B belong to nuclei that arise from the (α, p) and (α, pn) reactions, whereas in fig.1C transitions of nuclei arising from the $(\alpha, \alpha n)$ and (α, α') reactions can be seen. Compared with fig.1B, the (α, p) channel is strongly reduced in the spectrum gated by part 2 of the particle spectrum. The



spectrum measured in coincidence with part 4 differs from that in fig.1C by showing the (α, α') reaction as the main channel. This measurement enabled several γ -rays to be assigned to the nucleus ⁷⁹Br. In particular, it was useful for the identification of those transitions in ⁷⁹Br which are superimposed by transitions in ⁷⁹Kr originating in the $(\alpha, 2n)$ reaction.

References:

/1/ Schwengner, R. et al.,
 dieser Jahresbericht S. 153

Fig.1: Spectra of γ -rays recorded during the irradiation of a ⁷⁷Se target with 27 MeV α -particles. A) Singles γ -ray spectrum; B) Spectrum in coincidence with part 1 of the particle spectrum shown in the insert; C) Spectrum in coincidence with part 3 of the particle spectrum.

TRANSITIONS IN ^{82}Br AND ^{79}Se OBSERVED IN THE REACTIONS (α, p) AND $(\alpha, \alpha n)$

L. Funke, J. Döring, P. Kleinwächter, H. Rotter, R. Schwengner and G. Winter
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

During our in-beam studies of ^{81}Kr and ^{82}Kr /1,2/ in α -particle induced reactions we also got some information on ^{82}Br /3/ and ^{79}Se via the reactions (α, p) and $(\alpha, \alpha n)$. In order to make a unique assignment of the transitions to the two reaction channels particle- γ coincidences /4/ have been measured during the bombardment of ^{80}Se with 27 MeV α -particle.

A relatively good separation between outgoing protons and α -particles is achieved by the use of a 300 μm thick Si detector. Since the sensitive depth is only 150 μm the protons loose at most 4 MeV of their energy, but the α -particles up to 16 MeV. Thus, protons and α -particles can simply be distinguished by choosing appropriate energy intervals in the spectrum from the particle detector.

Putting four gates on the particle spectrum as shown in the insert of fig. 1 different reaction channels can be strongly enhanced. The gated spectra contain mainly the following reaction channels: gate 1 - (α, p) and (α, pn) ; gate 2 - (α, pn) ; gate 3 - $(\alpha, \alpha n)$ and (α, α') ; gate 4 - (α, α') . As an example two γ -ray spectra gated with protons and α -particles, respectively, are shown in fig. 1 where the transitions attributed to the reactions $(\alpha, pn)^{82}\text{Br}$ and $(\alpha, \alpha n)^{79}\text{Se}$ are indicated. In this way, the assignment /4/ of the transitions to the high-spin states in ^{82}Br obtained from the $\gamma\gamma$ coincidences and excitation functions is strongly supported. The transitions assigned to ^{79}Se have also been observed in the $^{76}\text{Ge}(\alpha, n)^{79}\text{Se}$ reaction measured at 13 - 21 MeV α -particles.

References: /1/ Funke, L. et al., Phys. Lett. 120B(1983)301 and to be published

/2/ Kemnitz, P. et al., Nucl. Phys. A425(1984)493

/3/ Funke, L. et al., to be published /4/ Schwengner, R. et al., dieser

Jahresbe-
richt S. 153

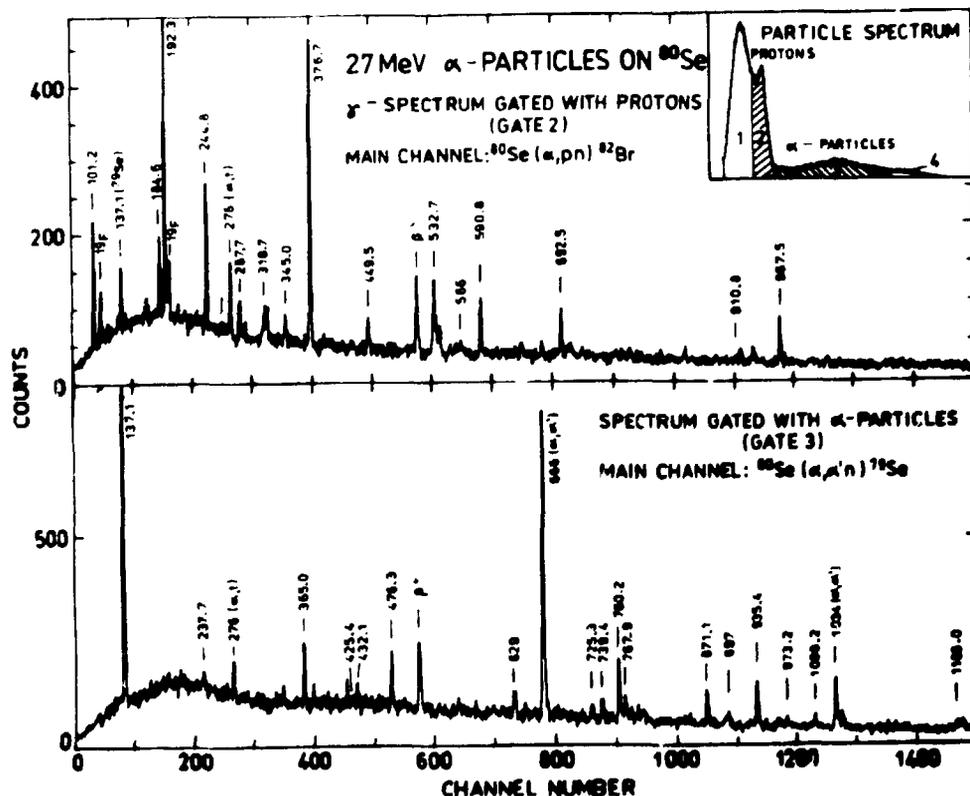


Fig. 1: Gamma-ray spectra in coincidence with protons and α -particles. The transitions attributed to ^{82}Br and ^{79}Se are marked by their energies.

USE OF A ${}^6\text{Li}$ -BEAM FOR IN-BEAM SPECTROSCOPY IN THE MASS 80 REGION

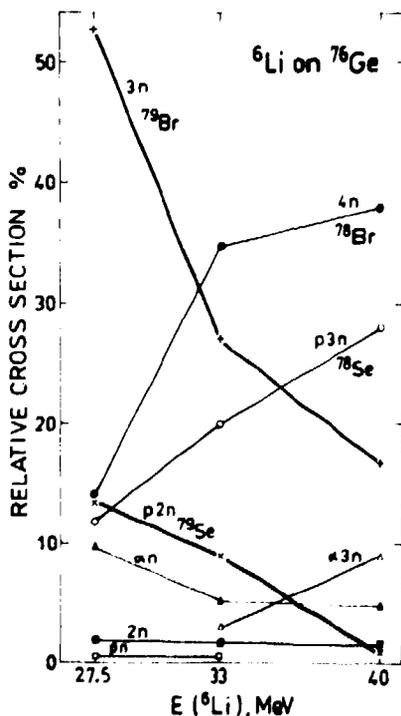
L. Funke, J. Döring, P. Kleinwächter, H. Rotter, R. Schwengner and G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

The 40 MeV ${}^6\text{Li}$ -beam /1/ of the Rossendorf cyclotron has been used for in-beam γ -ray experiments in order to study yrast states in nuclei of the mass 80 region. In a first run relative excitation functions for several targets, such as ${}^{76}\text{Ge}$ and ${}^{77}\text{Se}$ have been measured. The main aim of these experiments was the search for reaction channels leading to nuclei of mass 79: ${}^{79}\text{Kr}$, ${}^{79}\text{Br}$ and ${}^{79}\text{Se}$.

In fig. 1 examples of relative excitation functions of the reactions $({}^6\text{Li}, xn)$, $({}^6\text{Li}, pxn)$ and $({}^6\text{Li}, \alpha xn)$ on a ${}^{76}\text{Ge}$ target are presented. For this purpose the energy of the ${}^6\text{Li}$ -beam has been degraded to 33 and 27.5 MeV by using stopping foils of aluminium. Relative cross sections for the different channels have been obtained by comparing the intensities of the ground state γ -ray transitions of the corresponding final products. The normalization was performed by assuming a constant total cross section (set to 100% at the three beam energies), which equals to the sum of all strong channels.

As shown in the figure the nuclei of interest, ${}^{79}\text{Br}$ and ${}^{79}\text{Se}$, are reached by the reactions ${}^{76}\text{Ge}({}^6\text{Li}, 3n)$ and ${}^{76}\text{Ge}({}^6\text{Li}, p2n)$, respectively, and are strongest excited at the smaller beam energy. The relative population of high-spin states of ${}^{79}\text{Br}$ in the $({}^6\text{Li}, 3n)$ reaction at 27.5 MeV is enhanced by a factor of about two compared to the (α, pn) reaction at 27 MeV α -particle energy. The use of a ${}^7\text{Li}$ beam ($E_{\text{max}}=35$ MeV) might be even better suited to excite high-spin states in these nuclei, because the angular momentum transfer should be still higher.

At the moment, however, the limited intensity, stability and reliability of the Li beams prevent detailed experiments, such as $\gamma\gamma$ coincidence and angular distribution measurements. Under improved conditions one may also hope to be able to use the higher recoil velocity in Li induced reactions (compared to reactions with α -particles and deuterons) for the determination of picosecond lifetimes with the DSA method.



References:

/1/ Dietrich, J. et al., dieser Jahresbericht S. 135

Figure 1:
 Relative cross sections of ${}^6\text{Li}$ induced reactions on a ${}^{76}\text{Ge}$ target. The curves are denoted by the evaporated particles and partly also by the final nucleus.

MANY-PARTICLE EXCITATIONS IN ^{138}Ba

H. Prade, W. Enghardt, L. Klabler, H.-J. Keller, F. Stary and G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

The in-beam study of ^{138}Ba using the $^{136}\text{Xe}(\alpha, 2n)$ reaction at the Rossendorf cyclotron has been continued. In all experiments a gaseous target enriched to 99 % in ^{136}Xe has been used. The pressure in the target cell of about 1.5 cm^3 volume amounted to 100 kPa, which corresponded to a thickness of 8 mg/cm^2 .

The experimental information for establishing the level scheme shown in figure 1 was obtained from singles γ -ray spectra at different incident particle energies ($E_{\alpha} = 20, 22, 24, 27\text{ MeV}$), prompt and delayed $\gamma\gamma$ coincidences, γ -ray angular distributions and linear polarization data. Special attention was paid to determine ns or subnanosecond lifetimes by using the Doppler shift attenuation and γ -RF methods. Thus, positive- and negative-parity states with energies up to 4864 keV and spins up to $J = 12$ have been established including 10 new levels on top of the 6^+ isomer. For the levels at 3359.5, 3622.4 and 3633.0 keV lifetimes of $\tau(7^+, 3359.5) = 35(15)\text{ ps}$, $\tau(10^+, 3622.4) = 700(100)\text{ ps}$ and $\tau(9^+, 3633) = 40(20)\text{ ps}$ have been determined, while for three further states upper limits of their lifetimes could be deduced. The levels at 2929.9, 3708.5 and 4852 keV observed also in an $(\alpha, 2n)$ reaction study by Kerek and Kownacki /1/ could not be confirmed in the present investigation.

The experimental data on excitation energies and electromagnetic properties of ^{138}Ba levels are well reproduced by diagonalizing the same hamiltonian in two model spaces, a $\pi = +1$ shell-model basis and a $\pi = -1$ particle-core coupling basis. The good agreement of calculated level energies /2/ and electromagnetic quantities /3/ with experiment shows that the theoretical approaches /4,5/ used are capable of describing the main features of positive- and negative-parity states in ^{138}Ba . According to the model predictions the $\pi = +1$ states with spin $J \leq 6^+$ and the $\pi = -1$ levels with $J \leq 9^-$ (except the 3^- state) can be regarded as seniority 2 states, while $\pi = +1$ levels with $6^+ < J < 12^+$ and $\pi = -1$ states with $9^- < J \leq 14^-$ should have seniority 4.

References

- /1/ Kerek, A. and J. Kownacki, Nucl. Phys. **A206** (1973) 245
- /2/ Prade, H. et al., Proc. Int. Symp. on in-beam nuclear spectroscopy, Debrecen 1984, p. 197
- /3/ Prade, H. et al., Proc. XXIII. Int. Winter Meeting on nuclear physics, Bormio 1985 (in press)
- /4/ Enghardt, W. and H.U. Jäger, ZfK-485 (1982)
- /5/ Wildenthal, B.H., Phys. Rev. Lett. **22** (1969) 1118

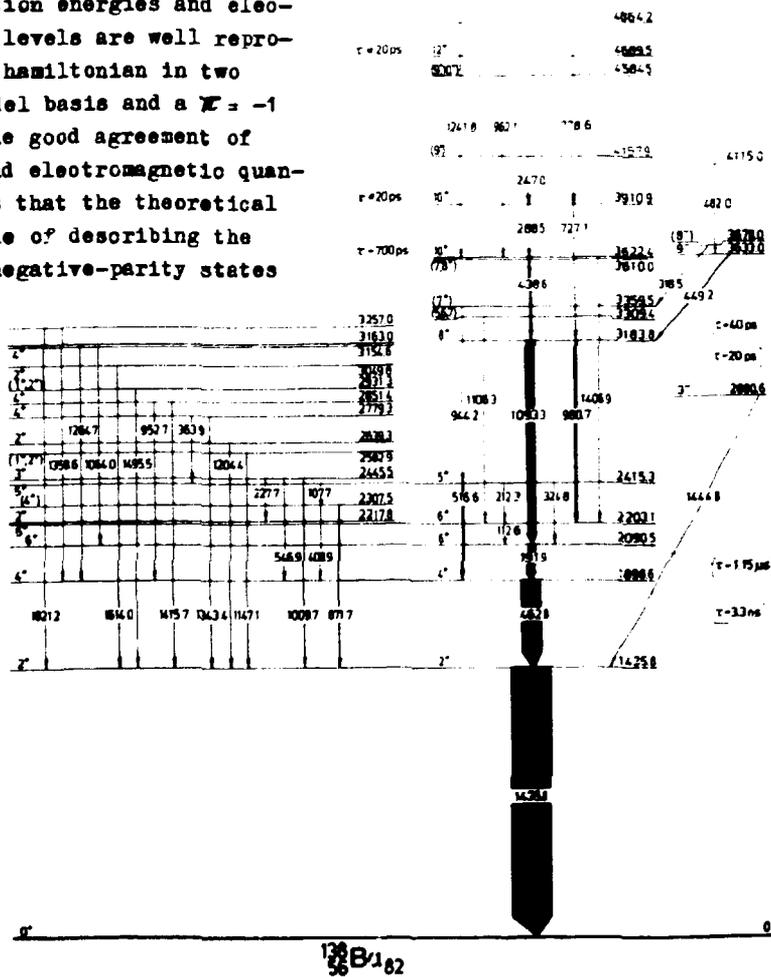


Fig. 1
 Level scheme of ^{138}Ba obtained in the present experiments.

ARBEITEN AUF DEN GEBIETEN DER KERN- UND FESTKÖRPERTHEORIE

CONSTRAINTS ON PARITY-MIXING MATRIX ELEMENTS FROM MESON-EXCHANGE CORRECTIONS TO FIRST-FORBIDDEN BETA DECAYS

M. Kirchbach

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

The parity nonconserving (PNC) potential, V_{PNC} , is developed from the graphs displayed in fig. 1 (a) as

$$V_{PNC} = V_{PNC}^{\pi} + V^{(1)} + W^{(1)}$$

$$V_{PNC}^{\pi} = \frac{1}{2} \sum_{ij} - \frac{F_{\pi} m_{\pi}^2}{2 \pi M} [\vec{t}(i), \vec{t}(j)]_0 [\vec{\sigma}(i) \cdot \vec{\sigma}(j)] \cdot \vec{r}_{ij} Y_1(m_{\pi} r_{ij}), \quad (1)$$

$$Y_1(x) = (1 + 1/x) e^{-x}/x, \quad F_{\pi} = g_{\pi NN} f_{\pi} / \sqrt{32}, \quad g_{\pi NN} = 13.45.$$

Here, V_{PNC}^{π} is the long-range isovector part of the parity violating (PV) nucleon-nucleon force mediated by the one-pion exchange, $v^{(1)}$ and $w^{(1)}$ are the dominant short-range contributions arising from ρ - and ω -exchanges. The standard theory of electroweak interaction, the Glashow-Weinberg-Salam (GWS) model, leads to the following estimate of the weak vertex (πNN)-coupling constant, $f_{\pi} \approx 0.46 \times 10^{-6}$ (the so called best value /1/). This value seems substantially to be changed when calculated within a gauge theory incorporating both the GWS-model and the quantum chromodynamics (QCD) with the basic objects being the current quarks interacting through π^{\pm} , Z^0 -boson and gluon exchange. In this approach the PV-nucleon-nucleon (NN)-force occurs to a large extent in the core region. As a consequence the long-range weak coupling constant appears to be reduced by a factor more than three as compared to the GWS-estimate, $f_{\pi} = 0.13 \times 10^{-6}$ /2/. In order to check these different theoretical treatments information on nonleptonic weak processes obtained from nuclear physics experiments can in principle be used. For example, the weak neutral current leads to a strong mixing of the neighboring $0^+ - 0^-$, $\Delta T=1$ levels in ^{18}F , see fig. 2). This is reflected by the measured circular polarization of the γ -ray emission from the 0^- state to the ground state /3/,

$$P_{\gamma}(1.081 \text{ MeV}) = (-0.8 \pm 1.2) \times 10^{-3}, \quad \Delta E = 39.4 \pm 0.1 \text{ keV}, \quad (2)$$

which in the two-level mixing approximation is described as

$$P_{\gamma}(1.081 \text{ MeV}) = \frac{2}{\Delta E} \text{Re} \left[\frac{\langle 1^+_{\pi} | V_{PNC} | 0^+ \rangle}{\langle 1^+_{\pi} | H | 0^+ \rangle} \langle 0^+ | V_{PNC} | 0^- \rangle \right], \quad \frac{\langle 1^+_{\pi} | H | 0^+ \rangle}{\langle 1^+_{\pi} | H | 0^+ \rangle} = 111 \pm 8, \quad (3)$$

For the GWS-model it can be argued that the heavy meson contributions are small and therefore can be ignored /4/. So, the PV matrix element to be extracted from eq. (3) measures directly the weak vertex constant f_{π} . As it has been proposed in ref. /3/ further information on $\langle 0^+ | V_{PNC} | 0^- \rangle$ can be obtained by studying the beta-decay rate of the transition $^{18}\text{Ne}(0^+; \text{gs}) \rightarrow ^{18}\text{F}(0^-; 1.081 \text{ MeV})$. The latter is determined by the nuclear matrix elements (n.m.e.) of two pseudoscalar operators. The first one, $\vec{\rho} - i g_A \vec{\sigma}_j \cdot \vec{r}_j$, arises from the spacelike part of the one-body weak axial vector current and is ignored in the long-wavelength limit. The remaining operator is that of the one-body weak axial (chiral) charge density, $\rho^5(0) = \sum_j i g_A \vec{\sigma}_j \cdot \vec{r}_j / M$. As confirmed by several authors (for review, see ref. /5/) general chiral invariance statements introduce an important enhancement of the one-body chiral charge density ($\sim 50\%$) via the meson exchange current (MEC) which is strongly dominated by the one-pion exchange, $\rho^5(\pi)$. Such an enhancement enables one to reproduce measured $0^+ \rightarrow 0^-$ β -decay rates. Therefore, in the long-wavelength limit the measured β^+ -decay rate of the transition $^{18}\text{Ne}(\beta^+) \rightarrow ^{18}\text{F}$ determines effectively the n.m.e. of $(\rho^5(0) + \rho^5(\pi))$. The one-pion exchange correction to the chiral charge density, $\rho^5(\pi)$, is very similar to the V_{PNC}^{π} part of NN-force mediating the parity violation (see fig. 1 (b)). As it has been shown in a previous paper within the hard pion model $\rho^5(\pi)$ can be generated from eq. (1) by the following replacement /6/,

$$Y_1(m_\pi r) \rightarrow \frac{g_A^2}{4g_A^2 M} \left[\phi(m_\pi^2) Y_1(m_\pi r) - \frac{1}{2} \left(\frac{m_\rho^2}{m_\pi^2} c(m_\rho^2) Y_2(m_\rho r) \right) \right], \quad (4)$$

$$\phi(y^2) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} c(y^2), \quad c(y^2) = \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - m_\pi^2} \left(1 + \frac{\alpha_V y^2}{4M^2} \right) \left(1 + \frac{y^2}{m_\rho^2} \right).$$

Noting now that in the low-energy limit $\phi(m_\pi^2) \approx 1$ the MEC-operator becomes identical, apart from constant factors and isospin rotation, to V_{PNC}^π . Calculations with various nuclear-structure inputs represented in ref. /3/ produce $0^+ \rightarrow 0^-$ -beta decay rates which differ by as much as an order of magnitude but all calculations predict an almost constant strength of the exchange current- to the one-body amplitude, $\mathcal{A} = f^5(\pi) / f^5(0) \approx 0.73$. This scaling behaviour of the MEC-correction inspires the hope that it could be possible to extract the n.m.e. of $f^5(\pi)$ from the measured β^+ -decay rate $w^{\text{exp}}(0^+ \rightarrow 0^-)$ and therefore based on the analogy between eqs. (1) and (4) to determine the n.m.e. of V_{PNC}^π in a nearly model independent way. From $w^{\text{exp}}(0^+ \rightarrow 0^-) = 8.6 \pm 1.2 \text{ s}^{-1}$, and the MEC-scaling factor $\mathcal{A} \approx 0.73$ the estimate $(0^+ ||| V_{\text{PNC}}^\pi ||| 0^-) \approx (0.322 \pm 0.01 \text{ MeV}) F_\pi$ has been proposed in ref. /3/. Inserting this value in eq.(2) one obtains $F_\pi \approx 1.4 \times 10^{-6}$ or equivalently $f_\pi \leq 0.59 \times 10^{-6}$ which overestimates the best value by $\sim 30\%$ and the QCD-prediction by a factor of ~ 5 . This large discrepancy appears partly as a consequence of the restrictions arising from the use of both the low-energy and long-wavelength limits.

First of all, as it can be concluded from ref. /6/ the analogy between the chiral-charge density operator and V_{PNC}^π does not more persist in the hard pion model after medium polarization effects combined with hadronic formfactors have been considered. In this case the factors $\phi(y^2)$ become essentially different from unity and as a result the n.m.e. of V_{PNC}^π appears really to be larger by about 20% than the corresponding MEC-correction term $f^5(\pi)$. Further, the long-wavelength approximation is not fully suited for describing $0^+ \rightarrow 0^-$ -weak transitions. Various calculations have shown that the two operators $\sum_j -ig_A \vec{\sigma}_j \cdot \vec{r}_j$ and $f^5(0)$ tend to cancel in the combination determining the decay rates in the one-body approximation. Because of that slight change in the single particle basis states can lead to a noticeable reduction of the one-body rates /7, 6/. As a consequence, the relative strength of the MEC-correction to the complete one-body n.m.e., $\mathcal{A} = f^5(\pi) / (f^5(0) - \sum_j (g_A \vec{\sigma}_j \cdot \vec{r}_j))$ can throughout increase ($> 100\%$). Now, we extract the value of $f^5(\pi)$ from $w^{\text{exp}}(0^+ \rightarrow 0^-)$ by assuming that the one-body β^+ -decay rate in the mass-18 system is exceeded through the hard-pion MEC by the typically factor of 4 as it has been found in calculating $0^+ \rightarrow 0^-$ β^- -decay rates in the mass-16 system. In order to obtain the magnitude of the parity-mixing n.m.e. this value of $f^5(\pi)$ has additionally to be enhanced by 20%. The resulting new estimate for the weak-vertex constant is $f_\pi \leq 0.29 \times 10^{-6}$. This rough estimate surprisingly agrees with the recent reported value obtained from $p\alpha$ -scattering experiments, $f_\pi = (0.33 \pm 0.1) \times 10^{-6}$ /8/. Certainly, a detailed calculation including multiparticle-multihole configurations in the nuclear wave functions as well as a more realistic treatment of the short-range effects in accordance with the QCD-statements is required in order to get a better understanding of the role that the parity nonconserving NN-force plays in this case.

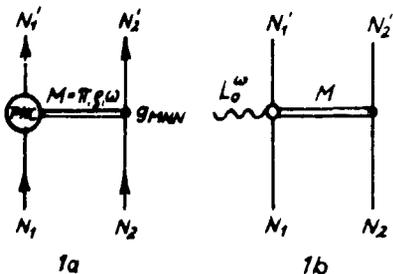


Fig. 1
The meson exchange contribution to the parity violating NN-force (a) and to the chiral charge density (b).

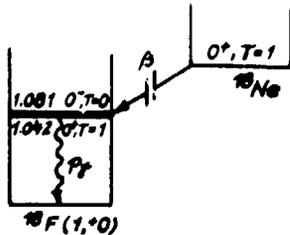


Fig. 2
The irregular parity-violating transition in ^{18}F .

References :

- /1/ B. Desplanques, J.F. Donoghue, B.R.Holstein, Ann.Phys.(N.Y.) 124, 449 (1980)
- /2/ V.M. Dubovik, S.V. Zenkin, private communication
- /3/ E.G. Adelberger, M.M. Hindi, C.D. Hoyle, H.E. Swanson, R.D. Von Lintig, W.C. Harton, Phys. Rev. C27, 2833 (1983)
- /4/ D. Kurath, W. Teeters, Phys. Lett. 101B, 5 (1981)
- /5/ M. Kirchbach, E. Truhlik, Sov. J. Part. Nucl., in print.
- /6/ M. Kirchbach, S. Kamalov, H.-U. Jäger, Phys.Lett. 144B, 319 (1984)
- /7/ E.K. Warburton, D.E. Alburger, D.J. Millener, Phys. Rev. C29, 2281 (1984)
- /8/ J.Lang,Th.Maier,R.Müller, P.Nessi-Tedaldi, Th.Roser, M.Simonius, J.Sromicki, W.Haeberli, Phys.Rev.Lett. 54,170 (1985)

MESON EXCHANGE CORRECTIONS TO THE $0^+ \rightarrow 0^-$ BETA DECAY OF ^{16}C

M.Kirchbach, H.-U.Jäger, and M.Gmitro¹

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

¹Joint Institute for Nuclear Research Dubna, USSR

Recently, the β^- -decay of the $0^+, T=2$ ground state of ^{16}C to the $0^-, T=1$, 120keV state of ^{16}N has been measured /1/. The experimental f -value of this decay is extracted from the relation $f\tau = 6170s$ where the partial half-life τ has been determined via the measured total nuclear half-life $t = 0.78 \pm 0.08s$ and the branching ratio $BR = (0.68 \pm 0.09)\%$. The resulting value $f^{exp} = 54^{+14}_{-13}$ has to be compared with the theoretically predicted one

$$f^{th} \approx 0.207(\zeta'v + 7.53w + f^5(\pi))^2.$$

We derived this expression by following the formalism of refs./2,3/. Here, $\zeta'v$, w , and $f^5(\pi)$ are in turn the nuclear matrix elements (n.m.e.) of the operators $\sum_j i g_A \vec{\sigma}_j \vec{v}_j / M$, $-\sum_j i g_A \vec{\sigma}_j \vec{r}_j$ and the two-body chiral charge density from ref./4/. In calculating f^{th} we employ the shell-model wavefunctions of ref./5/ which were obtained in a harmonic oscillator (HO) single-particle basis by diagonalization of a nucleon residual interaction of Tabakin's type in the $1p-(2p,1f)$ -model space. Modifying our HO-results for the n.m.e. of the one-body operators ($\zeta'v = -2.52fm, 7.53w = 17.86fm$) by the multiplicative factors found from mass-16 calculations within the more realistic Woods-Saxon single-particle basis /3/, $\zeta'v \rightarrow 0.8 \zeta'v$, and $w \rightarrow 1.1w$, and considering the influence of a $1s$ -admixture of the type $1s^{-2}2s^2$ to the ground state of ^{16}C on the two-body chiral charge density ($f^5(\pi) \approx -14fm$), a rather reasonable value $f^{th} \approx 80$ is found. So, we conclude that an enhancement of the one-body chiral charge density $\zeta'v$ due to the one-pion exchange $f^5(\pi)$ is required to produce agreement with the experimental data.

References :

- /1/ C.A. Pastore, G.T.Garvey, Nelson Jarmie, R.C.H.Robertson, Phys.Rev. C27, 1353 (1983)
- /2/ E.K.Warburton, D.E.Alburger, D.J.Millener, Phys.Rev. C29, 2281 (1984)
- /3/ D.J.Millener, D.E.Alburger, E.K.Warburton, D.H.Wilkinson, Phys.Rev. C26, 1167 (1982)
- /4/ M.Kirchbach, S.Kamalov, H.-U.Jäger, Phys.Lett. 144B, 319 (1984)
- /5/ R.A.Eramzhyan, M.Gmitro, R.A.Sakaev, L.A.Tosunjan, Nucl.Phys. A290, 294 (1977)

APPROACH TO INTRINSIC EQUILIBRIUM INDUCED BY COLLECTIVE FLUCTUATIONS

L. Münchow and A. Pfitzner

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

We investigate the influence of quantum fluctuations in the relative motion of two colliding heavy ions on the intrinsic motion. It turns out that these fluctuations, - on account of their quantum character -, drive the intrinsic system towards local equilibrium.

The intrinsic system is described by a time-dependent mean field. The evolution of the occupation numbers $\rho_n(t)$ follows a master equation derived in /1/. The transition probabilities consist of a symmetric and an antisymmetric part with respect to the exchange of the single particle states, according to $F_{\mu \rightarrow n} = F_n^s - F_{\nu n}^a$ and $F_{\mu \rightarrow \nu} = F_{\nu \mu}^s + F_{\nu \mu}^a$ /2/. Because $F_{\nu n}^a \propto [P, R]$, it is due to the quantum character of the collective variables. It keeps the non-linearity of the master equation and thus ensures a proper equilibrium distribution. For small deviations $\delta R(t) = R - \langle R \rangle_t$ the term $F_{\nu n}^s$ depends on the collective dynamics through the variances $\chi(t) = \langle \delta R^2 \rangle_t$ and $\varphi(t) = \frac{1}{2} \langle [\delta P, \delta R] \rangle_t$. Transition to a continuous description ($\rho_n \rightarrow \rho$, $\nu \rightarrow \nu(\epsilon')$) and applying a Taylor expansion around $\epsilon' - \epsilon = \omega = 0$ changes the master equation into a partial non-linear differential equation /2/:

$$\dot{\rho}(\epsilon) = \rho \frac{1}{2} {}^{(2)}M^s \rho^2 - \rho {}^{(1)}M^a \frac{d}{d\epsilon} \rho(1-\rho) + \rho' {}^{(2)}M^s \rho' - 2\rho' {}^{(1)}M^a \rho(1-\rho),$$

with g the level density and ${}^{(2)}M^s$ (${}^{(1)}M^a$) the 2. moment of $F^s(\omega)$ (the 1. moment of $F^a(\omega)$). We observe that the fermi-like distribution

$$\tilde{\rho} = [1 + \exp[\beta(\epsilon - \zeta)]]^{-1}, \quad \beta^{-1} = - \frac{1}{2} {}^{(2)}M^s / {}^{(1)}M^a,$$

is a stationary solution. However, the parameter β^{-1} is not a temperature as for two-body collisions, but is determined by the collective fluctuations.

Near equilibrium we may linearize with respect to $\delta \rho = \rho - \tilde{\rho}$ to obtain a relaxation equation with a time-dependent relaxation time $\tau(t)$ /2/:

$$\dot{\tau}^{-1} = g |F|^2 \pi \left\{ \chi(t) - 2\tau^* \varphi(t) / \Gamma \mu \right\}$$

Here, $F = \partial V / \partial \langle R \rangle$ is the gradient of the coupling and τ^* the memory time /1/. For a numerical estimate of $\tau(t)$ we use approximate solutions for $\chi(t)$ and $\varphi(t)$ which differ from the classical solutions /3/ mainly by terms which contain the non-vanishing initial values $\chi(0)$ and $\varphi(0) = \langle \delta p^2 \rangle_0$. The latter must obey the uncertainty relation $\chi(0) \cdot \varphi(0) \geq (\frac{\hbar}{2})^2$. For a comparison with the equilibration time τ_{loc} for two-body collisions we use the estimate /4/ $\tau_{loc} \approx 16 \cdot 10^{-22} / T^2$, with T the temperature. With $\tau(t) \approx 10^{-22}$ s for $t \geq 10^{-21}$ s we observe $\tau_{loc} > \tau$ at $T \approx 1$ MeV, whereas $\tau_{loc} \approx \tau$ at $T = 4$ MeV. This indicates that at low temperatures collective fluctuations may be more effective than two-body collisions.

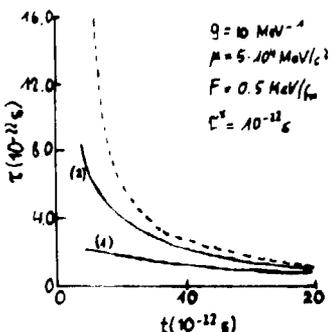


Fig. 1

Time dependence of τ for different initial variances ($\varphi(0) = (\frac{\hbar}{2})^2 / \chi(0)$)

full lines: (1) $\chi(0) = 0.36 \text{ fm}^2$, (2) $\chi(0) = 0.07 \text{ fm}^2$

dashed line: limit of statistical fluctuations ($\chi(0) = \varphi(0) = 0$)

References

- /1/ Münchow, L., A. Pfitzner, Z. Phys. A314 (1983) 97
- /2/ Pfitzner, A., L. Münchow, to be published
- /3/ Riedel, G., G. Woloschin, Z. Phys. A294 (1980) 17
- /4/ Cassing, W., W. Nörenberg, GSI-84-53

Subthreshold antikaon production in relativistic nuclear collisions in the cascade model

H.W. Barz and H. Iwe

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Much effort has been made to gain insight in the violent stage of a heavy ion reaction at relativistic energies. A promising tool is the measuring of the spectra of produced particles. Especially particles with production thresholds above the available energy for direct nucleon-nucleon encounters may shed light on the collision dynamics. Such particles have to be produced by secondaries in the system or by collective production mechanisms. From the particles created those with strangeness received considerable attention due to the belief that these particles may provide us with information on the hot stage of the system. We have extended our intranuclear cascade (INC) model /1,2/ which was used for the investigation of the K^+ production to the study of the K^- production measured recently in the reaction Si on Si at $E_{lab}/A=2.1$ GeV. Mainly two channels contribute to kaon production in the hot matter: (i) $Y + \pi \rightarrow N + \bar{K}$, (ii) $N + N \rightarrow N + N + K + \bar{K}$ where N and Y denote a nucleon and a hyperon (Λ or Σ), respectively. Although in reaction (i) both types of initial particles are not present at the beginning and must be created in primary collisions this reaction can account for most of the observed antikaons due to the large production cross section of ca. 30 mb. Both the channels are incorporated in our INC model. The production rates for the strange mesons are shown in fig. 1 as a function of the time in the lab frame for the most probable impact parameter of 3 fm. At the total overlap most of the kaons and those antikaons stemming from NN collisions are produced during the expansion stage via reaction (i) when a sufficient number of hyperons are present. Then antikaons become partially absorbed and in the last stage absorption and creation balance each other. At the end 60% of the kaons produced remain from which 17% originate from NN, 12% from $N\Delta$ or $\Delta\Delta$ and 72% from πY interactions. The strong absorption of antikaons causes that those K^- s escaping the system have suffered $\langle n_{K^-} \rangle = 1.0$ collisions in the average. The first antikaons originating from NN encounters have only a small chance to escape. Although the data do not fit well a straight line ($\sim \exp(E_K/E_0)$) it seems that our antikaon spectrum is too flat. We find $E_0 = 100$ MeV in contrary to the experimental value of 76 MeV obtained from a fit of the first five data points. It turns out that the INC model is able to reproduce the yield of antikaons measured in the Si on Si reaction. The calculations support the dominance of the Y channel over the direct NN channel. The absorption of antikaons by nucleons causes that only antikaons which are created in the late stage of the collision

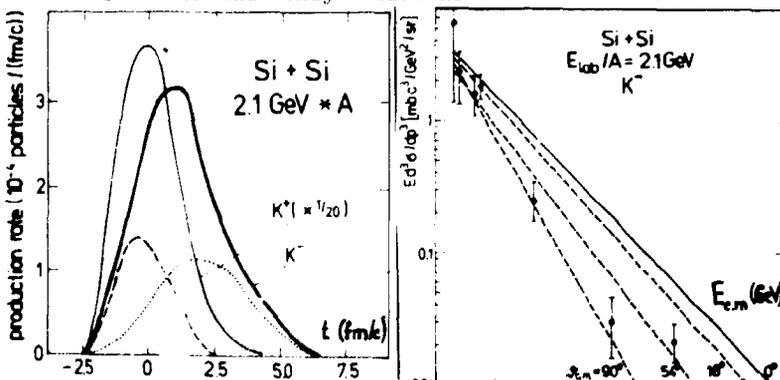


Fig. 1 K^+ and K^- production rates (full lines) for the impact parameter $b=3$ fm as a function of time together with the K^- absorption rate (dotted line). The dashed curve represents the K^- production rate from direct NN encounters. The lab time $t=0$ corresponds to the total overlap of the colliding nuclei.

References:

- /1/ H.W. Barz and H. Iwe, Phys. Lett. 143B (1984) 55
- /2/ H.W. Barz and H. Iwe, Proc. of the VII International Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna 1984, D1,2-84-599, p. 576
- /3/ A. Shor et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1597 and LBL-16175 (1983)

process reach the detector and explains their relatively low temperature. We have calculated an exponentially falling spectrum with a slope parameter of 126 MeV. The only rough agreement with the data obtained so far should stimulate further experimental and theoretical work.

Fig. 2 Calculated invariant cross section for K^- production for 0° lab angle (full line) versus the CM kinetic energy compared to the experimental data /3/. The dashed lines represent the K^- spectra for different CM angles. The statistical errors of the calculated curves are 10% for low and 25% for higher energies.

HYDRODYNAMICAL DESCRIPTION OF HEAVY-ION COLLISIONS AT DUBNA-ENERGIES

H.W. Barz, B. Kämpfer

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

L.P. Csernai, B. Lukács

Zentralinstitut für Physik, Budapest

Stopping of heavy ions at bombarding energies of 800 MeV per nucleon has been observed and might happen even at ten times larger energies. Then a large amount of energy is deposited into the nuclear system which is heated up, compressed and might undergo a phase transition. To describe the collision process some idealization is necessary. Here we utilize a hydrodynamical description which enables us to introduce an equation of state of the nuclear matter. Obviously such approach is meaningful only for large nuclei. In the present note we consider the role of the deconfinement transition for heavy ion collisions at Dubna energies ($E/A = 4$ GeV).

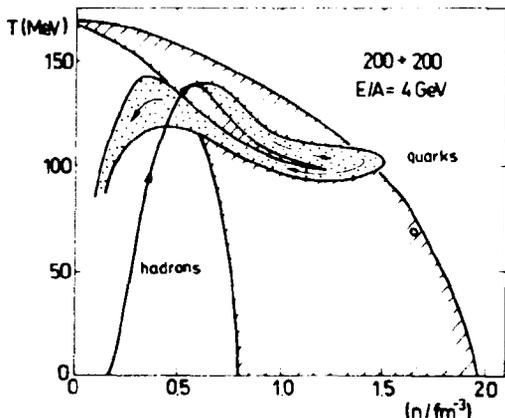


Fig. 1

Paths of fluid elements in the temperature (T) and density (n) phase diagram for collision of two heavy $A = 200$ nuclei at $E/A = 4$ GeV in the lab. frame. The hatched area shows the coexistence region, the dotted area covers the variety of paths for a relaxation time $\tau = 1$ fm/c. For smaller (larger) the turning point is shifted to larger (smaller) densities and lower (higher) temperatures. The circle denotes the position predicted by the shock wave model.

The fluid dynamics is described within our one-dimensional relativistic collision model /1/. The equation of state is based on a two-phase model. For the nuclear matter phase we assume a compression energy which is a quadratic function of the density and the thermal energy of a Boltzmann-gas whereas the quark phase is described by a gas of massless quarks and gluons with two flavour degrees without any interaction. A vacuum constant of $B^{1/4} = 235$ MeV is chosen. During the collision process the new phase grows according to a linearized relaxation law with a relaxation time $\tau = 1$ fm/c suggested from the QCD-scale parameter $B^{1/4}/4$.

In fig. 1 we display the paths of the fluid elements in the temperature-density plane. At this energy of $E/A = 4$ GeV a shock wave is unstable even for zero relaxation time τ . Therefore stationary conditions are not reached and the fluid elements move on different paths. Only the very central parts can undergo a complete deconfinement transition. This should not be taken too literally since the parameters used, as the nuclear compressibility, the vacuum pressure and the relaxation time play a crucial role. The spatial non-uniform structure of the excited region as well as the incomplete transition makes it difficult to predict observable signatures. Being aware of the large uncertainties

of our description we quote some possibilities:

- (i) The detection of two thermal sources (not belonging simply to participants and spectators) by observing emitted particles as photons or leptons could be related to the metastable hot nuclear matter and the colder partially deconfined state. This finding would also confirm the large amount of latent heat needed for the melting of hadrons.
- (ii) The detection of some entropy excess could be related to the presence of entropy generating processes during the phase transition /2/. Our calculation shows that the specific entropy amounts to 6.8 units for the central and 5.5 units for the outermost part; one unit of them stems from the finite time phase transition. A further entropy increase may occur from the plasma bubble deflagration or detonation.
- (iii) A slightly enhanced strangeness production could be possible in the plasma phase although the temperature seems too low for a significant effect.
- (iv) The randomly distributed plasma droplets embedded in the nuclear matter can cause typical fluctuations in the azimuthal distribution of the rehadronizing fragments.
- (v) If in the participant region the plasma state is attained, then the viscous forces exerted on the spectators may change /3/, therefore, the spectator temperature may change too.
- (vi) The peak observed in the standard flow analysis is expected to broaden or even to disappear at the threshold for plasma excitation /4/.

In summary we found within our idealized model (without transparency and transverse flow effects) a partial phase transition at Dubna energies. However it seems that very sophisticated measurements would be necessary to find a plasma signature.

References

- /1/ Barz, H.W. et al., Report KFKI-1984-100; Phys. Lett. 143B (1984) 334
- /2/ Barz, H.W. et al., Report KFKI-1984-53; Phys. Rev. C31 (1985) 268
- /3/ Raha, S. et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 129
- /4/ Barz, H.W. et al., preprint University of Minnesota UMTNP-111 (1984)

EXCITONENMODELL UND MULTISTEP-COMPOUND REAKTIONEN (MSCR)

H. Kalka, D. Hermsdorf und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Vernachlässigt man die Kontinuum-Kontinuum-Wechselwirkung, so reduziert sich das Griffinsche Excitonenmodell /1/ zu einem Multistep-Compound Modell, in dem die Excitonen-zustandsdichten \mathcal{S}_n durch die Dichte der gebundenen Excitonenzustände \mathcal{S}_n^b ersetzt sind. Dieses Modell kann exakt aus dem "Random-Matrix"-Modell /2,3/ von Agassi et al. hergeleitet werden /4/. Die Emissionsraten ergeben sich direkt aus der "escape"-Breite

$$w_n = \Gamma_n^+ / \hbar = (2\pi\hbar S_n^b)^{-1} \sum_c T_n^c, \quad (1)$$

wobei T_n^c die Transmissionskoeffizienten der Excitonenklasse $|n\rangle$ in den Kanal $|c\rangle$ symbolisieren. Die Übergangsraten folgen andererseits aus den Nichtdiagonalelementen der dynamischen Matrix Γ_{nm}^+ unter der Annahme einer Zweiteilchenrestwechselwirkung als

$$\lambda_n^+ = (2\pi/\hbar) \overline{(v_{nn+2})^2} \mathcal{S}_n^{(bb)+} \quad (2)$$

und analog für $\lambda_n^- \cdot \mathcal{S}_n^{(bb)+}$ bzw. $\mathcal{S}_n^{(bb)-}$ sind die Dichten der durch eine Zweiteilchenkraft erreichbaren Endzustände /5/. Hierbei wurde die externe Kopplung der Klassen über die Kanäle als Term höherer Ordnung vernachlässigt. Mit den Definitionen (1) und (2) erhält man schließlich aus dem MSCR-Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma_{ab}^f \rangle = \pi \lambda^2 \sum_n T_n^a \prod_{nm} T_m^b / 2,3,6/$, wobei $\prod_{nm} = (\Gamma_{nm}^{-1})_{nm} / 2\pi \mathcal{S}_m^b$ ist, den Emissionsquerschnitt des Excitonenmodells als die über die Zeit integrierte Mastergleichung /4/.

Literatur

- /1/ J.J. Griffin, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 478.
- /2/ D. Agassi, H.A. Weidenmüller, G. Mantzouranis, Phys. Rep. 22C (1975) 145.
- /3/ K.W. McVoy, X.T. Tang, Phys. Rep. 94 (1983) 139.
- /4/ H. Kalka, D. Hermsdorf, D. Seeliger, zur Publ. eingereicht.
- /5/ F.C. Williams, Jr., Phys. Lett. 31 B (1970) 184.
- /6/ Sadhan, K. Adhikari, Phys. Rev. C28 (1983) 2013.

SYSTEMATIK UND INTERPRETATION DER ENERGIE- UND WINKELABHÄNGIGKEIT DER UNELASTISCHEN STREUUNG VON 14 MEV-NEUTRONEN

J. Briseño Galvez, D. Hermsdorf und H. Kalka
Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Gegenwärtig wird der Untersuchung der Energie- und Winkelabhängigkeit (doppelt-differentielle Querschnitte, DDX) der emittierten Teilchen aus neutroneninduzierten Kernreaktionen große Bedeutung beigemessen. Dafür sprechen zwei wesentliche Gründe:

1. Diese Daten (insbesondere für Neutronen) stellen notwendige Eingangsdaten für Neutronentransportrechnungen für Fusionsprobleme dar;
2. anhand derartiger Daten kann die Gültigkeit von Modellvorstellungen über den Mechanismus von Kernreaktionen getestet werden.

Es liegt ein umfangreiches experimentelles Datenmaterial für die Neutronenemission speziell bei 14 MeV vor, aber auch DDX für geladene Teilchen wie p und α .

Für 35 Nuklide im Bereich der Massenzahl $A = 24$ bis 209 wurden zur Vereinheitlichung der Darstellung die DDX gemäß

$$\frac{d^2\sigma_{nM}(E, E', \delta)}{dE' d\Omega} = \frac{\sigma_{nM}(E, E')}{2\pi} \left[\frac{1}{2} + \sum_{l=1}^4 \left(\frac{2l+1}{2} \right) a_l(E, E') P_l(\cos \delta) \right]$$

mit dem Programm LEPOFT /1/ nach Legendre-Polynomentwicklung.

Die Einführung der reduzierten Koeffizienten $a_l(E, E')$ erlaubt eine kompakte Darstellung der experimentellen Daten /2/. Eine systematische Interpretation dieser Koeffizienten wurde mittels des Programms AMAPRE /3,4/ ausgeführt. Die Analyse der extrahierten und berechneten Daten läßt folgende Schlussfolgerungen zu:

1. Die Koeffizienten a_l ($l = 1, 2, 3, 4$) sind innerhalb der experimentellen Genauigkeit unabhängig von der Massenzahl A .
2. Die theoretische Beschreibung der Koeffizienten a_l ist mit guter Genauigkeit möglich im Modell des "führenden Teilchens" /5/, wobei alle Koeffizienten mit geradem l systematisch unterschätzt werden (fehlende Beiträge von MSCR).
3. Die Beschreibung der winkelintegrierten Spektren $\sigma_{nM}(E, E')$ erfolgt ohne freie Parameter mit dem generalisierten Excitonenmodell, wobei der hochenergetische Teil des Spektrums noch um Beiträge von kollektiven Anregungen zu ergänzen ist.

Dieses Verhalten der Koeffizienten a_l bei 14 MeV Neutroneneinschußenergie läßt die Anwendbarkeit der von Kalbach /6/ entwickelten semi-empirischen Formeln auch für derartig niedrige Energien erwarten.

Literatur

- /1/ Hermsdorf, D., Programm LEPOFT, unveröffentlicht
- /2/ Briseño Galvez, J., Diplomarbeit, TU Dresden, 1984
- /3/ Kalka, H., Diplomarbeit, TU Dresden, 1983
- /4/ Hermsdorf, D. et al., Jahresbericht ZfK-530 (1984) 16
- /5/ Mantzouranis, G. et al., Phys. Lett. **57B** (1975) 220
- /6/ Kalbach, C., Mann, F.M., Phys. Rev. **C23** (1981) 112

THEORETISCHE ANALYSE DES $^{252}\text{Cf(sf)}$ -NEUTRONENSPEKTRUMS

H. Märten, D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Die Berechnung von Spaltneutronenemissionsspektren ist bisher lediglich unter Voraussetzung des vorrangigen 'Emissionsmechanismus', der Verdampfung von voll beschleunigten Fragmenten, möglich. Dabei unterscheiden sich bekannte Modelle hinsichtlich des verwendeten Formalismus' und der getroffenen Näherungen sehr stark /1/. Das Kaskadenverdampfungsmodell (CEM) wurde erfolgreich zur Beschreibung des $^{252}\text{Cf(sf)}$ -Neutronenspektrums (Kernstandard) im Bereich höherer Emissionsenergien eingesetzt /2/. Eine erweiterte Analyse, beruhend auf einer verbesserten Niveaudichtebeschreibung und der vollen Berücksichtigung der Komplexität des Spaltvorgangs (betr. Abhängigkeit von Massenzahl und kinetischer Energie der Fragmente), ergab eine sehr gute Übereinstimmung des berechneten Spektrums mit jüngeren Präzisionsmessungen für den Energiebereich von 1 keV bis 20 MeV im Falle der (vorerst relativ groben) Einbeziehung der Anisotropie der Spaltneutronenemission im Schwerpunktsystem (Anisotropieparameter β , s. Abb.) /1/.

Es ist hervorzuheben, daß diese Berechnung ohne Parameteranpassung oder willkürliche Normierungen erfolgte.

Mit dem Madland-Nix-Modell (MNM) /3/, das auf relativ groben Annahmen hinsichtlich Niveaudichtebeschreibung ('Temperatur'-Ansatz) und Temperaturverteilung sowie einer Mittelung der Eingangsdaten über die leichte und schwere Fragmentgruppe beruht, lassen sich Spaltneutronenspektren im Energiebereich von 0,5 bis 10 MeV hinreichend gut beschreiben. Das von uns vorgeschlagene generalisierte Madland-Nix-Modell (GMNM) /4/ berücksichtigt die Fragmentmassenzahlabhängigkeit der Eingangsgrößen (Temperaturverteilung, inverser Wirkungsquerschnitt, kinetische Energie des Fragments, Fragment- und Neutronenausbeute). Die GMNM-Rechnung führt nach Anpassung des Niveaudichteparameters auf eine bessere Beschreibung bei höheren Emissionsenergien. Einen Vergleich der erwähnten theoretischen Energieverteilungen sowie einer Hauser-Feshbach-Rechnung (HFC) /5/ mit experimentellen Daten zeigt die Abb. /1/. Sie verdeutlicht die getroffenen Wertungen, insbesondere die Notwendigkeit der Einbeziehung der Emissionsanisotropie im Schwerpunktsystem sowie der Berücksichtigung der Komplexität des Spaltvorgangs und somit der Spaltneutronenemission (betr. v.a. Massenzahl- und Energieverteilung) zur befriedigenden Spektrenbeschreibung bei sehr niedrigen bzw. sehr hohen Emissionsenergien.

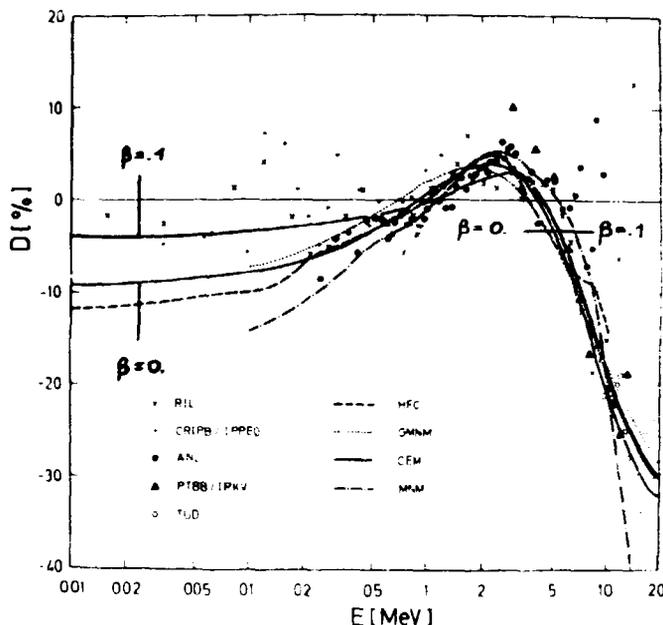


Abb.: Berechnete $^{252}\text{Cf(sf)}$ -Neutronenspektren, dargestellt als prozentuale Abweichung D von der Maxwellverteilung mit $KT = 1,42 \text{ MeV}$, (HFC /5/, GMNM /4/, CEM /2/, MNM /3/, Charakterisierung im Text) im Vergleich mit jüngeren experimentellen Daten (s. Ref. 1)

/1/ H. Märten, D. Seeliger, Proc. IAEA Advisory Group Meeting on Nucl. Standards, Geel, 1984 (Review)
 /2/ H. Märten, D. Seeliger, J. Phys. G 10 (1984) 349
 /3/ D.G. Madland, J.R. Nix, Nucl. Sci. Eng. 81 (1982) 213
 /4/ H. Märten, D. Seeliger, INDC(GDR)- (1984)
 /5/ B.F. Gerasimenko et al., Proc. Allunionskonf. über Neutronenphysik, Kiew, 1983, (Moskau, 1984) I, 349

SYSTEMATISCHE FEHLER DER RESONANZKERNDATEN VON ^{238}U DURCH BESCHREIBUNG DER DOPPLERVERBREITERUNG IN GASMODELLNÄHERUNG

A. Meister, S. Mittag, W. Pilz, D. Seeliger und K. Seidel
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kerophysik

Bei thermischen Leistungs-Druckwasser-Reaktoren enthalten die Brennelemente zu etwa 97 % ^{238}U , und dieses Nuklid bestimmt etwa 20 % der gesamten Neutronenabsorption der Zelle. Da der größte Teil der Absorptionen in den starken niederenergetischen Resonanzen erfolgt, werden an ihre Resonanzparameter entsprechend hohe Genauigkeitsanforderungen gestellt /1/: $\Delta\Gamma_Y = 1 \text{ meV}$ bzw. $\Delta\Gamma_Y/\Gamma_Y = 4 \%$.

In vorbergehenden Arbeiten /2,3/ war gezeigt worden, daß sich die Verläufe der Wirkungsquerschnitte in den Resonanzen systematisch unterscheiden, wenn die Dopplerverbreiterungen mit der Näherung der thermischen Bewegung quasifreier Gasatome berechnet wird bzw. für die Scawingungsspektren polykristalliner Materialien U-Metall, UO_2 , UO_3 ,... ein einfacher Ansatz gequantelter Oszillatoren verwendet wird. Mit diesem Ansatz war gute Übereinstimmung bei Experimenten zur chemischen Verschiebung von Neutronenresonanzen erzielt worden; die noch freien Parameter im Ansatz konnten aus diesen Messungen bestimmt werden /4/.

In Fortsetzung der Arbeiten wurden Resonanzverläufe mit diesen Phononenspektren berechnet und an sie Verläufe mit der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt, die sich nur darin unterschieden, daß die Dopplerverbreiterung in Gasmodellnäherung berechnet wurde. Dabei wurden die Einfangbreite Γ_Y der jeweiligen Resonanz, die Neutronenbreite Γ_n und die energetische Lage E_0 variiert. In welchem Maße sich Γ_Y änderte, zeigt die Tabelle für einige Beispiele:

Substanz	Temperatur [K]	Resonanz E_0 [eV]	$\frac{\Gamma_{Y, \text{Gas}} - \Gamma_Y}{\Gamma_Y} [\%]$
U-Metall	300	6,67	-4
UO_2	300	6,67	-8
UO_2	600	6,67	-7
UO_3	300	6,67	-17
UO_2	300	20,9	-6

Bei dem üblichen Herangehen, Resonanzparameter aus Messungen mit metallischem U zu bestimmen und bei Reaktorberechnungen auf UO_2 anzuwenden, entstehen demzufolge durch die Gasmodellnäherung systematische Fehler, die die Größe der Genauigkeitsanforderungen erreichen. Kann man aus rechentechnischen Gründen nicht auf die Gasmodellnäherung verzichten, ist es günstiger, effektive Resonanzparameter für die jeweils verwendete Substanz zu verwenden, denn der Temperaturabhängigkeit folgt das Gasmodell besser, wie anhand von UO_2 bei 300 und 600 K zu sehen ist.

Literatur

- /1/ Tellier, H., Proc. IAEA Consultants Meeting on Uranium and Plutonium Isotope Resonance Parameters, Vienna (Austria), 1981, ed. by D.E. Cullen, INDC(NDS)-129/GJ p. 47
- /2/ Meister, A. et al., wie /1/ p. 265
- /3/ Meister, A. et al., Jahresberichte ZfK-488 (1982) 26, ZfK-503 (1983) 16, ZfK-530 (1984) 10
- /4/ Meister, A., et al., Nucl. Phys. A362 (181) 18

"FAST FUSION" THE COMPLEMENTARY MASS-RELAXATION MODE TO "FAST FISSION" ?

R. Schmidt

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Theoretische Physik

Recent experiments of ^{20}Ne (150, 220, 290, 400 MeV) + ^{197}Au reactions [1] manifest the presence of an anomalous large fission cross section. The experimental critical angular momenta exceed the critical l -value of the instability of the compound nucleus against fission up to a factor of about 2. At present there are two conceptual different ways of explanation of this phenomena which has been observed also for other systems:

- (i) The "fast fission" mechanism [2] where the evolution of the systems does not lead to the formation of a compound nucleus but the system stays together for a sufficient long time ($\sim 10^{-20}$ s) to achieve the mass-symmetric configuration according to the equilibrium distribution of the mass-asymmetry degree of freedom.
- (ii) The "incomplete fusion" picture [3] where the first step of the reaction is characterized by an elastic or nearly elastic ("sequential") α -particle break-up from the projectile allowing the remaining system to fuse following by fission.

The experimental findings [1] clearly rule out the fast fission mechanism as the agent for the enhanced fission cross section. In addition, elastic or sequential break-up of α -particles explain only about one half of the measured enhanced fission cross section at 290 MeV. On the other side the experiments establish the presence of a second component of fast but not break-up α -particles which lead the authors to the conclusion that there exists an additional mechanism of producing fast α -particles allowing the remaining system to fuse.

We analyzed the $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ collisions within the modified diffusion model [4] and found a plausible explanation for the enhanced fission cross section as well as for the occurrence of fast α -particles with energies centered at intermediate velocities between Coulomb energy and projectile velocity. For this very asymmetric system the number of exchanged particles during the equilibration stage of the collision ("prior particles N_p ") change the sign and the order of magnitude of the drift velocity V_A for mass diffusion leading to large negative values of V_A . From a mean drift velocity \bar{V}_A the time interval τ_{FFU} needed in order to reach the equilibrium mass asymmetry $A_1=A_\alpha$ (shell effects can not be neglected in this case) can be estimated according to [4]

$$\tau_{FFU} = \frac{A_p - N_p - A_\alpha}{|\bar{V}_A|} \quad (1)$$

In eq. (1), A_p and A_α are the mass numbers of the projectile and the α -particle, respectively. This time is of the order of $8 \cdot 10^{-22}$ s ("Fast Fusion") and thus smaller than the mean contact time of a binary process for a certain range of l -values $l < l_{FFU}$. Consequently the α -particle produced by diffusion is scattered away and the remaining system will undergo fission with a cross section of $\sigma_{FFU} = \pi \lambda^2 l_{FFU}^2$. The model explains quantitatively the enhanced fission cross section observed experimentally.

References

- [1] Egelhaaf, Ch. et al., Nucl. Phys. A405 (1983) 397
- [2] Gregoire, C. et al., Nucl. Phys. A389 (1982) 392
- [3] For a review of ref. see reference list in [1]
- [4] Schmidt, R., submitted to Nucl. Phys. A, dieser Jahresbericht S. 49

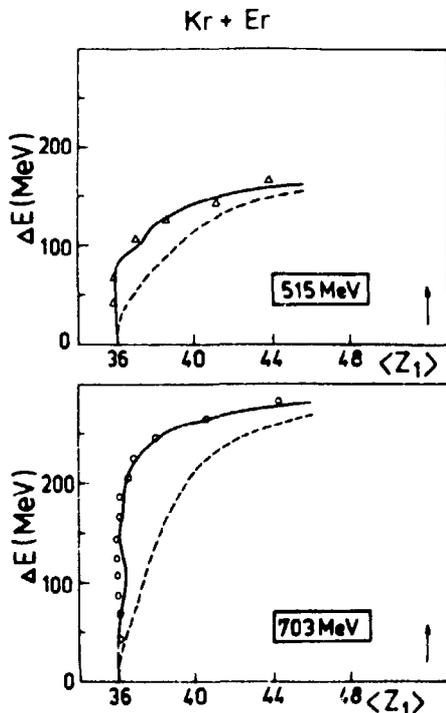
NUCLEON EXCHANGE DURING A HEAVY-ION COLLISIONS

R. Schmidt

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Theoretische Physik

We investigate nucleon exchange processes during three stages of a HIC. The first stage characterized by coherent nucleon motion is studied by means of a semiclassical theory [1] based on TDHF treating nucleon exchange and excitation in a consistent way [2]. The coherent nucleon motion during the initial stage is followed by an equilibration of internal excitation energy accompanied by energy and nucleon transfer from the light to the heavy reaction partner [3]. For the joining transport stage we propose a modified diffusion model [4] based on standard transport theories but taking into account the nucleon exchange during the two previous stages.

Model calculations have been applied to a broad range of target-projectile combinations and incident energy, ^{86}Kr (515, 704, 1041 MeV) + ^{166}Er , ^{20}Ne (170 MeV) + ^{64}Cu , ^{20}Ne (175 MeV) + ^{197}Au . We obtained the following picture from the nucleon exchange during a HIC: During the first stage the net mass change is neglectable although the nucleon exchange contributes considerably to the excitation of the two nuclei. The amount of the nucleon transfer during the equilibration stage depends strongly on the incident energy and the mass-asymmetry in the entrance channel. The number of transferred nucleons during this stage cannot be neglected in the total balance of nucleon transport. During the joining transport stage the evolution of the mass-asymmetry degree of freedom follows the ridge-line potential. The modified diffusion model allows a consistent understanding of rather different features of the mass transport which cannot be understood in terms of standard transport theories [5],[6]. It explains on the same basis the lack of mass drift observed in Kr + Er collisions (fig.), the unexpected light-ion asymmetric mass distribution in Ne + Cu collisions as well as the dramatic asymmetry within the mass distribution for target-projectile combinations in the vicinity of the Bussinaro Gallone maximum of the driving potential (^{20}Ne + ^{197}Au).



Lack of mass drift in Kr + Er collisions. Experimental data are from [7]. The solid (dashed) line represents calculations within the modified (standard) diffusion model, respectively.

References

- [1] Jolos, R.V., R. Schmidt, J. Teichert, Nucl. Phys. **A429** (1984) 139
- [2] Schmidt, R., to be published
- [3] Schmidt, R., Z. Physik **A320** (1984)
- [4] Schmidt, R., submitted to Nucl. Phys. A
- [5] Nörenberg, W., Int. Conference on Extreme States in Nuclear Systems, Dresden, GDR (1980)
- [6] Mathews, G.J. et al., Phys. Rev. **C25** (1982) 300
- [7] Rudolf, G. et al., Nucl. Phys. **A330** (1979) 243

NEUTRON EMISSION FROM QUASISTATIONARY STATES IN $^{17}\text{O} + ^{16}\text{O}$ WITHIN A TWO-CENTER SHELL MODEL

B. Milek and R. Reif

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Theoretische Physik

Single particle quasistationary states has been calculated [1] in a two center potential with finite depth potentials [2] fitted to ^{17}O single particle energies ($V_0 = 50.2$ MeV, $r_0 = 1.24$ fm, $\alpha^2 < 0.262$ fm², $\alpha_{\text{max}} = 21$ - for α_{max} see [2]). Supposing the two ions to move along given classical trajectories quasistationary states are occupied by dynamical couplings in the adiabatic basis [3]. An emission spectrum arises by integrating a Lorentz distribution with time dependent parameters (real and imaginary parts of decaying levels) multiplied by time dependent occupation probability and summation over all quasistationary branches included. Initially, the $1d_{5/2}$ level is occupied by a valence nucleon in ^{17}O above a ^{16}O core. Neglecting rotational coupling, residual interactions and using a truncated set of adiabatic levels including all $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, and $1f_{7/2}$ branches the resulting spectra show two peaks at about 1 MeV and 6 MeV and a tail up to 10 MeV emission energy for center of mass bombarding energy of $E_{\text{c.m.}} = 25$ MeV.

Separate calculations were performed for impact parameters which lead to fusion and for quasielastic trajectories near the grazing partial wave. Both spectra are similar in shape. The influence of the neglect of the depletion because of the damping of the occupation probabilities due to the decay of the quasistationary levels was investigated, too, restricting to the three dominating branches as indicated in the lower part of fig. 1. By depletion the relative spectrum at higher emission energies is decreased appreciably.

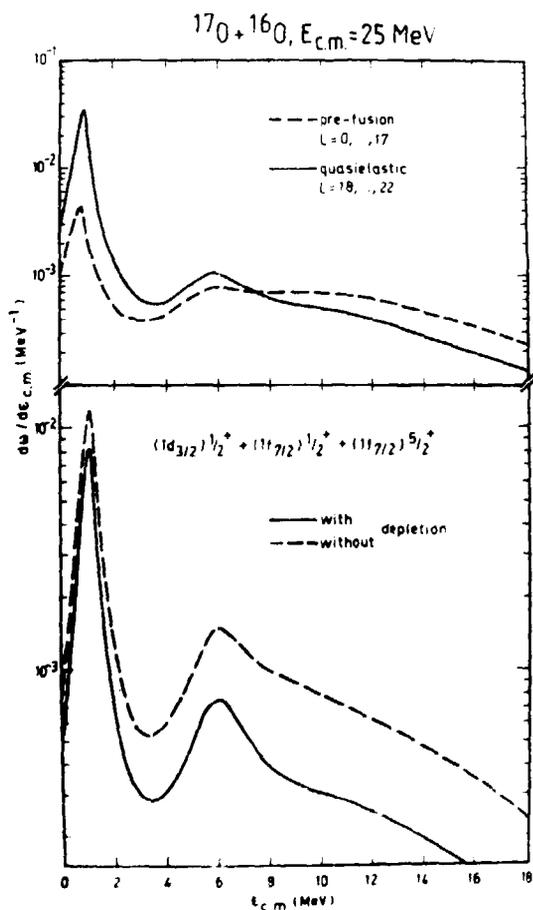


Fig. 1
Neutron emission spectra in $^{17}\text{O} + ^{16}\text{O}$ at bombarding center of mass energy of $E_{\text{c.m.}} = 25$ MeV.

References

- [1] Milek, B., R. Reif, ZfK-530 (1983) 34
- [2] Gareev, F.A. et al., Nucl. Phys. **A286** (1977) 512
- [3] Nemes, M.C., H.A. Weidenmüller, Phys. Rev. **C24** (1981) 450

NUCLEAR LANDAU-ZENER EFFECT IN $^{17}\text{O} + ^{13}\text{C}$?

B. Milek and R. Reif

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Theoretische Physik

The structure of the excitation function for one inelastic and two one-particle transfer channels in $^{17}\text{O} + ^{13}\text{C}$ collisions has been analysed in terms of a radial coupling of a truncated set of adiabatic orbits of a two-center shell model with finite depth potentials, supposing the two ions to move along given classical trajectories. If the energy loss during the interaction is taken into account crudely by a suitable friction force, the relevant trajectories do not reach the region of avoided level crossing ($R \approx 6.5$ fm) in the coupling matrix element T_{12} governing the inelastic excitation. The transition to this channel is induced entirely by the long-range tail of T_{12} . Therefore, it seems questionable, that the observed structure [1] in the excitation function of the reaction $^{17}\text{O} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{17}\text{O}^* (0.87 \text{ MeV}) + ^{13}\text{C}$ can be taken as evidence for the nuclear Landau-Zener effect [2].

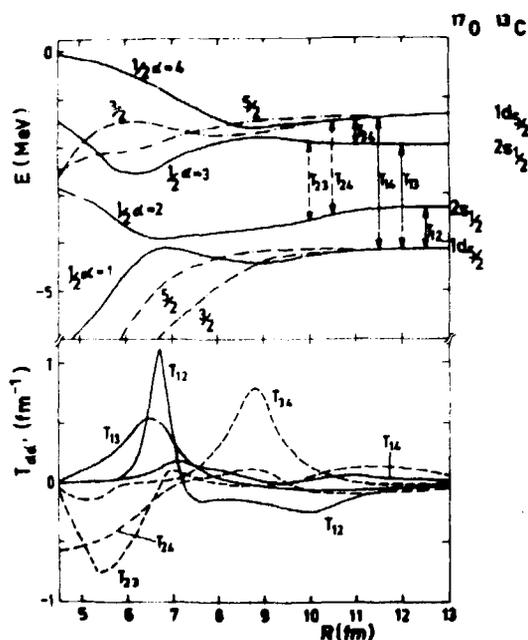


Fig. 1

Neutron level diagram and radial coupling matrix elements as a function of the relative distance R . The coupling scheme is indicated by arrows.

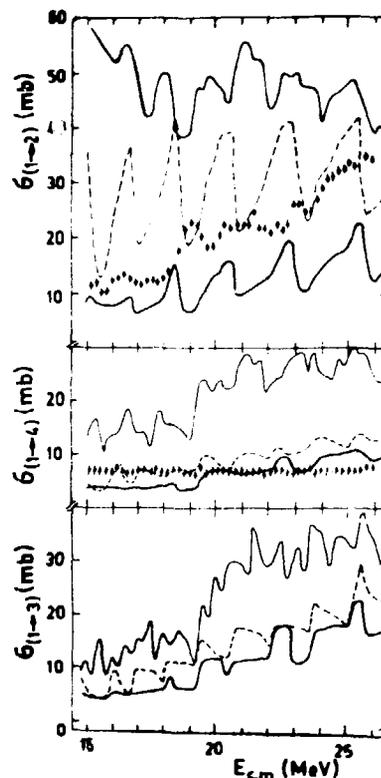


Fig. 2

Calculated excitation function (heavy solid line) for the reaction $^{17}\text{O} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{17}\text{O}^* (0.87 \text{ MeV}) (\sigma(1 \rightarrow 2))$, $^{17}\text{O} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^{14}\text{C}^* (6.09 \text{ MeV}) (\sigma(1 \rightarrow 3))$ and $6.78 \text{ MeV} (\sigma(1 \rightarrow 4))$ in comparison with available experimental data. The remaining curves refer to various dynamical conditions.

References

- [1] Freeman, R.M. et al., Phys. Rev. **C28** (1983) 437
- [2] Abe, Y. and J.Y. Park, Phys. Rev. **C28** (1983) 2316

THREE-BODY MODEL FOR NUCLEON TRANSFER AND EMISSION IN HEAVY-ION COLLISIONS

B. Milek, R. Reif

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Theoretische Physik

J. Revai

Central Research Institute for Physics, Budapest

Transfer and emission of nucleons in heavy-ion collisions are investigated by modelling the reaction dynamics as one particle in the field of two potentials moving along given classical trajectories [1]. In a Faddeev-like formulation [2] the probabilities for various reaction channels are calculated in dependence on bombarding energy, impact parameter, and initial nucleon binding energy using single-term separable potentials and straight-line trajectories [3].

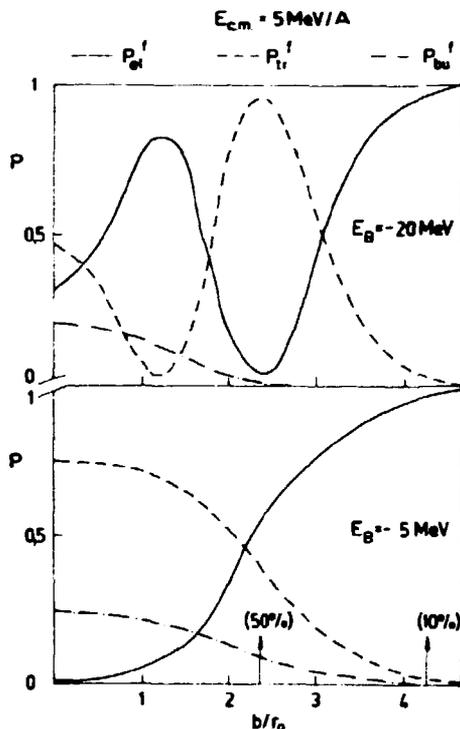


Fig. 1

Final probabilities for elastic (P_{e1}^f), transfer (P_{tr}^f), and breakup processes (P_{bu}^f) in a collision with a collective energy of $E_{c.m.} = 5 \text{ MeV/A}$ as a function of impact parameter b for different binding E_B energies of the particle in the initial state.

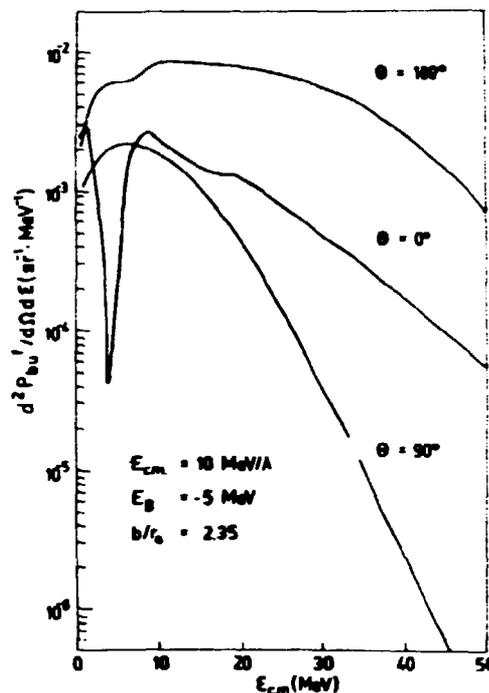


Fig. 2

Double differential probability for particle emission as a function of the emission energy $E_{c.m.}$ for different emission angles Θ . The collision is specified by the parameter values $E_{c.m.} = 10 \text{ MeV/A}$, $E_B = -5 \text{ MeV}$, $b/r_0 = 2.35$ ($r_0 = 1.35 \text{ fm}$ - range parameter of the form factor of the separable potential).

References

- [1] Esbensen, H., R.A. Broglia and A. Winther, Ann. Phys. **146** (1983) 149
- [2] Revai, J., Nucl. Phys. (in press)
- [3] Milek, B., R. Reif and J. Revai, Phys. Lett. B (in press)

CATAPULT MECHANISM FOR FAST PARTICLE EMISSION IN FISSION AND HEAVY ION REACTIONS

P. Mädler

Joint Institute for Nuclear Research Dubna

In a recent TDHF-study of the fission of charged nuclear matter slabs it was found that the final disintegration of the slab ("snatching"), independently of the choice of the initial conditions used to boost the system beyond the saddle point, occurs on a time scale of a few 10^{-22} s. In [2] we have investigated the question whether the fastly snatching inner ends of the mean field can act as a "catapult", i.e. push out fast nucleons preferentially along the scission axis. In a one-dimensional TDHF description [3] of a nuclear matter slab of thickness 2.15 fm^{-2} we use a collective velocity field as initial conditions to yet symmetric fission. In the example shown in Fig. 1 snatching occurs around $t = 60 \text{ fm}/c$ (sharp peak in the velocity field near $Z = 0$). The catapult particles emerge at $t = 80 \text{ fm}/c$ in correlation with a velocity peak in front of the fragment. By reasons discussed in [2] other portions of particles seen in Fig. 1 must be considered as spurious ones. The experimental results of [4] possibly provide evidence for the appearance of catapult neutrons in low-energy fission.

Catapult particles can probably also appear in the final stage of a heavy ion reaction. In the example shown in Fig. 2 the first portion of particles is clearly related to PEP [3] while the shoulder in front of the fragment at the later instant indicates catapult particles.

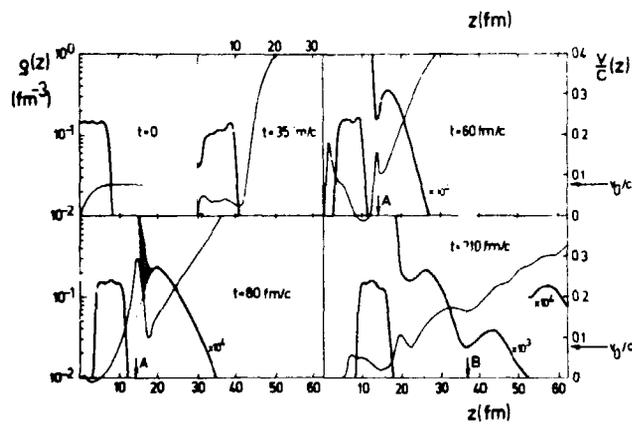


Fig. 1

Time evolution of the density (thick lines) and the velocity field (thin lines). The hatched region is identified with catapult particles.

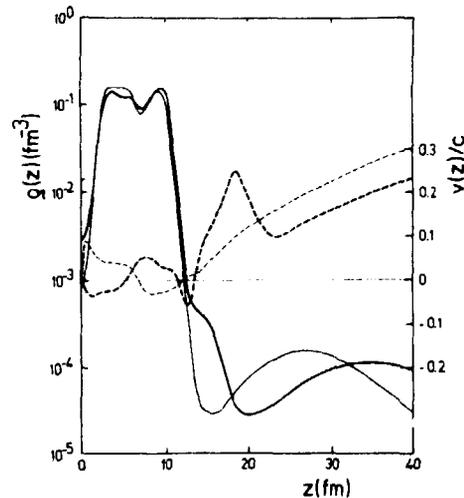


Fig. 2

Density profile (solid lines) and velocity field (dashed lines) for a $A_1 = A_2 = 1.075 \text{ fm}^{-2}$, $(E/A)_{\text{lab}} = 12 \text{ MeV}$ slab collision at $t = 140 \text{ fm}/c$ (thin lines) and $t = 180 \text{ fm}/c$ (thick lines).

Literature

- [1] Dietrich, K., Nemeth, J., Z. Phys. A300 (1981) 183
- [2] Mädler, P., Preprint JINR E7-84-738, submitted to Z. Phys. A
- [3] Mädler, P., Z. Phys. A318 (1984) 87
- [4] Märten, H., Seeliger, D., Z. Phys. G10 (1984) 349

ON PARTICLE EMISSION IN TDHF APPROXIMATION

P. Mädler

Joint Institute for Nuclear Research Dubna

In the Fermi-jet model [1] as well as in TDHF ([2] and references therein) prompt emitted particles (PEP) emerge at a characteristic time after contact which is comparable with the transit time of fast nucleons through the recipient. Hence, they are injected from the donor to the recipient at early instants when the nuclei still preserve its individuality. No residual interaction is taken into account. Consequently, in such a picture of quasi-free propagation of the nucleons through the recipient one could expect strong correlations of the total PEP yields with the binding energy of the considered sort of particles in the donor nucleus. Using the effectively one-dimensional slab geometry described in [2] it has been shown [3] that

- i) the PEP usually investigated in TDHF are only the first, most energetic portion of particles emitted in the course of a TDHF evolution.
- ii) In TDHF the total yields of PEP are strongly correlated with the binding energy of the last nucleon in the recipient. This finding is in total disagreement with the experimental data of [4] and confirms the conclusion of [2] of a small weight of Fermi-jet-type particles in the high energy tails of the nucleon spectra.
- iii) The projectile incident on the target excites large amplitude density oscillations of either the compound system or the separating fragments which in turn decay by particle emission.

To illustrate statement ii) in Fig. 1 the projectile-PEP yield for fixed target slab thickness and incident energy is shown as a function of the projectile slab thickness. In the interpretation of these results one should compare the slab mass table [3]. In particular, in "magic slabs" (thin vertical lines) the binding energy of the last nucleon is smaller than in between "closed shells"-opposite to the case of real nuclei.

We draw the conclusion that residual interactions have to be included in order to adequately describe fast particle emission.

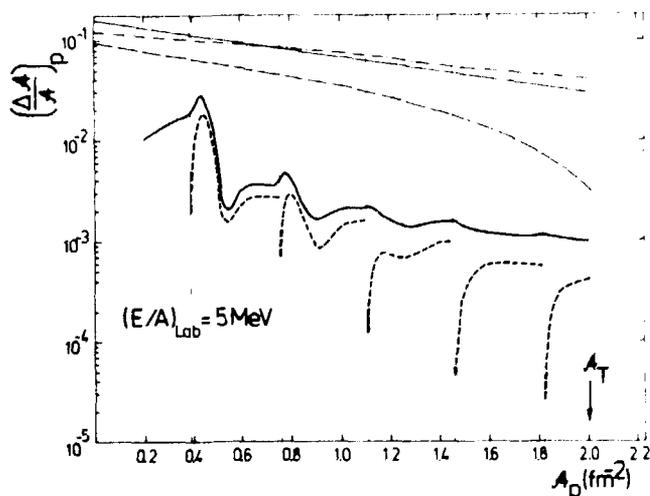


Fig. 1

PEP yield as a function of the projectile slab thickness (full lines). The short-dashed lines denote the contribution of the highest discrete orbital in Z-direction. The smooth curves above represent different Fermi-gas estimates described in [3]. The difference of the binding energies of the last nucleon for $A = 0.39 \text{ fm}^{-2}$ and $A = 0.55 \text{ fm}^{-2}$ is about 5 MeV.

Literature

- [1] Bondorf, J.P. et al., Nucl. Phys. **A333** (1980) 285
- [2] Mädler, P., Z. Phys. **A318** (1984) 87
- [3] Mädler, P., JINR-Communication E7-34-690, Dubna, 1984
- [4] Gavron, A. et al., Phys. Rev. **C24** (1981) 2048

INTENSIFIED AND ASYMMETRIC BARRIER PENETRATION OF NUCLEAR SLABS IN TDHF APPROXIMATION

P. Mädlér, P.Yu. Nikishov, B.N. Zekhariev
 Joint Institute for Nuclear Research Dubna

Frequently barrier penetration problems of complex particles are treated without taking into account their intrinsic degrees of freedom. On the other hand, it could be shown [1,2] that in the case that intrinsic excitations can be excluded, the tunnelling of a complex particle through an external barrier can be essentially intensified due to the mutual intrinsic motion of the particles in the ground state of the complex. Real excitations decrease the effect but lead to different penetrabilities for approaching an asymmetric potential from each of the sides at the same incident energy [3]. This asymmetry effect vanishes if the complex remains in its ground state.

These results have been obtained by investigating a one-dimensional pair of particles interacting via a rectangular potential and for small potential asymmetry. In the present paper we have investigated intensified and asymmetric barrier penetration of slabs of nuclear matter in TDHF approximation [4] using a slightly simplified version [5] of the model of [6]. The dependence of the penetrability on incident energy, mass number (slab thickness) and degree of asymmetry has been investigated. A typical result is illustrated in Fig. 1 for an external potential $V(Z) = V_0 \exp \left\{ -Z^2 / 2 a_{1/2}^2 \right\}$ with $V_0 = 10$ MeV, $a_1 = 1.5$ fm ($Z \geq 0$), $a_2 = 3.5$ fm ($Z \leq 0$), and a slab thickness of 2.0 fm⁻².

At high incident energies the barrier is much more penetrable if approaching it from the flat side. For $E < V_0$ the tunneling is intensified (for slab geometry one has to compare with the classical step function [4]). Above $E = V_0$ (dashed line) the effect is opposite and the excitation amounts up to 40 % of the incident energy. The discontinuities are probably an artifact of the slab geometry [4].

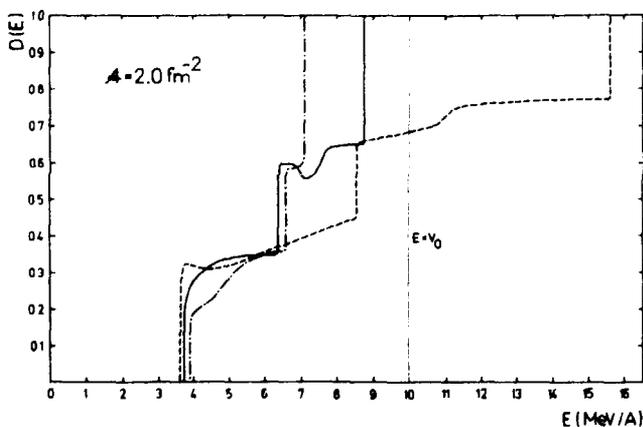


Fig. 1

Energy dependence of the penetrability for approaching the barrier from the steep side (dashed line), the flat side (dot-dashed line), and for the corresponding symmetric potential ($a_1 = a_2 = 2.5$ fm, full line).

Literature

- [1] Zekhariev, B.N., Sokolov, S.N., Ann. d. Physik 14 (1964) 229
- [2] Zekhariev, B.N., Izv. A. N. SSSR ser. fiz. 47 (1983) 859
- [3] Amirkhanov, I., Zekhariev, B.N., J. Exp. Theor. Phys. (USSR) 49 (1965) 1097
- [4] Mädlér, P., Nikishov, P.Yu., Zekhariev, B.N., JINR-Communication E4-84-487, Dubna, 1984
- [5] Mädlér, P., Z. Phys. A318 (1984) 87
- [6] Benche, P., Koonin, S.E., Negele, J.W., Phys. Rev. C13 (1976) 1226

A TWO-STAGE MODEL FOR FAST PARTICLE EMISSION IN HEAVY ION COLLISIONS AT 10 - 30 MeV/A

M. Biederemann

TU Dresden, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Theoretische Physik

P. Mädler

Joint Institute for Nuclear Research Dubna

For nuclear slab collisions at intermediate incident energies both TDHF including a collision term (ETDHF) and the corresponding fluid-dynamical reduction (FU) yield a localized hot and dense zone (HDZ) which is quickly cooling and spreading to the entire nuclei [1].

We have developed a phenomenological TDHF-motivated model for fast particle emission in binary heavy ion collisions (HIC) at intermediate energies [2,3]. The trajectory is described by a slightly modified version [4] of the macroscopic model of [5]. Before neck formation we calculate fast particle emission similar to the classical Fermi-jet (PEP) model [6]. Friction force and particle emission rate are determined from the same particle (tunneling) flux between the nuclei.

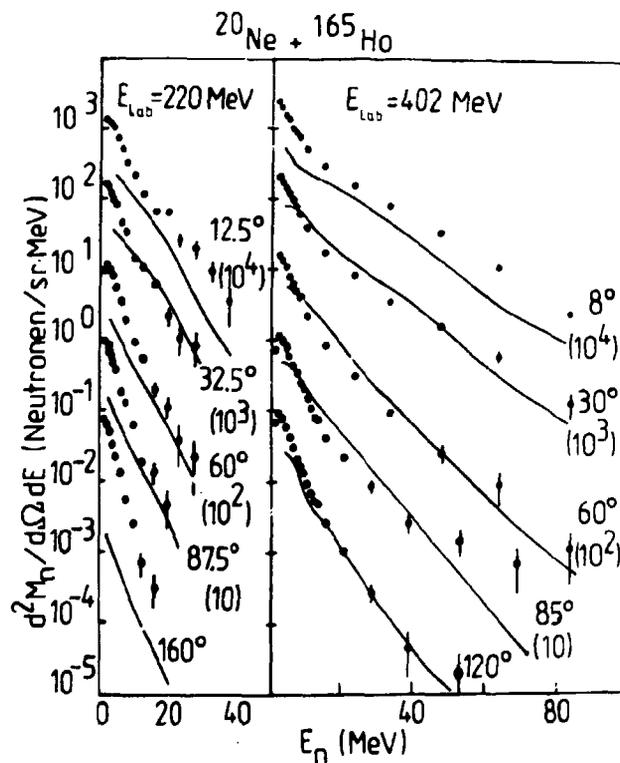


Fig. 1

Double-differential preequilibrium neutron multiplicities in coincidence with fusion events for the reaction $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$ at two different incident energies.

In the second stage, after neck formation, we try to mimic the ETDHF or FD evolution [1] of the system. For simplicity we assume a step function for the temperature field. The temperature front is assumed to coincide with the compression front and to move with sound velocity $V_s = 0.2 c$ towards the outer surfaces of the nuclei. The initial diameter of the HDZ is taken to be twice the mean free path value λ calculated in [7] for a nucleon in the system of two colliding ions (typical values are $\lambda \sim 4-6$ fm). The mean-velocity field in the HDZ is parametrized from 1D-TDHF calculations [4]. The HDZ is cooled both due to expansion and emission, and simultaneously heated by further energy dissipation (friction). Heating of the cold zone due to absorption of PEP ("pre-heating") and particles from the HDZ is taken into account. A typical time for the spreading of the HDZ over the entire system is $2 \cdot 10^{-22}$ s. We calculate the process l-dependent. No free parameter appears and absolute double-differential cross sections for preequilibrium neutron emission are calculated. Forward-peaked angular distributions in the c.m. system are exclusively due to the anisotropy of the momentum distribution of the HDZ.

Fig. 1 shows some of our results in comparison with experimental data [8].

Literature

[1] Köhler, H.S., *Physica Scripta* **26** (1982) 51
 [2] Biederemann, M., diploma thesis, Technische Universität Dresden, 1984
 [3] Biederemann, M., Mädler, P., in preparation
 [4] Biederemann, M., Mädler, P., Raif, R., JINR-Communication E7-84-415, Dubna, 1984
 [5] Bartach, G.F., Preprint MSUCL-385, Michigan, 1982
 [6] Bondorf, J.P., et al., *Nucl. Phys. A* **333** (1980) 289
 [7] Sinha, B., *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 91
 [8] Holub, E. et al., *Phys. Rev. C* **28** (1983) 251

SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF FINITE NUCLEI

I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

The description of the finite nuclear many-body problem involves the problem to solve the Schrödinger equation $(H-E)\psi = 0$ by using a basic set of wavefunctions which contains states dependent discretely as well as continuously on energy. Both types of wavefunctions have mathematical properties of a different kind so that the problem can be solved algebraically by means of approximations only. As a result, two main fields have developed in nuclear physics: nuclear structure investigations, where the properties of the discrete states are considered, and nuclear reaction studies, in which the properties of the continuous states are investigated. In any case, the Schrödinger equation is solved by using a set of wavefunctions which contains states depending either discretely or continuously on energy. The coupling to the wavefunctions of the other type is considered approximately. Although this method gives results in a good quantitative agreement with most experimental data, some principal problems remain unsolved.

One of these problems is the calculation of the lifetime of a nuclear state. The structure properties of a state are calculated from a Hamilton operator which is Hermitean in the subspace of discrete states. Its eigenvalues are real, and they are interpreted as the discrete energies of the excited states of the nucleus. The lifetimes of the excited nuclear states are estimated by means of nuclear structure overlap integrals (spectroscopic factors) and penetration factors. It is not astonishing that the results obtained describe the experimental data only in part. For example, the problem of alpha decay of heavy nuclei is still unsolved although it is one of the oldest of nuclear physics and much effort towards its solution is made.

Since most of the excited states of a finite nucleus decay by particle emission, that part of the Hamiltonian, which describes the nuclear structure properties, must be non-Hermitean under the condition that it passes into a Hermitean operator for the bound states below the lowest particle-decay threshold. Then, the imaginary part of the eigenvalues of the Hamiltonian describes the lifetimes of the corresponding nuclear states while the real part yields their energies.

The condition that the Hamiltonian of a finite nucleus should be a non-Hermitean operator is not taken into account in any of the existing nuclear structure calculations. The results of these calculations, with a Hermitean operator, give the discrete energies of all the excited nuclear states. They should be looked on as results of a first approximation to the problem. The inclusion of the continuum states in the calculations results in corrections for these energies, not only for decaying states above particle-decay thresholds but also for the bound states below thresholds. Moreover, the lifetimes of the decaying states can now be calculated also directly from the eigenvalues of the Hamiltonian.

The analytical structure of the Hamiltonian in the subspace of discrete states which fulfies the conditions formulated above and numerical results obtained for bound states and isolated resonance states are given in the review /1/. The spectroscopic properties such as energy, width, partial width and wavefunction of a state are defined and explained. The partial width and the wavefunction contain additional terms the analytical structure of which is given. They arise from the finite lifetime of most excited states of a real nucleus as distinguished from infinite nuclear matter. Numerical results for overlapping resonance states are given and discussed in forthcoming papers. They allow to test the statistical assumptions used in the standard nuclear reaction theories.

L i t e r a t u r e

/1/ Rotter, I. ZfK-508 (1984), Fiz. Elem. Chastits At. Yadra 15 (1984) 762

CAN RESONANCE DECAY AMPLITUDES BE GAUSSIAN VARIABLES IN FINITE NUCLEI?

I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

According to general arguments in the statistical theory of nuclear reactions, the reduced partial width amplitudes γ_{Rc} measuring the decay of a resonance level R into the channel c follow a Gaussian distribution centered at zero. Recently, a technique has established in order to study experimentally correlations between γ_{Rc} and $\gamma_{Rc'}$ for different channels c and c' by combining the information from the angular distributions of inelastically scattered protons and subsequent gamma rays. The results obtained /1,2/ are interpreted by the authors as deviations from a Gaussian distribution of the γ 's. In ref. /3/ it is, however, proved that the finite range of data errors due to the fact that a finite set of N resonances is used are so large that at present no definite conclusion can be drawn as to whether the amplitudes show a Gaussian distribution. Therefore, the data cannot be used as an argument against the Gaussian distribution of resonance amplitudes but they do not prove it either /3/. But, as the author states further, this is quite disconcerting since one hardly sees how the data could ever be sufficiently extended, since the statistical properties of the γ 's are not strictly independent of energy /3/. It will be shown in the following that it is exactly this property which is characteristic of finite nuclei with decaying excited states in contrast to nuclear matter.

In the standard theory, the nuclear spectroscopic properties are described in the space of discrete states by a Hermitean operator the eigenvalues of which are real and describe the energies of the states but not the coupling to the decay channels. A higher order approximation demands to consider this coupling from the very beginning. Then, an additional term to the Hamiltonian in the subspace of discrete states appears which is non-Hermitean and gives both an energy shift of the order of magnitude of the width and the lifetime of the nuclear states /4/. The spectroscopic properties including the decay characteristics can now be described.

According to /4/, the coupling of the discrete states to the continuum creates an additional term not only to the Hamilton operator but also to the amplitude of the partial width the analytical structure of which is similar. The amplitude of the partial width consists of two terms

$$\gamma_{R,c}(E=E_R) = (2\pi)^{1/2} \{ \langle \chi_E^{c(-)} | V | \tilde{\phi}_R^{(+)} \rangle + \langle \chi_E^{c(-)} | V | \tilde{\omega}_R^{(+)} \rangle \} \quad (1)$$

where χ_E^c describes the final state observed, c is the channel, V the residual interaction and $\tilde{\omega}_R = \tilde{\phi}_R + \tilde{\omega}_R$ is the wavefunction of the decaying state with

$$\tilde{\omega}_R^{(+)} = \sum_c \int_{E_c}^{\infty} dE' \xi_{E'}^{c(+)} \frac{1}{E^{(+)} - E'} \langle \xi_{E'}^{c(+)} | H | \tilde{\phi}_R^{(+)} \rangle \quad (2)$$

The ξ_E^c are solutions in the subspace of scattering states with the basic wavefunctions χ_E^c . They contain all the channel coupling effects. The ϕ_R are solutions in the subspace of discrete states, i.e. the standard nuclear structure wavefunctions. The first term on the r.h.s. of eq. (1) corresponds to the standard expression of the partial width amplitude /4/. The second term arises from the additional term (2) to the wavefunction which appears for every nuclear state if the coupling to the continuum is taken into account. It creates channel coupling effects in the γ_{Rc} and γ_R . // As a consequence, the basic assumptions of the statistical theory, from which a Gaussian distribution of the partial widths of the long-lived resonances follows, are not fulfilled. Correlations due to the existence of short-lived resonances appear.

That means, the contradictions between the interpretations /2/ and /3/ do not point at the problem. They arise from the fact that the finite lifetime of excited states is not considered by standard nuclear spectroscopic investigations. In fact, both interpretations state the

same: in real existing nuclei with finite lifetimes of excited states, the conditions from which a Gaussian distribution of the amplitudes of the partial decay widths follow are not fulfilled.

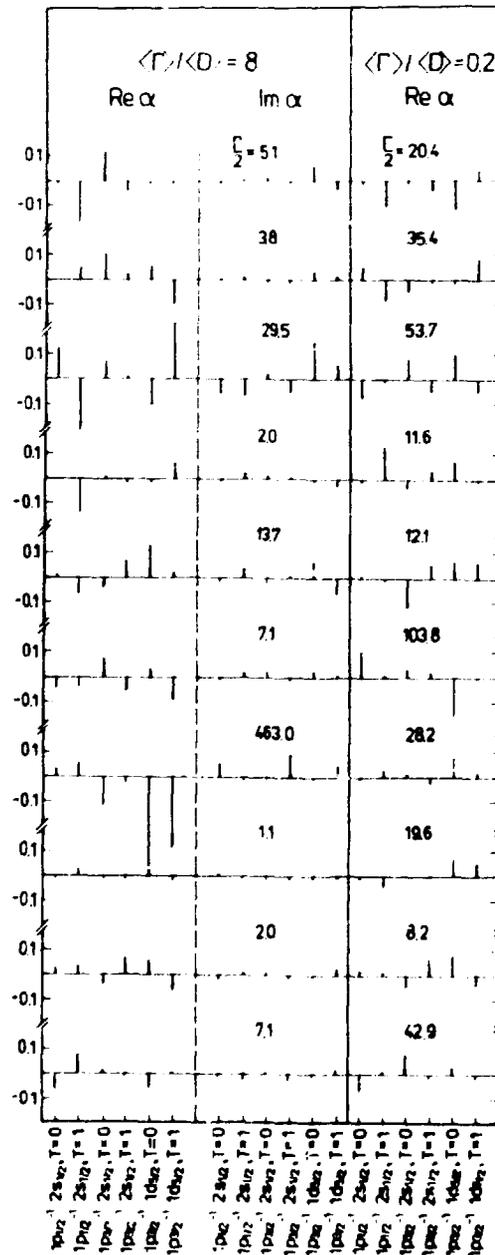
Literature

- /1/ e.g. Shriner, J.P. et al., Z. Phys. **A305** (1982) 307; **A313** (1983) 51
- /2/ Lane, A.M. et al., Phys. Rev. Letters **50** (1983) 321
- /3/ Harney, H.L., Z. Phys. **A316** (1984) 177
- /4/ Rotter, I., ZfK-508 (1983); Fiz. Ehlem. Chastits At. Yadra **15** (1984) 762

SPECTROSCOPIC PROPERTIES OF NUCLEAR STATES AT HIGH LEVEL DENSITY

P. Kleinwächter and I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF



The basic assumptions of the statistical description for long-lived resonances are proven recently and called in question both experimentally /1/ and theoretically /2/. Calculations on the basis of the continuum shell model allowing a unified description of long-lived and short-lived resonances have been performed for the scattering cross section $^{15}\text{N}_p$ with excitation of 1^- resonances and for the widths of 29 resonances in a certain energy region in dependence on the degree of overlapping of the resonance states. The resonances considered have mainly 2p-2h nuclear structure but contain also small 1p-1h components. As a result, the widths of few resonance states grow with increasing degree of overlapping at the cost of the widths of the remaining ones. Thus, at high level density intermediate-like structures in the cross section may appear, also if standard nuclear structure calculations do not give any hint to a short-lived state. It is impossible, in such a case, to find the counterpart of the intermediate structure in another nucleus at low level density /2/ as it is well known for the isobaric analogue resonances.

Figure 1 gives the contribution α of the 1p-1h components for 10 of the 29 resonance states 1^- , $T = 0$ lying around 31.0 MeV energy for two values $\langle \Gamma \rangle / \langle D \rangle$ of overlapping ($\langle \Gamma \rangle$ - mean width, $\langle D \rangle$ - mean distance). The remaining 20 components have the structure $1s^{-1} 1p_{3/2}^{-1} (2s, 1d_{5/2})^2$ and $1s^{-1} 1p_{1/2}^{-1} (2s, 1d_{5/2})^2$. The results show that the nuclear structure of the state the width of which grows with increasing level density is almost not changed within the meaning of accumulation of 1p-1h components. That means, the 1p-1h contributions to the nuclear structure of this state do not increase sufficiently in order to explain the large width by simple nuclear structure arguments.

Fig. 1

L i t e r a t u r e

- /1/ e.g. Shriner, Jr., J.F. et al., Z. Phys. A305 (1982) 307
 /2/ Rotter, I., ZfK-537 (1984); Kleinwächter, P. and I. Rotter, to be published

MANY-BODY EFFECTS IN NUCLEI

I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Standard nuclear structure calculations are performed with single-particle wavefunctions which are assumed to be bound. The resulting many-body states are discrete. Such a method must be regarded as a first approximation to the problem since an important property of all nuclei, the finite lifetime of most excited states, is not described. In a higher order approximation, some of the single-particle wavefunctions must be taken as unbound according to the finite depth of the potential. In such an approach to nuclear structure calculations /1/, many-body effects appear which are not involved in the standard approach. They arise from the coupling of the discrete states to the surrounding scattering states.

The many-body effects show, above all, in an additional term to the Hamilton operator H_{QQ} which is defined in the subspace Q of discrete states and is commonly used in the study of nuclear structure. The additional term reads

$$H_{QQ}^{eff} - H_{QQ} = H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ} \quad (1)$$

where $G_P^{(+)}$ is the Green function for the motion of the unbound particle in the subspace P of scattering states and H_{QP} , H_{PQ} describe the coupling of the two subspaces. The operator (1) is non-Hermitean and the eigenvalues of H_{QQ}^{eff} are complex. They describe therefore not only the discrete energies of the nuclear states but also their lifetimes. The matrix elements are /1/

$$M_{RR'} = \sum_{c'} \int_{\epsilon_{c'}}^{\infty} dE' \langle \phi_R | H | \xi_{E'}^{c'(+)} \rangle \frac{1}{E^{(+)} - E'} \langle \xi_{E'}^{c'(+)} | H | \phi_{R'} \rangle \quad (2)$$

where ϕ_R are the eigenfunctions of H_{QQ} while ξ_E^c are the scattering wavefunctions obtained as solutions of the coupled channel equations $(E - H_{PP}) \xi_E^c = 0$. The $M_{RR'}$ contain many-body effects via the decay channels c and their positions ϵ_c as well as via the channel coupling involved in the ξ_E^c . Additional terms appear also to the wavefunctions of nuclear states and to the partial widths the analytical structure of which is obtained by replacing the operator $\langle \phi_R | H$ in (2) by 1 and $\langle \chi_E^{c(-)} | V$, respectively (χ_E^c - wavefunction of the decaying state denoted by channel c) /1/.

From these considerations it follows: Independently of a complicated or simple form of the Hamilton operator H_{QQ} used in a standard nuclear structure calculation, many-body effects appear in any nucleus due to the existence of excited states which can decay by particle emission. They can be simulated only in part by effective two-body forces. Some examples for real many-body effects which are investigated numerically /1,2/ are the following.

- (i) The Hamilton operator H_{QQ}^{eff} is charge dependent. The size of the charge dependence shows shell-closure effects in qualitative agreement with the effects observed experimentally in the Coulomb displacement energies.
- (ii) The neutron and proton decay widths of isospin forbidden transitions show trends with $\Delta A = 4$ as observed in the experimental data
- (iii) The resonance decay amplitudes show deviations from the behaviour of Gaussian variables, in agreement with experimental results. The deviations are caused by the additional term to the partial width.
- (iv) The additional term to the wavefunction entails, e.g., surface alpha clustering for many nuclei.
- (v) The additional term to the Hamilton operator entails external mixing of overlapping nuclear states. This external mixing causes nonstatistical effects, e.g. the appearance of intermediate structures in the reaction cross section.

More systematical experimental data are desirable in order to investigate the different many-body effects and their trends with the mass number in more detail.

L i t e r a t u r e

- /1/ Rotter, I., ZfK-508 (1983); Fiz. Elem. Chastits At. Yadra 15 (1984) 762
- /2/ Rotter, I., ZfK-537 (1984); Phys. Rev. C27 (1983) 2261; C29 (1984) 1119

THE POPULATION OF LOW-LYING HYPERNUCLEAR STATES BY MEANS OF STRANGENESS TRANSFER FOLLOWED BY NUCLEON EMISSION $^{14}_{\Lambda}C(K^-, X^-)_{\Lambda}^{13}C$ AND $^{14}_{\Lambda}N(K^-, X^-)_{\Lambda}^{13}C$

L. Majling and J. Žofka
Institute for Nuclear Research Řež near Prague, ČSSR

R. Wunsch
Central Institute for Nuclear Research Rossendorf, GDR

Most of the hypernuclear data have been obtained by means of the recoilless (K^-, X^-) strangeness transfer reaction. In this way substitutional states of hypernuclei are excited where a neutron has been replaced by a hyperon in the same single-particle state, thus the quantum numbers of the target nucleus and of the resulting hypernucleus coincide. The ground and low-lying excited hypernuclear states, however, are of non-substitutional nature and practically not populated in this reaction. These states are of prime importance for hypernuclear spectroscopy. To populate them we propose a two-step procedure using the intermediate nucleon decay. More explicitly, for studying the spectrum of the $^{\Lambda}_{\Lambda}Z$ hypernucleus, first the hypernuclei $^{\Lambda+1}_{\Lambda}Z$ or $^{\Lambda+1}_{\Lambda}(Z+1)$ are produced in a resonant state via the (K^-, X^-) process. In a second step, this state decays by neutron or proton emission yielding a low-lying state of the $^{\Lambda}_{\Lambda}Z$ hypernucleus. If the sequence of steps is chosen properly with the Λ emission channel hindered as much as possible, then the states of interest may be populated appreciably and their deexcitation by hypernuclear γ -quanta or corresponding nucleon spectra yield their positions in turn.

The relation between the various decay channels is very sensitive to the structure of the intervening nuclei and hypernuclei. In ref. /1/, the partial decay widths have been considered in the traditional shell-model schema combined with the R-matrix theory. In view of the above mentioned structure sensitivity and of the fact that the strongly populated hypernuclear resonances lie high above the disintegration threshold, a more sophisticated inclusion of the nuclear continuum is desirable. Thus, the continuum shell-model /2/ has been redesigned to be applicable for the description of decaying hypernuclear states.

The calculated decay probabilities of the two dominating substitutional resonances of the A=14 hypernuclei are displayed in fig. 1. They correspond to the replacement of a $1p_{1/2}$ neutron (lower levels) and of a $1p_{3/2}$ neutron (upper level) by a Λ hyperon. The lower

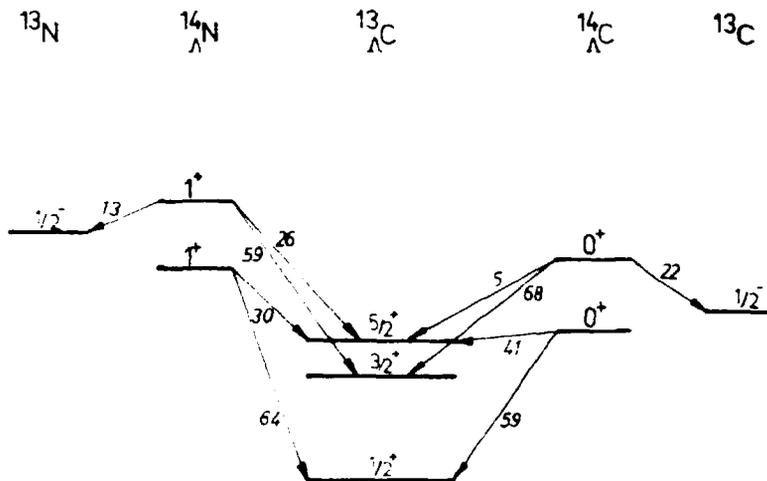


Fig. 1
Calculated (simplified) decay schema of the substitutional resonances of $^{14}\Lambda\text{N}$ and $^{14}\Lambda\text{C}$ with the corresponding partial decay widths (in per cent).

resonances lie below the threshold for the hyperon emission. They decay to the ground state and to the excited $5/2^+$ state of $^{13}\Lambda\text{C}$. For the upper resonances the nucleon channels are in competition with the Λ channel. We have calculated roughly 20% probability for hyperon emission, while the larger portion remains for populating the various hypernuclear levels of $^{13}\Lambda\text{C}$, preferably the excited $3/2^+$ state.

References

- /1/ L. Majling, J. Žofka and R. A. Eramzhyan, Phys. Lett. B (in press)
- /2/ H. W. Barz, I. Rotter and J. Höhn, Nucl. Phys. **A275** (1977) 111

RIESENRESONANZEN ÜBER ANGEREGTEN ZUSTÄNDEN VON 1p-SCHALENKERNEN

N. G. Goncharova, Institut für Kernphysik, Staatsuniversität Moskau

H. R. Kissener, I. Rotter, Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Nach der Hypothese von Brink [1] werden in den Anregungsfunktionen über beliebigen Kernzuständen riesenresonanzähnliche Strukturen vorausgesagt. Am besten verstanden und am ausführlichsten untersucht wurden bisher Multipol-Riesenresonanzen über dem Kerngrundzustand. Dipolriesenresonanzen (GDR) über angeregten Zuständen (isolierten Niveaus und auch Zuständen, die selbst zum Riesenresonanzgebiet gehören) wurden in den inversen Photoreaktionen $B(X, Y_1)A$ mit Protonen, Clustern und schweren Ionen nachgewiesen [2].

Im Gebiet der 1p-Schale wurden Schalenmodellstudien für GDR über angeregten Niveaus für folgende Typen von Basisniveaus durchgeführt [3]:

- Rotationszustände (^8Be , 0^+ g.s. und 2^+ , 2.9 MeV),
- Spinbahnpartner (^{15}N , $1/2^-$ g.s. und $3/2^-$, 6.3 MeV),
- Phononenzustände (^{12}C , $2^+T=0$, 4.4 MeV);
- Isobaranalogzustände (^{14}N , $0^+T=1$, 2.3 MeV, und ^{14}C , 0^+1 g.s.),
- M1-Isovektor-Resonanz (^{14}N , $2^+T=1$, 9.17 und 10.43 MeV),
- niedrigster $3^-, T=0$ -Zustand in ^{16}O (im Rahmen des Kontinuumsschalenmodells).

In den Fällen a) und b), wo der Kerngrundzustand und das Basisniveau der GDR (i) ähnliche innere Struktur haben, ist die theoretische Anregungsfunktion des Kanals $(A-1)(p, Y_1)A^k$ gegenüber der theoretischen (p, Y_0) -Anregungsfunktion nur um etwa die Energie $E(i)$ des Basisniveaus zu höheren Energien $E_x(A)$ verschoben und etwas verbreitert.

Weicht die Struktur des Basisniveaus i merklich von der des Grundzustands ab, so unterscheidet sich auch die Energieabhängigkeit der zugehörigen GDR. Im Fall c) ist die GDR deutlich mehr strukturiert und stark verbreitert gegenüber der normalen Grundzustands-GDR; die Verschiebung des Hauptpeaks beträgt etwa 4.5 MeV, übereinstimmend mit den Daten.

Die berechnete GDR über dem niedrigsten $T=1$ -Zustand in ^{14}N zeigt eine fast vollständige Trennung der Isospinzweige $T_x=0$ und 2. Der Zweig mit $J^{\pi T} = 1^-0$ ist relativ glatt und konsistent mit den Daten der Reaktion $^{13}\text{C}(p, Y_1)$. Für den dominierenden $1^-, T=2$ -Zweig wird eine merklich stärkere Kollektivierung und daher auch eine zusätzliche Aufwärtsverschiebung des Hauptpeaks ($E_x \approx 26-28$ MeV) gegenüber der normalen GDR in ^{14}N ($T=1$, $E_x \approx 22$ MeV) vorausgesagt.

Die berechnete Stärkeverteilung der GDR über der M1-Resonanz in ^{14}N zeigt im wesentlichen wenige starke $T=2$ -Resonanzen ($3^-, 2^-$) im Gebiet $E_x \approx 34-40$ MeV und einen schwachen Untergrund aus den übrigen Resonanzen $J_x^{\pi T_x}$. Die GDR über dem Basiszustand mit $T=T_0+1$ ist wie im Fall d) stärker um den Hauptpeak konzentriert als bei GDR über Niveaus mit Isospin $T=T_0$.

Die GDR über dem niedrigsten $3^-, T=0$ -Zustand in ^{16}O bildet ein Testbeispiel zum Studium der Fragmentierung von Multipolstärken bei Berücksichtigung komplexer np-nh-Konfigurationen. Die theoretische Anregungsfunktion ist gegenüber der GDR über dem Grundzustand nur um etwa 3 MeV zu höheren Energien verschoben, aber viel stärker strukturiert und verbreitert. Die absolute Größe des Partialquerschnitts für den Kanal $^{15}\text{N}(p, Y_2)$ wurde durch Beimischung von 2p-2h-Konfigurationen kaum geändert.

Die Ergebnisse der genannten Studien stützen die These, daß die Anregung von Riesenresonanzen eine universelle Eigenschaft von Kernreaktionen mit kleinem Impulstransfer ist.

[1] D. Brink, Thesis, University of Oxford, 1955 (unpublished)

[2] K. A. Snover, Proc. Int. Symp. on Highly Excited States and Nuclear Structure, Orsay, France, Sept. 5-8, 1983

[3] N. G. Goncharova, H. R. Kissener, I. Rotter, to be published

ELEKTROANREGUNG VON M4-RESONANZEN IN ^{14}C

A. N. Golzov, N. G. Goncharova, Institut für Kernphysik, Staatsuniversität Moskau

H. R. Kissener, Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Anregungsfunktionen $^{14}\text{C}(e, e')$ bei Impulsübertrag von 300 - 400 MeV/c zeigen viele gut aufgelöste Resonanzen. Drei dieser Resonanzen wurden M4-Anregungen zugeschrieben [1]. Schalenmodellrechnungen für Formfaktoren und Nukleonenemissionskanäle bei der Elektroanregung von ^{14}C im Raum der $(0 \pi\omega + 1 \pi\omega)$ -Konfigurationen stützen die Interpretation der 4^- -Resonanzen als gestreckte Konfigurationen $p_{3/2}^{-1} d_{5/2}^1$. Die Rechnungen wurden in der Teilchen-core-Kopplungsbasis $\{(A=13, J^{\pi}T^{\pi}E^{\pi}) \times (1j)\}_{JT}$ und mit phänomenologischer Zweiteilchenwechselwirkung (Gillet, Rosenfeld; Standardparameter) durchgeführt; sie berücksichtigen die core-Zustände (1) 3.68 MeV, (2) 9.9 MeV, (3) 11.8 MeV und (4) 15.1 MeV ($T=3/2$).

Bei den in [1] gewählten kinematischen Parametern ergibt die Rechnung [2] unter den 4^- -Zuständen des Modellraums drei ausgeprägte Resonanzen nahe bei den im Experiment gefundenen Anregungsenergien. Die Positionen, R-Matrix-Breiten und Formfaktoren der dominierenden 4^- -Resonanzen hängen nur schwach von der gewählten Variante des Kernhamiltonians ab; die Rosenfeld-Wechselwirkung ergibt etwas kleinere Energien für die niedrigsten $T=1$ -Zustände. In der Tabelle sind die berechneten Energien, Isospinwerte, partiellen R-Matrixbreiten sowie die Maximalwerte des transversalen Formfaktors der 4^- -Zustände bei $q = 380$ MeV/c. Die letzte Spalte gibt den entsprechenden Wert von F_T , gefaltet mit einer Linienbreite $\Gamma = \Gamma_{\text{theor}} + 0.2$ MeV, wieder.

Die Berücksichtigung von Isospinmischung öffnet die Zerfallskanäle der starken 4^- , $T=2$ -Resonanz zu den niedrigsten Niveaus in ^{13}C . Bei Annahme einer Coulomb-Potentialstärke $V_c = 0.5$ MeV würde die R-Matrixbreite der 4^- , $T=2$ -Resonanz auf ≈ 85 keV ansteigen, und etwa 25 % ihrer Stärke würden den $3/2^-$, 3.68 MeV-Zustand besiedeln. Der Nachweis schneller Zerfalleneutronen ($E_n \approx 12$ MeV) in Koinzidenz mit dem 3.68 MeV-Abregungsquant wäre ein Hinweis auf Isospinmischung in der 4^- , $T=2$ -Resonanz.

$E_x(^{14}\text{C})$ (MeV)	T	Γ_1	Γ_2	Γ_3 (keV)	Γ_4	$\sum \Gamma_{\text{esc}}$	$F_T^2(q) \cdot 10^4$	$F_T^2(q, \Gamma) \cdot 10^4$ (MeV) $^{-1}$
11.7	1	0	0	0	0	0	2.6	8.3
18.6	1	46	1	0	0	47	0.6	1.7
20.7	1	204	32	0	0	240	0.3	0.4
21.5	1	46	2	104	0	152	0.06	0.1
24.6	2	0	0	0	35	35	3.2	8.7

[1] M. A. Plum et al., Phys. Lett. 137 B (1984) 15

[2] A. N. Golzov, N. G. Goncharova, H. R. Kissener, Contribution A 60 to PANIC, Heidelberg, FRG, July 30 - Aug. 3, 1984, and to be published

SPECTROSCOPY OF ROTATING QUARK BAGS

F. Döna and H. Reinhardt

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

From nuclear physics it is a well known that shell structure in favour various deformed shapes which can experimentally visualized in collective excitations. A similar situation one meets in the structure of intranuclear degrees of freedom. Confinement leads to a shell structure of the single quark states. Numerical calculations on the basis of the MIT bag model /1/ have shown that the ground states of the three quark systems like the nucleon and the delta will have a spherical shape whereas excited quark configurations are expected to be deformed /2,3/.

A striking feature in the excitation spectra of the nucleon and the delta is the appearance of low-lying even and odd parity states that can be grouped in terms of rotational bands. In fig. 1 the energies of the nucleon

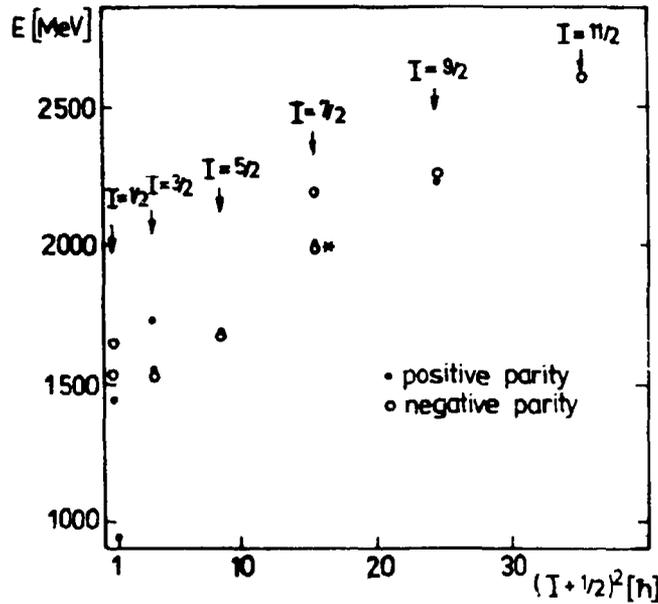


Fig. 1
Yrast plot for the nucleon: excitation energies vs. $(I + \frac{1}{2})^2$. The figure exhibits as a striking feature the rather regular $K = 1/2$ rotational band of parity doublet states on top of the Roper resonance N (1440). The plot predicts a $I = 1/2$ state (indicated by the star), which has not yet been observed experimentally.

of the total spin (= orbital angular momentum plus spin). The cranking frequency ω_x is the relevant parameter measuring the strength of the inertial forces acting on the individual quarks being in a rotating deformed mean field (i.e. the quark bag). This frequency can be directly related to the experimental excitation energies. In fig. 2 the so-called routhians /6/

$$R^{\pm}(\omega_x) = E - \omega_x I_x \quad (3)$$

are shown for the observed rotational-like excitations with positive and negative parity above the N (1440) $\frac{1}{2}^+$.

The appearance of almost degenerate excitation branches with respect to signature and parity (signature = $I \bmod 2$) is striking. The smooth slope following nicely the curve of the ideal rotor means that the intrinsic configuration remains stable when changing the rotational frequency within the energy interval considered. Note that the absolute value of the rotational frequency is by more than a factor 1000 higher than typical frequencies of deformed nuclei (where the absolute value of ω_x is of the order of 100 keV). It is evident that the observation of rotational excitations of quantum object is a clear signature for its deformation. Moreover, the appearance of almost degenerate parity doublets signalizes a deformed shape which of reflexion-asymmetric type. Noting that in a spherical bag /2/ the energy difference between positive and negative parity states is of the order of a few

are plotted as a function of the square of the angular momentum $(I + \frac{1}{2})^2$. Above a spherical ground state rotational sequences of excitations built on a intrinsic deformed bag exist. To analyse these states we use the cranking concept /5/ which in nuclei has proven to be a quite successful method to describe the response of the intrinsic fermionic motion on the collective rotation. Let us apply this concept to the Dirac equation of the quarks in the MIT bag picture. The Dirac hamiltonian h of the individual quarks which is assumed to contain a deformed mean field part is transformed into a uniformly rotating reference frame by using the routhian /6/

$$h' = h - \omega_x j_x \quad (1)$$

where x is the direction of the rotation, j_x means the angular momentum component along x and ω_x is the corresponding rotational frequency. The value of this frequency is given by the classical condition

$$\omega_x = dE / dI_x \quad (2)$$

where E is the total excitation energy under study in the lab system and I_x is the x -component

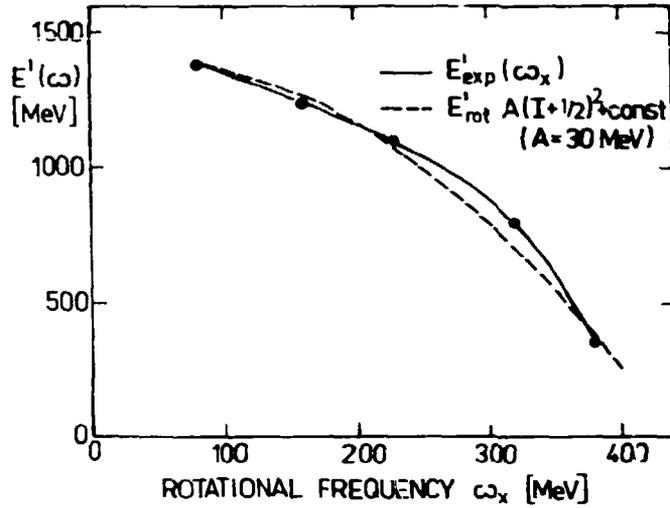


Fig. 2

Total intrinsic energy $E'(\omega_x)$ (defined by (4)) as determined from the experimental energies of the lowest-lying $k = 1/2$ band shown in fig. 1. For the analysis we took the energies of the level sequence of a rigid reflexion-asymmetric rotor (see ref. [7]). For the sake of comparison we also show the corresponding curve for an ideal rotor

$E'_{rot}(\omega) = -A(I + \frac{1}{2})^2 + \text{const.}$, where the inertia parameter A was adjusted to the experimental spectra and was found to be $A \approx 30$ MeV.

hundreds of MeV, an accidental degeneracy of two quark configurations which only differ by parity quantum label is rather unlikely.

Due to such a reflexion-asymmetry there exists a parity doublet of degenerate states for

each spin I when assuming a rigid deformed shape and neglecting quantum fluctuations. Generally one expects a possible transition between the two conjugated isomeric shapes obtained formally by spatial inversion due to quantum fluctuations. Such a transition would be realized in fact by penetrating the barrier between the two degenerate minima in the associated wine bottle potential. The tunnelling frequency $\Delta\omega$ of the oscillations between the isomeric states is then observed as a splitting of the parity doublets. The smallness of this splitting in the band structure thus indicates a large potential barrier between the conjugated shapes.

Analogously as in nuclear rotational bands one is looking for typical observables which measure the deformation of the bag.

It is experimentally known that the excited states of the nucleon have large pionic decay width of the order of a few 100 MeV. Hence these transition must be induced by the strong coupling of the rotating bag to the pionic field, while the coupling to the electromagnetic field is negligible. If the bag is deformed (as expected for the excited states) the nucleon will have non-zero static chiral multipole moments which are defined as the expectation value of the following chiral multipole operator

$$C_{\nu}(1m) = \int d^3x r^{-1} Y_{1m}(\Omega) \mathcal{P}_{\nu}(x), x \equiv (r, \Omega), \nu = 0, \pm 1 \quad (4)$$

where

$$\mathcal{P}_{\nu}(x) = \bar{q}(x) i \gamma_5 \tau_{\nu} q(x) \quad (5)$$

denotes the chiral charge of the quarks with τ_{ν} being the isospin matrix. A rotating chiral multipole moment must then radiate pions carrying a definite angular momentum l and isospin projection $\nu = 0, \pm 1$, provided the rotational frequency (eq. (3)) is above the pionic threshold m_{π} , which is the case for the observed bands.

The pionic radiation amplitudes are derived in analogy to the electromagnetic transition amplitudes. However the long-wave length approximation has to be abandoned.

References

- /1/ Chodos, A. et al., Phys. Rev. D9 (1974) 3471; 10 (1974) 2599; De Grand, T., ibid. 12 (1975) 2060
- /2/ Vasak, D. et al., J. Phys. G 9 (1983) 511; Hahn, K., R. Goldflam and L. Wilets, Phys. Rev. D27 (1983) 635
- /3/ Ui, H., K. Saito, progr. Theor. Phys. 69 (1983) 1467
- /4/ Arack, M. et al., Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 320
- /5/ Inglis, D.R., Phys. Rev. 96 (1954) 1059; Villars, F., Ann. Rev. Nucl. Sci. 7 (1957) 211
- /6/ Landau, L.D., E.M. Lifshitz: Mechanik. Vol. 1. Berlin: Akademieverlag 1962
- /7/ Leander, G.A. et al., Nucl. Phys. A388 (1982) 452

ON NON-LINEAR REALIZATIONS AND GAUGE TRANSFORMATIONS OF INTERACTING FIELDS

D. Kirschbaum

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

The group-theoretical description of interaction in Lagrangian theories is based on two different concepts. In the first concept one considers gauge transformations of the symmetry group K characterizing the free Lagrangian of the considered system whereas in the second one non-linear realizations of some dynamical group $\mathcal{G} \supset K$ are studied [1,2]. An investigation of these two approaches shows some interesting features.

Let us denote the fields describing free particles of kind (i) by wave functions $\psi^{(i)} = \psi^{(i)}(\lambda, q; x)$, where (x) are the coordinates of some space-time region. Each single state of a particle (i) is specified by a set of internal quantum numbers (λ) and a second set (q) classifying its properties for space-time transformations. The set of wave functions $\psi^{(i)}$ for a fixed index (i) determines a Hilbertspace $\mathcal{H}^{(i)}$ on which the symmetry group K realizes for each particle (i) an irreducible linear (matrix) representation $D^{(i)}(K)$.

The Lagrangian $\mathcal{L}(\psi^{(i)}, \partial_\mu \psi^{(i)})$ (∂_μ denote the ordinary space-time derivatives) of this system is invariant according to transformations of the group K , e.g.

$$\mathcal{L}(\psi^{(i)}; \partial_\mu \psi^{(i)}) = \mathcal{L}(D^{(i)}(K)\psi^{(i)}, D^{(i)}(K)\partial_\mu \psi^{(i)}). \quad (1)$$

In this Lagrangian the interaction can be included by introducing some new fields $\phi^{(k)}$ which couple to the free fields $\psi^{(i)}$ by (a) minimal coupling described by gauging the group K [1] or (b) by considering some additional fields $\phi^{(k)}$ in such a way, that the fields $\psi^{(i)}$ and this new fields $\phi^{(k)}$ determine linear representations of some new group $\mathcal{G} \supset K$.

The typical features (a) are: The invariance relation (1) for the Lagrangian under transformations of the group K is replaced by a local one, i.e. the representation matrices $D^{(i)}(K)$ in (1) become space-time-dependent. The fields $\psi^{(i)}$ in (1) are transformed according to a law

$$\psi^{(i)}(x) \rightarrow \hat{\psi}^{(i)}(x) = D^{(i)}(K(x))\psi^{(i)}(x). \quad (2)$$

The ordinary derivative ∂_μ is not covariant under (2), i.e. the derivatives $\partial_\mu \psi^{(i)}$ have another transformation law than the fields $\psi^{(i)}$ itself. In order to conserve the invariance of the Lagrangian \mathcal{L} against the transformations (2) of the enlarged group $K(x)$, it is necessary to replace the operator ∂_μ by a covariant derivative D_μ , i.e. $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + A_\mu$. The functions transform according to the following law ($k(x) \in K(x)$)

$$A_\mu(x) \rightarrow \hat{A}_\mu(x) = k^{-1}(x) \cdot A_\mu \cdot k(x) + k^{-1}(x) \cdot \partial_\mu \cdot k(x). \quad (3)$$

The functions A_μ introduce k (k is the dimension of the group K) new vector fields $\phi_\mu^{(k)}$ into the theory (the $\phi_\mu^{(k)}$ are called Yang-Mills fields). The complete new Lagrangian results after adding a kinetic term for the fields $\phi_\mu^{(k)}$. The fields come out to be massless i.e. the of Yang-Mills type describe long range forces. The typical features (b) are: The transformation group K is enlarged to a group \mathcal{G} , $(g-k)$ additional fields $\phi^{(k)}(x)$ (g is the dimension of the group \mathcal{G}) parametrize those elements of \mathcal{G} , which are not contained in K . A non-linear realization of \mathcal{G} is determined by an action of $g \in \mathcal{G}$ as follows

$$g: \phi^{(k)}(x) \rightarrow \hat{\phi}^{(k)}(x), \psi^{(i)}(x) \rightarrow \hat{\psi}^{(i)}(x) = D^{(i)}(K(\phi, g))\psi^{(i)}(x). \quad (4)$$

The actual form of the transformation law (4) for $\phi^{(k)}(x)$ depends on the embedding of K into \mathcal{G} . The non-linear transformation of $\psi^{(i)}(x)$ is meaningful only together with that of $\phi^{(k)}(x)$. The ordinary derivative ∂_μ is not covariant against (4). The fields $\phi^{(k)}(x)$ deter-

mine functions $\theta_{\mu}(x)$ with a transformation behaviour like (3) and therefore covariant derivatives D_{μ} , too. Replacing ∂_{μ} in (1) by these D_{μ} and adding a kinetic term for the fields $\phi^{(k)}(x)$ the modified Lagrangian describes a long range interaction of the fields $\psi^{(i)}(x)$ by the (g-k) massless scalar fields $\phi^{(k)}(x)$ (they are called Goldstone bosons).

Note finally, that a combination of approaches (a) and (b) enables an interaction description between the fields $\psi^{(i)}(x)$ by massive gauge fields, too (Higgs-Kibble mechanism) [3].

R e f e r e n c e s

- [1] Yang, C.N., R.L. Mills, Phys. Rev. 96 (1964) 191
- [2] Coleman, S. et al., Phys. Rev. 177 (1969) 2239, 2247
- [3] Salam, A., J. Strathdee, Phys. Rev. 184 (1969) 1750, 1760

MODELS OF LATERAL EXPLOSIVE CRYSTALLIZATION

K.-H. Heinig

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

H.-D. Geiler

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Self-sustaining crystallization fronts moving laterally through amorphous films are due to the positive feedback of the released latent heat to the kinetics of crystallization /1/. Experiments reveal /2/ that in amorphous silicon at least three different modes of this 'explosive' crystallization exist. The modes differ by their crystallization kinetics. For thermally activated relaxation of amorphous silicon four modes of laterally moving explosive crystallization fronts are possible from a theoretical point of view (see Fig. 1) /3/. The Gibbs free energy of amorphous silicon is higher than that of crystalline silicon, and, at high temperatures, even higher than that of its undercooled melt. Therefore, explosive solid and liquid phase crystallization can be distinguished, depending on the participation of a metastable liquid phase (in Fig.1 the transitions a-c and a-l-c). In both cases epitaxial growth (i.e. interface-induced crystallization) and crystallization induced by homogeneous nucleation in the metastable phase are possible. For that reason we differ between explosive solid phase epitaxy (ESPE), explosive solid phase nucleation (ESPN), explosive liquid phase epitaxy (ELPE), and explosive liquid phase nucleation (ELPN) /3/. Schemes of the four different explosive crystallization modes are presented in Fig.2.

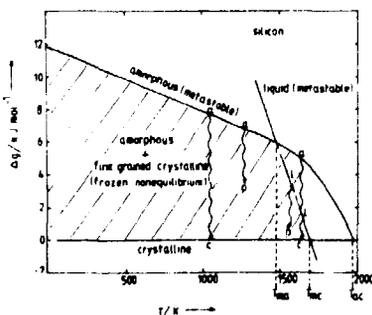


Fig.1. Gibbs free energy of amorphous (a) and liquid (l) silicon relative to that of crystalline (c) silicon. The arrows indicate possible phase transitions.



Fig.2. Schematic representation of ESPE (a), ESPN (b), ELPE (c), and ELPN (d) with lateral moving crystallization fronts.

For a layer structure (see Fig.2) the heat flow control (HFC) of an explosive crystallization wave can be described by

$$\partial_t T = \partial_x \frac{\alpha}{\rho c} \partial_x T - \alpha (T - T_0) - \frac{L_{mc}}{\rho c} \partial_t c_m - \frac{L_{ac}}{\rho c} \partial_t c_a$$

where α is a heat loss parameter and L_{mc} and L_{ac} are the latent heats of the transition crystalline-liquid and amorphous-crystalline, respectively. The last two terms of the right hand side represent the heat generation due to the change of the volume fractions c_m and c_a of the molten and amorphous phase, respectively. The kinetic control laws (KC) for the evolutions of the volume fractions of the phases are /3/

$$\begin{aligned} \text{ESPE: } & c_m = 0 ; \quad c_a = \Theta \left\{ x - \int dt' v_s(T(t')) \right\} \\ \text{ESPN: } & c_m = 0 ; \quad c_a = 1 - \frac{4}{3} \pi \int dt' K_s(\tau) c_a(\tau) \left[\int dt' v_s(t') \right] \\ \text{ELPE: } & c_m = \Theta \left\{ x - \int dt' v_c(t') \right\} - \Theta \left\{ x - \int dt' v_m(t') \right\} ; \quad c_a = \Theta \left\{ x - \int dt' v_m(t') \right\} \\ \text{ELPN: } & c_m = 1 - \frac{4}{3} \pi \int dt' K_l(\tau) c_m(\tau) \left[\int dt' v_m(t') \right]^2 - \Theta \left\{ x - \int dt' v_m(t') \right\} ; \quad c_a = \Theta \left\{ x - \int dt' v_m(t') \right\} \end{aligned}$$

/1/ V.A.Shklova: 1, Zh. eksp. teor. fiz. 82, 536 (1982)
 /2/ D.Bensahel and G.Auvert, Mat. Res. Soc. Proc. 13, 165 (1983)
 /3/ H.-D. Geiler and K.-H. Heinig, Proc. Int. Conf. Energy Pulse Modification of Semiconductors and Related Materials, ed. K. Hennig, Rossendorf 1985, p.451

THEORETICAL INVESTIGATION OF FORMATION AND GROWTH OF MELT NUCLEI

K.-H. Heinig

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

It has been shown that the formation of melt nuclei is conditioned by the existence of an oxide layer on bulk silicon. Starting from a theory of Lifshitz and Gulida /2/, the nucleation barrier, the nucleation rate and the critical radius of a melt nucleus in bulk Si have been calculated (Fig. 1). At the Si-SiO₂ interface the corresponding superheating is somewhat lower but still important, because the oxide layer hinders a full relaxation of the strain produced by the volume change of Si at the melting point. Therefore, on a defect-free Si surface nucleation should occur at superheating of a few tens Kelvin. From these results conclusions have been drawn in order to control the formation of melt nuclei by hetero-nucleation /3/.

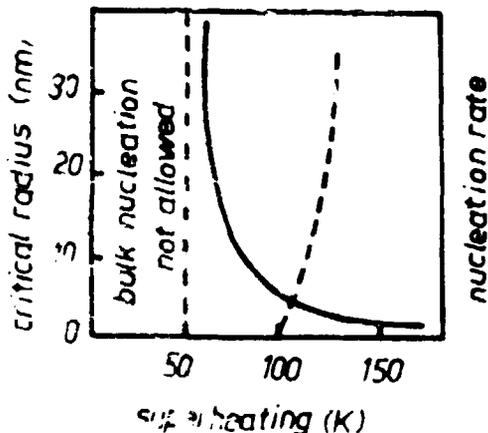


Fig.1. The critical radius of a melt nucleus in bulk silicon (full line) and the nucleation rate (dashed line) versus superheating.

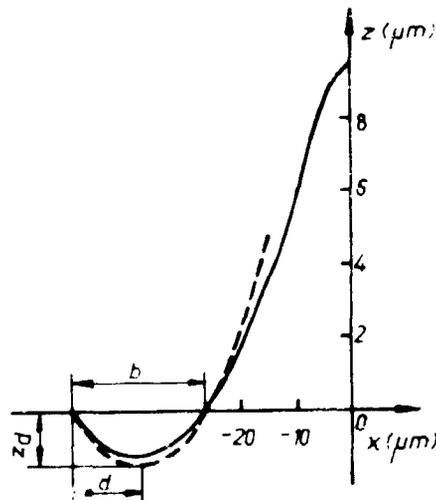


Fig.2. Measured (full line) and calculated (dashed line) deviation z from the original surface level as function of the distance x from the centre of a transiently molten region.
measured : $d=12.3$; $z_d=1.2$; $b=23.5$
calculated: $d=12.7$; $z_d=1.4$; $b=24.1$

A model has been developed /1/ to describe the formation of the surface contour characteristic of faceted melting and subsequent resolidification. We found by Talystep measurements that the surface near the edge of the transiently molten region is below the original surface level, in the centre of the region is a hillock /3/. The surface contour is caused by the difference in the molar volumes v_s and v_l of solid and liquid Si, respectively. Its topography is determined by the evolution of the shape of the solid-liquid interface. That means the surface contour contains information about the resolidification kinetics. Assuming a plane solid-liquid interface, the topography of the outer part of the resolidified region can be described by the nonlinear differential equation

$$\frac{\sqrt{3}\eta_2}{4}x(d^2z/dx^2) - (dz/dx)^2 - 1 = 0$$

where $\eta_2 = (v_s - v_l)/v_l$. The comparison of the measured with the calculated surface contour proves that dense packed lattice planes remain the solid-liquid interface during resolidification.

References

/1/ K.-H. Heinig, Proc. Int. Conf. Energy Pulse Modification of Semiconductors and Related Materials, ed. K. Hennig, Rossendorf 1985, p. 265
/2/ I.M. Lifshitz and L.S. Gulida, Dokl. AN USSR 2, 377 (1952)
/3/ K.-H. Heinig, M. Voelskow, J. Matthäi, A. Zetzsche, and C. Treutler, Proc. Int. Conf. Energy Pulse Modification of Semiconductors and Related Materials, ed. K. Hennig, Rossendorf 1985, p. 280

CONTROLLED PRODUCTION OF MELT NUCLEI

K.-H. Heinig, M. Voelskow, J. Matthäi, A. Zetzsche, and C. Trautler
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Using very high intensities, flash lamp irradiation of polished silicon wafers causes local regions, which have been transiently molten /1/. Recently it has been shown that the local melting is initiated by random homonucleation in superheated silicon /2/. Nucleation takes place at the surface because there the possibility of stress relaxation diminishes the nucleation barrier. A few years ago it was concluded /3/ that, as it is known from vapour-liquid phase transitions, a further decrease of the nucleation barrier results from surface defects. Such defective surface points or regions lead to heteronucleation at smaller superheating /2/.

Now we have succeeded in the controlled production of melt nuclei at predefined surface points /4/. In comparison with previous investigations on controlled local melting /1/, random (not controllable) melting events caused by homonucleation could be completely prevented. This has been reached by homogeneous irradiation conditions, careful preparation of the surface "defects" and flash lamp irradiation of the rear side of the wafer.

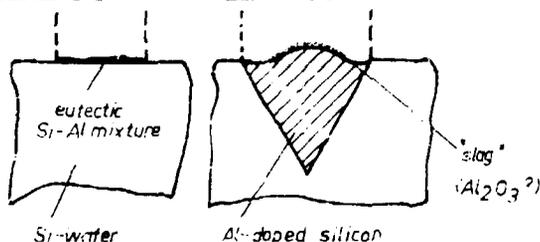


Fig.1. SEM photographs of the technique of doping by controlled heteronucleation.

- a) Stripes of thin aluminium films (10 ... 20 nm thick) on a (100) Si wafer after a heat treatment at 600°C for 20 min.
- b) The structure of Fig. 1a after flash lamp irradiation ($\tau=10$ ns; $E=130$ J/cm²). Starting from the Al-covered areas, local surface regions have been molten in a very regular manner. After the resolidification deep grooves of Si are Al-doped.
- c) As Fig.1b at a lower enlargement. This photograph reveals the good control of the doping process.

Rows of square-shaped and triangular-shaped regions have been produced by heteronucleation at surface points damaged by a diamond /4/. Another method to produce surface "defects" is local alloying. Figs.1b and 1c show a Si surface, which was covered by thin Al stripes like in Fig.1a, after a short flash lamp irradiation. Very regular and deep regions of Al-doped Si can be obtained. Therefore, the phenomenon of controlled local melting can be employed as a new doping technique /3/. Possible advantages are the production of deep doped regions in short times, the regular and faceted shape of the doped regions as well as the sharp p-n-junctions.

References

- /1/ K.-H. Heinig, M. Voelskow, J. Matthäi, A. Zetzsche, and C. Trautler, ZfK-530, p. 48
- /2/ K.-H. Heinig, Proc. Int. Conf. Energy Pulse Modification of Semiconductors and Related Materials, ed. K. Hennig, Rossendorf 1985, p. 265
- /3/ K.-H. Heinig, M. Voelskow, H. Weittennek, J. Matthäi, R. Klabe, and A. Zetzsche, GDR-patent H01L/238260/8 (1982)
- /4/ K.-H. Heinig, M. Voelskow, J. Matthäi, A. Zetzsche, and C. Trautler, Proc. Int. Conf. Energy Pulse Modification of Semiconductors and Related Materials, ed. K. Hennig, Rossendorf 1985, p. 280

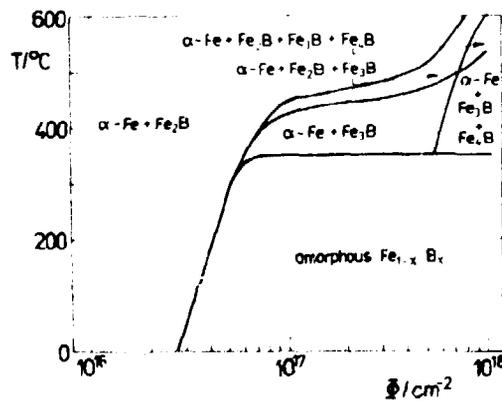
BORIMPLANTATION IN EISEN - DISKUSSION DER PHASENBILDUNG

V. Heera und B. Rauschenbach

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KP

Bei der Hochdosisimplantation von Bor in Eisen wurden in Abhängigkeit von Dosis und Ausheiltemperatur die in Abb. 1 dargestellten Phasen beobachtet /1/. Die Phasengrenzkurven zwischen amorphen $Fe_{1-x}B_x$ und den kristallinen Verbindungen konnte auf der Grundlage eines einfachen Amorphisierungs- und Ausheilmodells verstanden werden /2/. Im Ergebnis des Kaskadenkollapses bildet sich um jedes implantierte Boratom ein metastabiler Cluster von etwa 100 Atomen. Um eine stark gebundene, zufällig orientierte, molekülähnliche Einheit aus einem Boratom und nächsten Eisennachbarn lagern sich weitere Eisensatome in der Art einer zufälligen dichten Kugelpackung an. Der Cluster wird durch den Misfit zwischen chemischer Nahordnung im Zentrum und kristalliner Ordnung in der Umgebung stabilisiert. Wenn die Cluster überlappen, bildet sich eine kontinuierliche amorphe Schicht aus.

Beim Aufheizen der Proben setzen Kristallisationsprozesse ein. Die beim Tempern schnell-abgeschreckter Eisen-Bor-Legierungen beobachteten Phasen /3/ wurden auch beim Aufheizen der implantierten Proben gefunden. Man kann deshalb annehmen, daß die amorphe Struktur ähnlich ist. Amorphe Eisen-Bor-Legierungen kristallisieren nach folgendem Schema: $Fe_{1-x}B_x \rightarrow x Fe_3B + (1-4x) \alpha-Fe$, $Fe_3B \rightarrow Fe_2B + \alpha-Fe$ (1) Das dabei auftretende metastabile Fe_3B wird bei schnell-abgeschreckten Legierungen vorwiegend als tetragonales Borid des Typs Fe_3P identifiziert. Die nach Borimplantation und anschließendem Aufheizen gefundene Verbindung Fe_3B ist jedoch orthorombisch (Typ Fe_3C). Die Ursache dafür ist wahrscheinlich ein geringer Kohlenstoffanteil, der während der Implantation in die Probe gelangt /4/. In diesem Fall kristallisiert das amorphe System in der orthorombischen Zementitstruktur /5/. Die Grenzkurven zwischen den kristallinen Phasen Fe_3B und Fe_2B können für Dosen kleiner $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ mittels einfacher Ratengleichungen, die den Umwandlungsprozeß nach Schema (1) beschreiben, reproduziert werden. Die thermische Stabilität von $Fe_3(B,C)$ wächst mit zunehmenden Kohlenstoffgehalt. Das führt zu einem Anstieg der Grenztemperaturen für den Nachweis von Fe_3B mit wachsender Dosis. Für Dosen, die im Maximum der Ionenverteilung zu Borkonzentrationen größer $0,33$ ($\Phi > 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) führen, sind Transportprozesse des überstöchiometrischen Bors in Bor-arme Gebiete zu berücksichtigen. Das überstöchiometrische Bor hemmt den Zerfall von Fe_3B und bewirkt so einen starken Anstieg der Umwandlungstemperatur. Bei der in der Abb.1 als Fe_4B bezeichneten Phase mit der Struktur $Cr_{23}C_6$ handelt es sich wahrscheinlich um die Verbindung $Fe_{23}(B,C)_6$, deren Ausbildung erst bei einem höheren Kohlenstoffgehalt möglich ist.



- /1/ A. Kolitsch, B. Rauschenbach, E. Richter Rad. Effects Lett. 76 (1983) 193
- /2/ V. Heera, B. Rauschenbach eingereicht bei Rad. Effects
- /3/ U. Herold, U. Köster Z. Metallkde. 69 (1978) 327
- /4/ B. Rauschenbach, K. Hohmuth Crystal Res. Technol. 19 (1984) 1425
- /5/ S. Arazs, R. Caton, M.Z. El-Gamal, L. Granasy, J. Balogh, A. Gziraki, I. Vincze Phys. Rev. B 25 (1982) 127

ANWENDUNG KERNPHYSIKALISCHER METHODEN

^{14}N -PROFILANALYSE MITTELS $^{14}\text{N}(d, \alpha)^{12}\text{C}$ -REAKTION

C. Bauer, R. Groetzschel und W. Rudolph
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

Mittels der Reaktion $^{14}\text{N}(d, \alpha)^{12}\text{C}$ untersuchten wir ^{14}N -Implantationsprofile in Si. Zur einfachen Spektreninterpretation wurde das Plateau im Wirkungsquerschnitt bei Deuteronenenergien $E_d = 1.4 \dots 1.1 \text{ MeV}$ (entsprechend $6 \mu\text{m}$ Si-Dicke bei 1.4 MeV Inzidenzenergie) /1/ genutzt. Der hohe Q-Wert der Reaktion ($Q_0 = 13.57 \text{ MeV}$) führt zu hohen α -Energien ($E_{\alpha} = 6.7 \text{ MeV}$ bei $E_d = 1.4 \text{ MeV}$) und gestattet, das α -Signal im Spektrum gut separiert und quasi untergrundfrei zu messen. Andererseits bleibt die Tiefenauflösung auch bei 50° -Einschuß auf 50 nm (entsprechend $\delta E_{\text{Det}} = 18 \text{ keV}$) beschränkt. Im interessierenden Tiefenbereich tritt keine merkliche Beeinflussung der Tiefenauflösung durch Straggling auf.

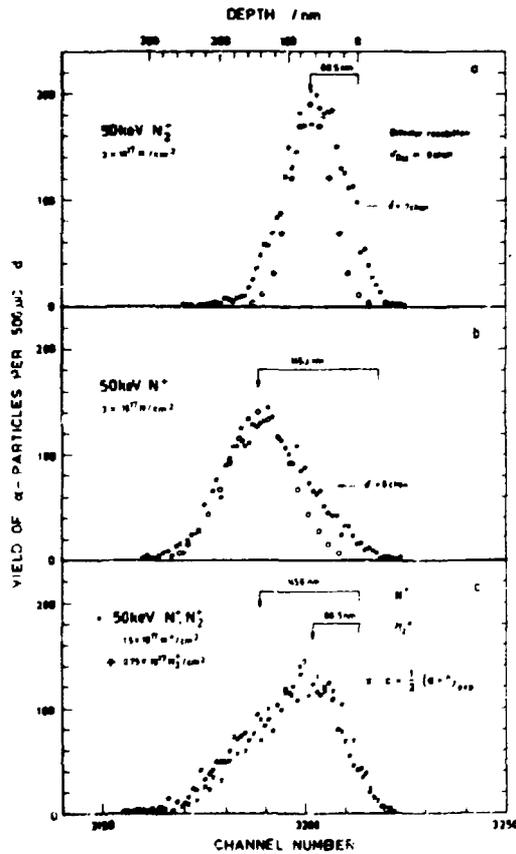


Abb. 1 a, b ^{14}N -Implantationsprofile
($U = 50 \text{ kV}$, $D = 3 \cdot 10^{17} \text{ N/cm}^2$)
● gemessen mittels $^{14}\text{N}(d, \alpha)^{12}\text{C}$
○ theoretisch nach Gibbons

Abb. 1 c ^{14}N -Doppelimplantation
● Meßergebnisse
× Superposition der Meßergebnisse
a, b

Abb. 1 (a, b) zeigt die gemessenen ^{14}N -Tiefenprofile für N^+ - bzw. N_2^+ -Implantation ($U = 50 \text{ kV}$, $D = 3 \cdot 10^{17} \text{ N/cm}^2$). Die experimentellen Ergebnisse zeigen gute Übereinstimmung mit berechneten Implantationsprofilen (nach Gibbons - Lage des Maximums, relative Struktur; Normierung Rechnung/Experiment im Profilmaximum). Die verbleibenden Differenzen δ in der Halbwertsbreite korrelieren mit der Tiefenauflösung, die durch die Energieauflösung δE_{Det} des Detektors bestimmt wird. Abb. 1c zeigt das Ergebnis einer Doppelimplantation ($D = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ N}^+/\text{cm}^2 + 0.75 \cdot 10^{17} \text{ N}_2^+/\text{cm}^2$). Die Superposition der in Abb. 1(a, b) dargestellten experimentellen Spektren liefert erwartungsgemäß das gleiche Resultat.

^{14}N -Profile interessieren u.a. im Zusammenhang mit der Oberflächenhärtung von Schneidwerkzeugen /2/ bzw. in Form von vergrabenen Si-Nitrid als Isolatorschichten in der Mikroelektronik /3/.

L i t e r a t u r

- /1/ Jarvis, R.A., Nuclear Cross Section Data for Surface Analysis, Department of Physics, Schuster Laboratory, The University, Manchester M13 9PL, Engl., Dec. 1979
- /2/ Hohmuth, K. et al., Nucl. Instr. Meth. 209/210 (1983) 249
- /3/ Kreissig, U. et al., Thin Solid Films 100 (1983) L 25-L28

MÖSSBAUERSPEKTROMETRISCHE UNTERSUCHUNGEN VON Pb-210-DATIERTEN SEDIMENTKERNEN AUS DER OSTSEE

H. Kubsch, R. Gellermann, K. Fröhlich, L. Brügmann¹⁾ und D. Lange²⁾
 Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, ¹⁾ Institut für Meereskunde, Warnemünde

Die Sedimentationsgeschichte von Gewässern, d. h. Veränderungen der Sedimentationsrate, des geochemischen Milieus und anderer Parameter, ist aus Sedimentuntersuchungen feststellbar. Ziel der vorliegenden Untersuchungen war die mößbauerspektrometrische Bestimmung von Fe(III)/Fe(II)-Verhältnissen an ausgewählten Sedimentkernen. Röntgenbeugungsuntersuchungen dienten der Phasenanalyse. Die Zuordnung der Meßwerte zu Sedimentaltern erfolgte durch eine Pb-210-Datierung.

Die Proben stammen aus dem Arkonabecken. Beim Profil RGW handelt es sich um genetisch unterschiedliches Material aus einem größeren Tiefenbereich, das einen großen Altersbereich und damit auch unterschiedliche Sedimentationsbedingungen umfaßt. Das Profil GOR 113/35 aus den oberen 20 cm besteht dagegen aus relativ jungem Material. Zur Einschätzung lokaler Unterschiede wurden außerdem zwei Vergleichsproben aus oberflächennahen Sedimenten anderer Gebiete der Ostsee untersucht.

Die durch Röntgenbeugung ermittelten anorganischen Bestandteile Quarz, Feldspäte, Karbonate und Tonminerale entsprechen denen pleistozäner Liefergebiete und stimmen mit früheren Untersuchungen im Arkonabecken [1] überein. Die Mineralverteilung selbst ist jedoch in starkem Maße von der Mineralführung der Liefergebiete abhängig.

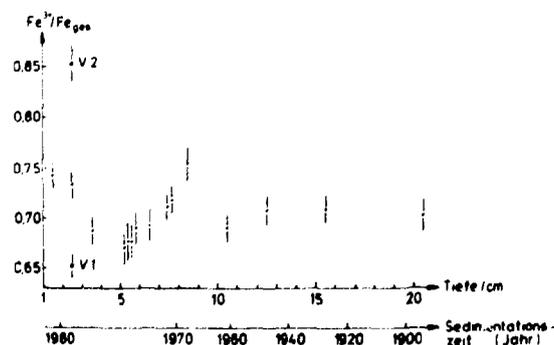
Durch die Mößbauerspektrometrie können die Wertigkeit eisenhaltiger Tonmineralphasen und ihre Veränderungen in Abhängigkeit von der Profiltiefe erfaßt werden. Alle Sedimentproben zeigen sowohl einen Fe(III)- als auch einen Fe(II)-Anteil. Außer diesen beiden Dubletts, die vom Einbau des Eisens in die Tonmineralmatrix durch Kationensubstitution herrühren, wurden keine weiteren eisenhaltigen Phasen gefunden. Die Isomerieverschiebung bzw. die Quadrupolaufspaltung der Fe(III)- bzw. Fe(II)-Dubletts innerhalb eines Profils unterscheiden sich nur unwesentlich, d. h. die entsprechenden Fe-Ionen besitzen nahezu gleiche Koordination im Sediment. Strukturell haben sich also während der Sedimentation in den Tonmineralen keine Veränderungen ergeben. Dagegen zeigen die Fe(III)- bzw. Fe(II)-Gehalte, die aus den Intensitäten der Teilspektren berechnet wurden, eine deutliche Abhängigkeit von der Sedimenttiefe und damit auch vom Sedimentationszeitpunkt (Tabelle 1 bzw. Abb. 1).

Durch weiterführende Untersuchungen ist noch zu klären, ob sich hier primär Änderungen des geochemischen Milieus während der Sedimentation, diagenetische Prozesse im Sediment oder auch unterschiedliche Herkunftsgebiete der Sedimentpartikel widerspiegeln.

Tabelle 1
 Fe(III)-Gehalte der Sedimente

Probe	Fe(III)/Fe _{ges}
RGW 1/Sedimentoberfl.	0,930(21)
RGW 2/2,40 m	0,707(13)
RGW 3/3,60 m	0,618(17)
Vergleichsprobe V1	0,652(12)
Vergleichsprobe V2	0,854(18)

Abb. 1
 Fe(III)-Gehalt im Profil 35 in Abhängigkeit von Sedimenttiefe bzw. Sedimentalter



L i t e r a t u r

[1] Starke, R., Freiburger Forschungsheft C 254 (1970) 144

MÖßBAUERSPEKTROMETRISCHE UNTERSUCHUNGEN AN FARBKÖRPERN FÜR DIE PORZELLANINDUSTRIE

C. Pietzsch, Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

J. Rotzche, Wissenschaftlich-Technisches Kombinat Keramik

Der Bedarf der keramischen Industrie an Farbkörpern für die Porzellanproduktion ist in den letzten Jahren so stark angewachsen, daß ein Import dieser Substanzen ökonomisch nicht mehr vertretbar ist und eine Eigenproduktion notwendig wird.

Als Wirtsgitter für derartige Farbkörper wird unter anderem SnO_2 (Rutilstruktur) eingesetzt. Die farbgebenden Komponenten bilden Übergangsmetall- bzw. Seltene Erdmetallionen. Durch den Einbau von Cr^{3+} -Ionen in das SnO_2 -Gitter entsteht Pinkrot. Die Qualität des Farbkörpers steigt dabei mit zunehmend substitutionellem Einbau des Dotierungselementes in das Wirtsgitter. Zur Präparation des Pinkrot wurden der Ausgangssubstanz, SnO_2 , unterschiedliche Mengen an $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ zugesetzt. Die erhaltenen Gemische wurden bei unterschiedlichen Temperaturen über gleiche Zeiten thermisch behandelt.

Die durchgeführten Mößbauerspektrometrischen Untersuchungen verfolgten das Ziel, in Abhängigkeit von den Versuchsparametern die besten Präparationsbedingungen hinsichtlich der obengenannten Forderungen an gute Farbkörper zu ermitteln.

Zur Untersuchung standen neben der Ausgangssubstanz, SnO_2 , die Farbkörper F 110 mit 0,5 % $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ im Vorsatz und F 115 mit 5,0 % $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ im Vorsatz zur Verfügung.

Die Ergebnisse der Mößbauermessungen (Tabelle 1) erlauben folgende Interpretation:

Der Oxidationszustand des Zinns in allen Proben ist 4^+ .

Gegenüber der Ausgangssubstanz, SnO_2 , zeigt die F 110-Serie eine vergrößerte Quadrupolaufspaltung, die mit steigender Brenntemperatur wieder abnimmt ohne den Ausgangswert zu erreichen. Diese Abnahme erklärt sich dadurch, daß die bei niedrigen Temperaturen überwiegend interstitiell im Gitter verteilten Cr^{3+} -Ionen mit Erhöhung der Temperatur substitutionell Gitterplätze besetzen. Dadurch tritt eine Erhöhung der Ordnung (Symmetrie) des Gitters ein [1]. Die gleichzeitige Zunahme der Linienbreite im Mößbauerspektrum tritt dadurch auf, daß infolge der geringen Konzentration an Dotanten unterschiedliche, aber sehr ähnliche Nachbarschaftsphären um die Sn-Atome entstehen.

Die F 115-Serie zeigt gegenüber der F 110-Serie hinsichtlich der Quadrupolaufspaltung ein umgekehrtes Verhalten. Eine Erklärung dafür liefert die relativ hohe Konzentration an Cr-Ionen in dieser Serie. Jetzt tritt neben dem für F 110 beschriebenen Mechanismus des substitutionellen Einbaus von Cr^{3+} -Ionen, infolge deren hoher Konzentration, mit steigenden Brenntemperaturen eine Aggregation noch vorhandener interstitieller Cr-Ionen zu einer Art Cluster auf. Dadurch vergrößern sich sowohl die Quadrupolaufspaltung als auch die Linienbreite der Mößbauerspektren.

Tabelle 1

Mößbauerparameter von Farbkörpern

Substanz	$\delta / \text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$	$\Delta / \text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$	$\Gamma / \text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$	χ^2
SnO_2	-0,012(3)	0,495(5)	0,91(1)	0,80
F 110/a	-0,0130(2)	0,543(3)	1,022(7)	0,61
F 110/b	-0,0174(2)	0,533(5)	1,035(8)	0,92
F 110/c	-0,0174(2)	0,517(4)	1,081(8)	1,04
F 115/a	-0,019(2)	0,527(3)	1,041(7)	0,86
F 115/b	-0,013(2)	0,542(3)	1,023(8)	1,00
F 115/c	-0,016(2)	0,550(4)	1,067(9)	0,95

δ - Isomeriewerschiebung (rel. zu BaSnO_3), Δ - Quadrupolaufspaltung
 Γ - Linienbreite, χ^2 - Fitgüte

L i t e r a t u r

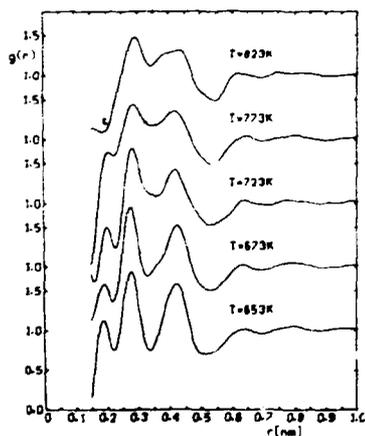
- [1] Senghani, D. V. et al., Trans. J. Br. Ceram. Soc. 80 (1981) 210-214

UNTERSUCHUNG DER TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DER STRUKTUR VON FLÜSSIGEM $\text{Ge}_{15}\text{Te}_{85}$

H. Neumann*, W. Metz und W. Hoyer*
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
 TH Karl-Marx-Stadt, Sektion Physik/Elektronische Bauelemente (+)

In der Nähe des Schmelzpunktes läßt sich die Struktur verschiedener Legierungsschmelzen nur durch die Annahme von Assoziaten erklären. Die Nahordnung in den Assoziaten ist durch typische Strukturelemente kristalliner Phasen beschreibbar (vgl. z.B. /1/). Das Studium der Temperaturabhängigkeit der Struktur der Schmelze nahe des Schmelzpunktes gibt Auskunft über die Strukturentwicklung. Eutektische Systeme sind für solche Untersuchungen besonders interessant, da sie durch einen Zerfall in zwei kristalline Phasen beim Erstarren der Schmelze gekennzeichnet sind. Um möglichst detaillierte Aussagen über die Struktur der Schmelze zu erhalten, ist es notwendig, partielle Strukturformfaktoren $S_{ij}(Q)$ zu ermitteln/2/.

An der Schmelze des eutektischen Systems $\text{Ge}_{15}\text{Te}_{85}$ wurden Neutronen- und Röntgendiffraktionsexperimente bei gleichen Temperaturen durchgeführt. Der Beitrag von Ge-Ge-Korrelationen zur Streuung ist für beide Strahlungsarten kleiner 4%, so daß unter Vernachlässigung dieses Beitrages die partiellen Strukturformfaktoren für die Atompaare Te-Te und Ge-Te bestimmt werden konnten. Durch Fouriertransformation wurden aus den $S_{ij}(Q)$ die partiellen Paarverteilungsfunktionen $g_{ij}(r)$ berechnet. Die Kurven sind in Bild 1 und Bild 2 dargestellt. Für beide Atompaare sind kurz oberhalb des Schmelzpunktes ($T_M = 648 \text{ K}$)



◀ Bild 1
 Partielle Paarverteilungsfunktion des Te-Te-Paares in flüssigem $\text{Ge}_{15}\text{Te}_{85}$

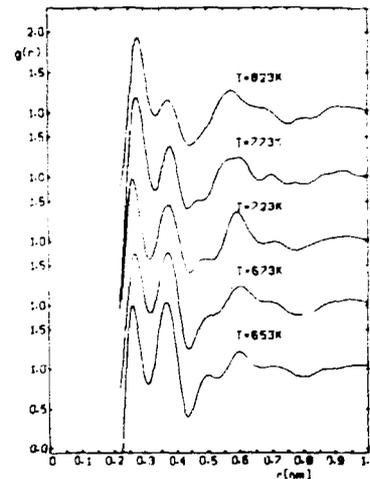


Bild 2 ▶
 Partielle Paarverteilungsfunktion des Ge-Te-Paares in flüssigem $\text{Ge}_{15}\text{Te}_{85}$

zwei gut ausgeprägte Maxima im r -Bereich von 0,25 nm bis 0,5 nm charakteristisch. Oberhalb 0,65 nm weichen die Kurven nur noch wenig von 1 ab, so daß hier keine Korrelationen zwischen den Atomen mehr vorhanden sind. Die ausgeprägte Nahordnung und die interatomaren Abstände, die jeweils der Summe der kovalenten Atomradien entsprechen, lassen auf eine starke kovalente Bindung in der Schmelze schließen. Auch mit steigender Temperatur bleiben die Abstände der ersten Nachbarschaftssphäre für beide Atompaare nahezu unverändert. Die gewonnenen Ergebnisse lassen sich weder mit der Nahordnung ähnlich den kristallinen Phasen noch mit Strukturmodellen für amorphes oder flüssiges Ge-Te, die auf der Basis totaler Strukturformfaktoren entwickelt wurden /3/, erklären. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß $g(r)$ für das Paar Te-Te in der Nähe des Schmelzpunktes der Legierung der Paarverteilungsfunktion von flüssigem reinen Tellur nicht ähnlich ist, wie es z.B. für die Systeme Ge-Te und In-Te gefunden wurde /4/. Erst bei 823 K weist $g_{\text{Te-Te}}(r)$ Ähnlichkeit mit dem $g(r)$ der reinen Tellurschmelze auf. Ursache dafür könnte sein, daß die Legierung bei einer tieferen Temperatur schmilzt als reines Tellur.

- /1/ W. Hoyer, A. Müller, W. Metz, und M. Wober phys. stat. sol.(a) **84**, 11 (1984)
- /2/ W. Metz u.a. Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 64
- /3/ E. Nicotere et al. J.non-crystalline Solids **11**, 417 (1973)
 F. Betts et al. J.non-crystalline Solids **7**, 417 (1972)
- /4/ v. Waseda Progr. Mat. Sci. **26**, 1 (1981)

NEUTRONENFLUGZEITDIFFRAKTION ZUR UNTERSUCHUNG DER STRUKTUR VON GLÄSERN

W. Metz
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

U. Hoppe
Vereinigtes Institut für Kernforschung, Dubna, Laboratorium für Neutronenphysik

Die Strukturuntersuchung an nichtkristallinen Materialien mit Diffraktionsmethoden liefert in Form der Atomverteilungsfunktion $G(r)$ eine eindimensionale Information, d.h. es wird die Häufigkeit von Nachbaratomen im Abstand r angegeben. Die Auflösung der Funktion $G(r)$ hängt wesentlich davon ab, bis zu welchem Wert Q ($=4\pi\sin\psi/\lambda$, λ -Wellenlänge, 2ψ -Streuwinkel) der Strukturfaktor $S(Q)$ gemessen wurde, da sich $G(r)$ aus einer Fouriertransformation ergibt.

$$G(r) = \frac{2}{r} \int_0^{Q_{\max}} Q S(Q) \sin(Qr) dQ$$

Die Auflösung in r ist gegeben durch $\Delta r = 3,8/Q_{\max}$. Normale Zweiachsendiffraktometer (DAS) am stationären Reaktor erreichen Werte von $Q_{\max} \approx 100 \text{ nm}^{-1}$. Eine wesentliche Erweiterung des Q -Bereiches ist durch die Flugzeitdiffraktion an gepulsten Neutronenquellen möglich. Am neuen Neutronenspektrometer NSWR am Impulsreaktor IBR-2 des VIK Dubna /1/ wurden Diffraktionsexperimente an einem Glas der Zusammensetzung $[\text{Sr}(\text{PO}_3)_2]_5[\text{CaF}_2 \cdot \text{AlF}_3]_{95}$ durchgeführt. Zur Bestimmung des Struktur factors $S(Q)$ müssen 4 unabhängige Messungen ausgeführt werden, deren Originalflugzeitspektren in Bild 1 dargestellt sind (1-Proben-spektrum, 2-leerer Probenbehälter, 3-Vanadiumspektrum zur Normierung und 4-Untergrund).

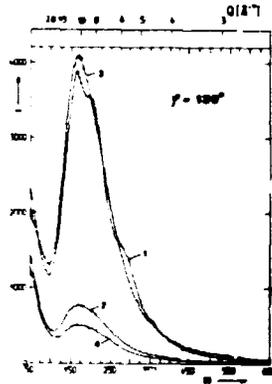


Bild 1

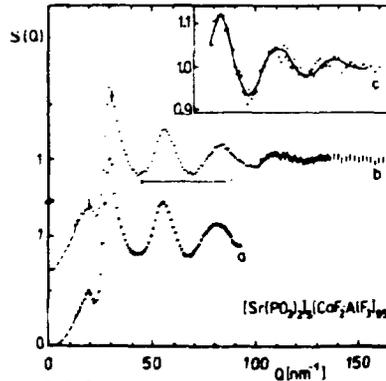


Bild 2

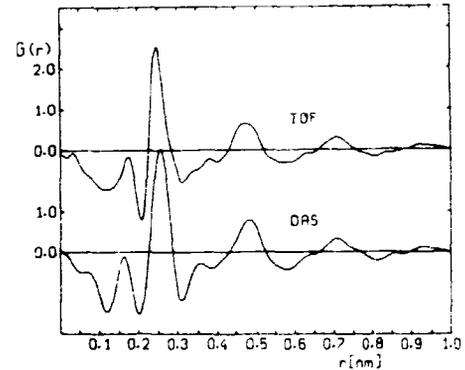


Bild 3

Es wurde gleichzeitig die Streuung unter 2 Winkeln $\psi = 50^\circ$ und $\psi = 130^\circ$ gemessen. Der ermittelte Strukturfaktor aus dem Flugzeitexperiment ist in Bild 2b dargestellt. Bild 2c zeigt den Bereich hoher Q -Werte im vergrößerten Maßstab und Bild 2a zum Vergleich die Ergebnisse der Messungen am RFR. Die Fouriertransformierten der $S(Q)$ von Bild 2 sind in Bild 3 zu sehen. Die bessere Auflösung der aus dem Flugzeitexperiment gewonnenen $G(r)$ -Kurve (mit TOF bezeichnet) ist besonders im Hauptmaximum bei $r \approx 0,25 \text{ nm}$ erkennbar. Das Maximum ist in der oberen Kurve schmäler (die Reduktion der Halbwertbreite beträgt 20%) und läßt an der rechten Flanke eine Schulter erkennen. Das Hauptmaximum in $G(r)$ ist durch interatomare Abstände von Ca-F und F-F Atompaaren bedingt, wobei die letzteren etwas größer sind und die Schulter an der rechten Flanke verursachen. Obwohl Q_{\max} zur völligen Auflösung beider Abstandsgruppen noch nicht ausreicht, wurde ein erheblicher Informationsgewinn durch das Flugzeitexperiment erzielt. Der maximal nutzbare Wert Q_{\max} beträgt am NSWR ca. 220 nm^{-1} . Eine weitere Erhöhung von Q_{\max} wird möglich, wenn es gelingt, die Breite des Neutronenimpulses von derzeit $230 \mu\text{s}$ auf $100 \mu\text{s}$ zu reduzieren /2/.

/1/ M. Betzl u.a. Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 68

/2/ V.D. Ananjev u.a. Atomnaja energija 57, 227 (1984)

NEUTRONENTEXTURUNTERSUCHUNGEN AN TECHNISCHER ZEMENTGEBUNDENEM BETON

M. Betsl

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

H. Baumbach und F. Häußler

Technische Hochschule Leipzig, Sektion Naturwissenschaften

Über die Mikrostruktur des Betons ist aus Gründen der Untersuchungsmethodik, der Vielzahl und Anzahl relevanter Einflußparameter auf die Betonstruktur ungleich weniger bekannt als vergleichsweise über die der Metalle und Legierungen und spezieller Kerame.

Sowohl für die Massenbetone (Wohnungs-, Industrie-, Wasserbau etc.) als auch für Spezialbetone sind Grundlagenfragen der Struktur-Eigenschaftsbeziehungen offen, die die Festigkeitsentwicklung und die berechenbaren Grenzwerte für mechanische, thermische und hygrische Eigenschaften betreffen.

Verfahren auf der Basis der Erfassung von Größen aus Adsorptionsmessungen in Abhängigkeit vom Krümmungsradius der Hohlräume und der Quecksilberdruckporosimetrie liefern nur bedingt relevante Aussagen, aber keine direkten Erkenntnisse zur Struktur des Betons. Die bildgebenden Verfahren der Mikroskopie- und Mikrosondentechnik haben bisher eine Vielzahl neuer Fragen zur Betonstruktur aufgeworfen, so daß es der Anwendung andersartiger Methoden, wie z.B. der Neutronentexturanalyse, und des Einsatzes "schärfer" arbeitender Experimente, z.B. der Verwendung positionsempfindlicher Detektoren, bedarf. Diese Methoden ließen zunehmende neue meßtechnische und theoretische Probleme, insbesondere der Interpretation, deutlich werden.

Testtexturuntersuchungen erfolgten an einer Probe aus Portlandzement PZ 5/55 und Prüfsand in einem Massenverhältnis von 1:3. Der Wasserzementwert betrug 0,4. Zum Zeitpunkt der Texturuntersuchungen besaß die Probe ein Alter von ca. 100 Tagen. Die Messungen erfolgten am Texturdiffraktometer II des RFR ($\lambda = 0,14516 \text{ nm}$), die Proben dicke betrug 4 mm. Eine qualitative röntgenographische Phasenanalyse lieferte die Reflexe des Tiefquarzes (α -Quarz) und des Kalzits.

Nach [1,2,3] enthält der Zementmörtel neben den Silikaten des Prüfsandes Silikate der Zementklinkerminerale. Aus dem Kalziumsilikagel bildet sich eine Schichtstruktur aus, die dem Mineral Tobomerit ähnelt. Aus Röntgenstrukturuntersuchungen ist bekannt, daß die Kalziumsilikatminerale, ähnlich Tobomerit, ein Gitter mit Schichten aus Ca- und O-Atomen, die beiderseits mit SiO_4 -Dreierketten besetzt sind, aufweisen. Aus den isolierten SiO_4 -Tetraedern des Alits ergibt sich durch die Bildung von Ketten und Schichten von SiO_4 -Tetraedern ein zunehmender Vernetzungsgrad.

Es ist zu erwarten, daß sowohl die chemische Zusammensetzung des Mörtels, das zeitliche Verhalten der Herstellungsparameter (Temperaturfeld, Feuchtigkeitsverteilung, Wirkungsrichtung der Gravitation bzw. deren Überlagerung mit anderen mechanischen Einwirkungen) Einfluß auf die Ausbildung der Textur nehmen.

Gemessen wurden die Polfiguren (101), (201) und (112) des Tiefquarzes. Eine Überlagerung mit Reflexen anderer kristalliner Phasen mit merklich geringeren Intensitäten kann gegenwärtig nicht ausgeschlossen werden. Die Abb. 1a - 1c zeigen die Polfiguren (101), (201) und (112). Deutlich zeichnen sich Gebiete höherer Orientierungsdichte ab, die Textur ist jedoch schwach und weist eine größere Streuung auf. Auffällig ist die geringere Strukturierung der (101)-Polfigur im Vergleich zu den anderen.

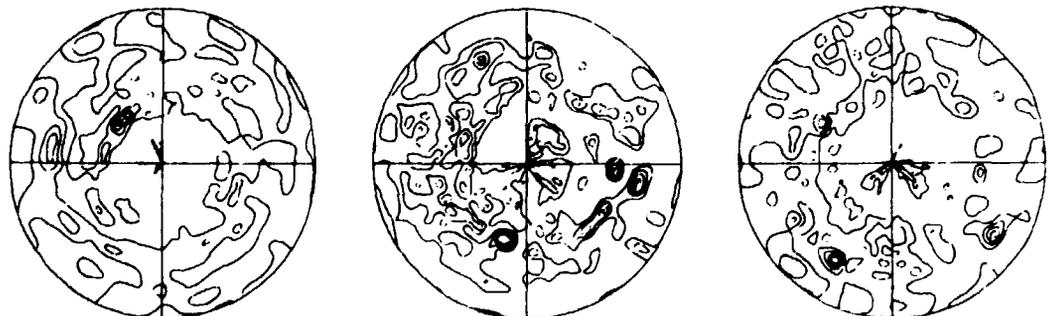


Abb. 1a - 1c

Neutronographisch ermittelte Polfiguren (101), (201) und (112), des Tiefquarzes einer Betonprobe

Literatur

- /1/ Winslow, D.N., S. Diamond, J. Am. Ceram. Soc. 57 (1974) 193
- /2/ Müller, L., Chem. Unserer Zeit 7 (1973) 18
- /3/ Röbert, S.: Systematische Baustofflehre, Bd. 1. Berlin: Verlag für Bauwesen 1983

NEUTRONENKLEINWINKELSTREUUNG AN ZEMENTGEBUNDENEM BETON

F. Eichhorn
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
 H. Baumbach und F. Häußler
 Technische Hochschule Leipzig, Sektion Naturwissenschaften

Zementgebundene Betone stellen hinsichtlich ihres Zementsteinanteils ein heterogenes, zum Teil polykristallines Mehrphasengebilde, häufig mit sogenannten offenporigen Systemen, dar. Dabei treten neben in unterschiedlichen Hydratsphären gebundenen Wasseragglomerationen intra- und interkristallin gebundenes Wasser, physikalisch adsorbierte Wasserbelegungen an inneren Hohlräumoberflächen und dampfförmiges oder flüssiges mobiles Wasser auf.

Die Erfassung von Wasseragglomerationen im Mikrobereich ist wesentlich für die Ableitung von Struktur-Eigen-schaftsbeziehungen hinsichtlich der Betonfestigkeit (einem technisch definierten Grenzwert im Spannungs-Deh-nungsdiagramm) und der Festigkeitsentwicklung, der Penetrationseigenschaften des Betons, der Korrosion u.a.m. Die Betonproben wurden im Masseverhältnis 1:3:0,5 aus Portlandzement PZ 5/55, Prüfsand und Wasser hergestellt. Zum Zeitpunkt der Messungen waren die Proben ungefähr 100 Tage alt. Vor der Messung wurden die Proben einen Tag lang in Wasser gelagert; sie befanden sich während der Messung in einer gesättigten Wasserdampf-atmosphäre. Anschließend wurden sie bei ungefähr 80 °C an Luft getrocknet. Die Kleinwinkelstreuexperimente erfolgten auf einem Doppelkristalldiffraktometer mit monochromatischer Neutronenstrahlung ($\lambda = 0,109 \text{ nm}$) /1/.

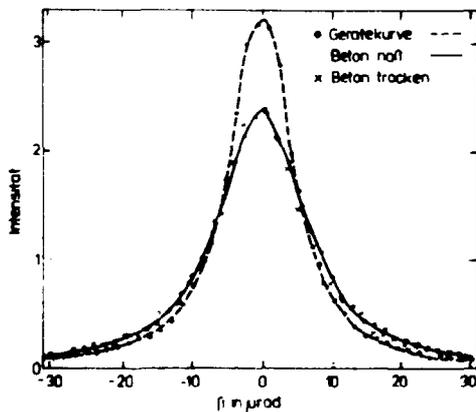


Abb. 1
 Doppelkristalldiffraktometer-Meßkurven ohne und mit Meßproben. Die Kurven wurden auf gleiche integrale Intensität normiert.

Die Abb. 1 zeigt die erhaltenen Meßkurven mit ausgeprägter Kleinwinkelstreuung an den Betonproben. Mittels des Rechenprogramms LORFU /2/ wurden aus den Meßkurven die Kleinwinkelstreu-kurven separiert, deren wichtigste Parameter in der Tabelle aufgeführt sind.

Probenzu- stand	Dicke /mm/	Peakhöhe /n/5 min/	halb-wertsbreite /μrad/
feucht	3,6	1985	15,5
	4,5	2010	16,2
getrocknet	3,6	2632	13,4
	4,5	2608	14,4

Es ist zu erkennen, daß die Streukurven der getrockneten Probe eine größere Peakhöhe und geringere Halbwertsbreite besitzen. Dies kann dadurch verursacht sein, daß in der getrockneten Probe größere Struktureinheiten häufiger auftreten.

Die Feuchtlagerung erhöht den Wassergehalt in der Umgebung der teilweise hydratisierten Klinkerminerale, wodurch die Hydratationsgeschwindigkeit sprunghaft ansteigt. Die Temperatur beeinflußt die kinetischen Parameter der Hydratation und verändert die thermodynamischen Bedingungen für die Existenz der Kristallhydrate im erhärtenden System /3/. Die Kristallisation der Hydrate bei erhöhter Temperatur bewirkt eine größere Vernetzungsstruktur, was zur beobachteten Verschiebung der Größenverteilung der Mikrostruktur in Richtung größerer Abmessungen bei den Proben führen kann, die nach Feuchtlagerung getrocknet wurden.

Literatur

- /1/ Eichhorn, F., L. Schild, Gemeinsamer Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982) 112
- /2/ Schild, L., Dissertation A, TH Magdeburg 1982
- /3/ Röbling, G., Dissertation B, TH Leipzig 1981

TEXTURBESTIMMUNGEN AUS UNVOLLSTÄNDIGEN POLFIGUREN MIT HILFE DER ENTSPRECHEND MODIFIZIERTEN WINV-METHODE

K. Helming

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

Die Textur einer kristallinen Phase wird quantitativ durch die Orientierungsverteilungsfunktion (OVF) f(g) beschrieben und in der Praxis indirekt über Diffraktionsexperimente bestimmt. Die dabei gemessenen Polfiguren P_n^{uv}(y) beschreiben Orientierungsverteilungen von Kristallnetzebenen (Normalvektor h_i), deren Symmetrie im allgemeinen höher als die der OVF ist. Die ohne Beachtung dieses Umstands aus den Polfigurdaten reproduzierten OVPs enthalten dann zusätzliche Extrema, sogenannte Geister.

Eine OVP-Reproduktion einschließlich konditioneller, d.h. einer unter Einbeziehung physikalisch sinnvoller Zusatzbedingungen durchgeführten Geisterkorrektur, wird in der sogenannten WINV-Methode /1/ angestrebt. Diese war bisher nur für vollständige Polfiguren (y = (psi, phi) in B, B: 0 <= psi < 2pi, 0 <= phi <= pi) ausgelegt. Die Notwendigkeit ihrer Modifikation für den Fall unvollständig gemessener Polfiguren (y in B^{uv} < B) ergibt sich im wesentlichen aus folgenden Umständen: Erstens können wegen ihrer geringen Eindringtiefe mittels Röntgen- bzw. Elektronenstrahlen die Polfiguren im allgemeinen nur in Reflexionsstellung bestimmt werden. Eine Anpassung der in Reflexions- bzw. Durchstrahlstellung mit Neutronenstrahlen gemessenen Werte mit dem Ziel der Erzeugung vollständiger Polfiguren bleibt immer problematisch. Zweitens ist eine OVP-Reproduktion aus unvollständigen Polfiguren in der Regel immer mit einer Senkung des Meßaufwandes verbunden.

Die Iterationsgleichung des für unvollständige Polfiguren modifizierten WINV-Algorithmus /2/ ist durch

f^{(n+1)}(g) = \prod_{i=1}^I \prod_{m_i=1}^{M_i(g)} [\tilde{P}_{h_i}^{(n)}(g^{-1}h_{m_i}) / (N_i^{(n)} \tilde{P}_{h_i}^{(n)}(g^{-1}h_{m_i}))]^{R_n / \sum_{i=1}^I M_i(g) / N_i} f^{(n)}(g) , (1)

N_i^{(n)} = \int_{B_i^{uv}} \tilde{P}_{h_i}^{(n)}(y) dy / \int_{B_i^{uv}} \tilde{P}_{h_i}^{(n)}(y) dy (2)

mit der Ausgangsnäherung

f^0(g) = \prod_{i=1}^I \prod_{m_i=1}^{M_i(g)} (N_i^{(0)} \tilde{P}_{h_i}^{(0)}(g^{-1}h_{m_i}))^{R_n} , (3)

N_i^{(0)} = \int_{B_i^{uv}} dy / \int_{B_i^{uv}} \tilde{P}_{h_i}^{(0)}(y) dy (4)

gegeben, wobei eine Lösung f^{(n)}(g) vereinbarungsgemäß immer auf B \Pi^2 normiert ist. Die wegen der Unvollständigkeit der Polfiguren für die Reproduktionsaufgabe zusätzlich unbekannt Normierungsfaktoren N_i werden dabei gleichzeitig mit der gesuchten OVP bestimmt.

Unter Beachtung der für eine OVP-Bestimmung notwendigen Bedingung, daß wenigstens eine Einzelorientierung eindeutig bestimmbar sein muß /2/, kann dabei die Form und Größe der Meßbereiche B_i^{uv} praktisch beliebig sein. Erste Testrechnungen zeigen /2/, daß trotz in diesem Sinne maximaler Restriktion der eingegebenen Polfigurdaten (notwendige Bedingung gerade erfüllt) eine OVP-Reproduktion einschließlich konditioneller Geisterkorrektur im Rahmen des objektiv begrenzten Auflösungsvermögens im Prinzip möglich ist.

Literatur

/1/ Matthies, S., G.W. Vinel, Phys. Status Solidi B112 (1982) K111, K115
/2/ Helming, K., Dissertation. ZfK Rossendorf, 1985

Handwritten notes and a large blacked-out redaction at the bottom of the page.

TEXTURBESTIMMUNGEN AUS UNVOLLSTÄNDIGEN POLFIGUREN MIT HILFE DER ENISPRECHEND MODIFIZIERTEN WIMV-METHODE

K. Helming

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

Die Textur einer kristallinen Phase wird quantitativ durch die Orientierungsverteilungsfunktion (OVF) $f(g)$ beschrieben und in der Praxis indirekt über Diffraktionsexperimente bestimmt. Die bei gemessenen Polfiguren $\tilde{P}_{h_1}(\vec{y})$ beschreiben Orientierungsverteilungen von Kristallnetzebenen (Normalvektor \vec{h}_1), deren Symmetrie im allgemeinen höher als die der OVF ist. Die ohne Beachtung dieses Umstands aus den Polfigurdaten reproduzierten OVFs enthalten dann zusätzliche Extrema, sogenannte Geister.

Eine OVF-Reproduktion einschließlich konditioneller, d.h. einer unter Einbeziehung physikalischer sinnvoller Zusatzbedingungen durchgeführter Geisterkorrektur, wird in der sogenannten WIMV-Methode /1/ angestrebt. Diese war bisher nur für vollständige Polfiguren ($\vec{y} = (\psi, \varphi) \in B, B: 0 \leq \psi < 2\pi, 0 \leq \varphi \leq \pi$) ausgelegt. Die Notwendigkeit ihrer Modifikation für den Fall unvollständig gemessener Polfiguren ($\vec{y} \in B_1^{uv} \subset B$) ergibt sich im wesentlichen aus folgenden Umständen: Erstens können wegen ihrer geringen Eindringtiefe mittels Röntgen- bzw. Elektronenstrahlen die Polfiguren im allgemeinen nur in Reflexionsstellung bestimmt werden. Eine Anpassung der in Reflexions- bzw. Durchstrahlstellung mit Neutronenstrahlen gemessenen Werte mit dem Ziel der Erzeugung vollständiger Polfiguren bleibt immer problematisch. Zweitens ist eine OVF-Reproduktion aus unvollständigen Polfiguren in der Regel immer mit einer Senkung des Meßaufwandes verbunden.

Die Iterationsgleichung des für unvollständige Polfiguren modifizierten WIMV-Algorithmus /2/ ist durch

$$f^{(n+1)}(g) = \prod_{i=1}^I \prod_{m_i=1}^{M_i(g)} \left[\frac{\tilde{P}_{h_i}^{(n)}(g^{-1}h_{m_i})}{(N_i^{(n)} \tilde{P}_{h_i}^{(n)}(g^{-1}h_{m_i}))} \right]^{R_n / \sum_{i=1}^I M_i(g)/M_i} f^{(n)}(g) \quad (1)$$

$$N_i^{(n)} = \int_{B_1^{uv}} \tilde{P}_{h_i}^{(n)}(\vec{y}) d\vec{y} / \int_{B_1^{uv}} \tilde{P}_{h_i}(\vec{y}) d\vec{y} \quad (2)$$

mit der Ausgangsnäherung

$$f^0(g) = \prod_{i=1}^I \prod_{m_i=1}^{M_i(g)} (N_i^{(0)} \tilde{P}_{h_i}^{(0)}(g^{-1}h_{m_i}))^r \quad (3)$$

$$N_i^{(0)} = \int_{B_1^{uv}} d\vec{y} / \int_{B_1^{uv}} \tilde{P}_{h_i}(\vec{y}) d\vec{y} \quad (4)$$

gegeben, wobei eine Lösung $f^{(n)}(g)$ vereinbarungsgemäß immer auf $\partial\mathbb{T}^2$ normiert ist. Die wegen der Unvollständigkeit der Polfiguren für die Reproduktionsaufgabe zusätzlich unbekannt Normierungsfaktoren N_i werden dabei gleichzeitig mit der gesuchten OVF bestimmt.

Unter Beachtung der für eine OVF-Bestimmung notwendigen Bedingung, daß wenigstens eine Einzelorientierung eindeutig bestimmbar sein muß /2/, kann dabei die Form und Größe der Meßbereichs B_1^{uv} praktisch beliebig sein. Erste Testrechnungen zeigen /2/, daß trotz in diesem Sinne maximaler Restriktion der eingegebenen Polfigurdaten (notwendige Bedingung gerade erfüllt) eine OVF-Reproduktion einschließlich konditioneller Geisterkorrektur im Rahmen des objektiv begrenzten Auflösungsvermögens im Prinzip möglich ist.

Literatur

/1/ Matthies, S., G.W. Vinel, Phys. Status Solidi B112 (1982) K111, K115
 /2/ Helming, K., Dissertation. ZfK Rossendorf, 1985

FEHLERANALYSE IN DER QUANTITATIVEN TEXTURANALYSE MITTELS GRUPPENTHEORETISCHER INVARIANTEN

S. Matthies und G.W. Vinel⁺

Zentralinstitut für Kernforschung, Bereiche KP und G⁺

Für das Anliegen einer noch zu schaffenden echt quantitativen Texturanalyse (QTA), die im Endeffekt gesicherte Werte der Orientierungsverteilungsfunktion (OVF) $f(g)$ liefern soll, sind u.a. eine saubere Behandlung des Meßuntergrunds in den Polfiguren, sowie Fehleranalysen unumgänglich. Diese Forderung wird noch dadurch bestärkt, daß im Unterschied zur bisherigen Domäne der QTA, der Metallkunde (kubische Kristallsymmetrie, relativ scharfe Texturen), in letzter Zeit verstärkt geowissenschaftliche Proben mit niedriger Kristallsymmetrie und schwachen Texturen betrachtet werden, bei denen sowohl die Geistereffekte als auch die Phonproblematik (physikalischer Untergrund in der OVF) noch stärker zum Tragen kommen. Für die Charakterisierung der Güte der experimentellen (bereits korrigierten) Ausgangsdaten, insbesondere ihrer Kompatibilität, können bestimmte gruppentheoretische Aussagen von Nutzen sein.

Wegen $L(G_B, 1) = 1$ für $l = \lambda = 4, 6, 8, 10, 14$ und $G_B = 0$, folgt für die F-Koeffizienten der \vec{h}_1 -Polfiguren^{/1/} z.B.

$$\tilde{F}_\lambda^\psi(\vec{h}_1) / \tilde{F}_\lambda^{\psi'}(\vec{h}_1) = c_\lambda^{1,\psi} / c_\lambda^{1,\psi'} \quad \text{ist } \vec{h}_1\text{-unabhängig und} \quad (1)$$

$$\left[\tilde{F}_\lambda^\psi(\vec{h}_1) / Y_{\lambda,1}^*(\vec{h}_1) \right] / \left[\tilde{F}_\lambda^{\psi'}(\vec{h}_1) / Y_{\lambda,1}^*(\vec{h}_1) \right] = 1 \quad (2)$$

Diese Invarianten bestätigen sich für Standardpolfiguren in guter Qualität, zeigen aber auch, daß die numerische Berechnung der F-Koeffizienten (Integrale mit stark oszillierenden Funktionen) nicht problemlos ist und bereits zu spürbaren Verfälschungen in den Startwerten der üblicherweise zur OVF-Reproduktion benutzten Reihenmethode führen kann. Für experimentelle Polfigurdaten mäßiger Qualität sind die Invarianzstörungen beachtlich.

Da der Phon $F = \min f(g)$ zwar klein ($0 \leq F \leq 1$) gegenüber $\max f(g)$ ist, jedoch den nicht-texturierten Anteil der Kristallite einer Probe bestimmt, können relativ geringe Fehler bei der Meßuntergrundbestimmung große Phonfehler bewirken, die wegen der Gesamtnormierung der Polfiguren zu Kompatibilitätsstörungen führen.

Werden die nicht sauber korrigierten unnormierten Polfigurdaten $\bar{P}_{\vec{h}_1}(\vec{y})$ durch den Ansatz

$$\bar{P}_{\vec{h}_1}(\vec{y}) = K_1 \tilde{P}_{\vec{h}_1}(\vec{y}) + c_1, \quad \text{mit} \quad \int_Y \tilde{P}_{\vec{h}_1}(\vec{y}) d\vec{y} = 4\pi \quad (3)$$

darstellt und ein c_1 (z.B. c_1) als bekannter Basiswert zugrunde gelegt, gelingt es unter Ausnutzung der verallgemeinerten Beziehung (2) eine Iterationsprozedur anzuschreiben^{/2/}, die es erlaubt, die anderen K_1 und c_1 zu bestimmen und somit eine Nachkorrektur der experimentellen Daten vorzunehmen.

Modellrechnungen und erste Tests mit experimentellen Polfiguren bestätigen diese Überlegungen und führen wegen der erhöhten Kompatibilität zur Verbesserung von Reproduktionsergebnissen einschließlich automatischer geistiger Korrektur mit Hilfe der WIMV-Methode^{/3/}.

L i t e r a t u r

- /1/ S. Matthies, Aktuelle Probleme der quantitativen Texturanalyse, ZfK-Institutspublikation 480 (1982), 211 S., ISSN 0138-2950.
- /2/ S. Matthies, Annalen der Physik (1985) im Druck.
- /3/ S. Matthies, G.W. Vinel, phys. stat. sol. (b) 112, K111, K115 (1982).

THE EXCITATION FUNCTION OF THE $^{89}\text{Y}(d,2n)^{89}\text{Zr}$ REACTION

D. Degering and S. Unterricker
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

For the $^{89}\text{Y}(d,2n)^{89}\text{Zr}$ reaction used for the yttrium determination by deuteron activation of geological samples there is no information about the cross section in the literature (see for example [1]).

To determine the excitation function we made samples applying the stacking foil technique. Between two iron foils, each of $8.2\mu\text{m}$ thickness, a small layer of Y_2O_3 -powder was bound by a silicone resin. The resin was used to obtain a sufficient heat resistance of the samples during the irradiation. Then twelve of such sandwiches were piled up on an aluminium backing also by the resin as adhesive. The targets were irradiated in the internal beam of the Rossendorf cyclotron ($0.5\mu\text{A}$ for 1h). After the cooling down of short living activities the γ -spectre of the separated sandwiches were measured by a 28cm^3 Ge(Li)-detector. The reactions in the iron foils which could be detected were: $^{54}\text{Fe}(d,n)^{55}\text{Co}$, $^{56}\text{Fe}(d,2n)^{56}\text{Co}$, $^{56}\text{Fe}(d,n)^{57}\text{Co}$ and $^{57}\text{Fe}(d,2n)^{57}\text{Co}$. The following strong γ -lines of the product nuclides were utilized for the further interpretation: $^{55}\text{Co}(T_{1/2}=17.5\text{h})$ - 477keV, $^{56}\text{Co}(T_{1/2}=77\text{d})$ - 847keV, 1238keV. ^{57}Co wasn't applied because two reactions are superimposed in this case.

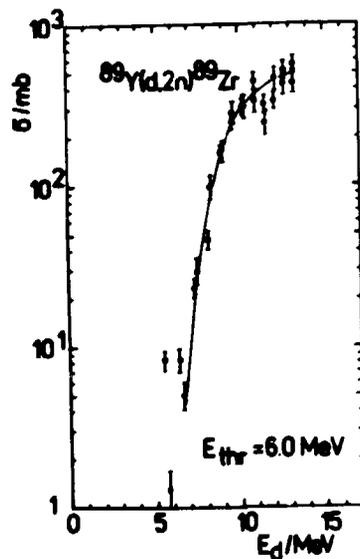


Fig. 1
Excitation function of the $^{89}\text{Y}(d,2n)^{89}\text{Zr}$ reaction.
 E_{thr} : threshold energy

We obtained with the nuclide data from [3] a Q-value of $Q=-5.8\text{MeV}$ and a threshold energy of the investigated reaction $E_{\text{thr}}=6.0\text{MeV}$. Our results are in good agreement with the excitation functions based on a semiempirical theory presented in [4,5]. With the relations in [4,5] we estimated a maximum position of $\sigma(E)$ at $E_{\text{max}}=17.2\text{MeV}$ with a cross section of $\sigma_{\text{max}}=0.95$ barn.

References

- [1] Keller, K. A., J. Lange, H. Münzel, Q-values and excitation functions of nuclear reactions, Landolt-Börnstein, New Series Vol. I 5b, Berlin (1973)
- [2] Clark, J. W. et al., Phys. Rev. 179 (1969) 1104
- [3] Ebert, H. (editor), Physikalisches Taschenbuch, Braunschweig (1976)
- [4] [1] Vol. 5c, Berlin (1974)
- [5] Röhm, H. F. et al., Nucl. Instr. Methods 113 (1973) 101

The mean deuteron energies in the single sandwiches were determined by fitting of our measured excitation function for the $^{54}\text{Fe}(d,n)^{55}\text{Co}$ reaction to the energy dependent cross sections of this reaction in the literature [2]. The maximum cross section of this reaction is reached at 7.6MeV. The deuteron flux was calculated from the intensities of the 477keV γ -line of ^{55}Co and the 847keV and 1238keV lines of ^{56}Co using the cross section values published in [2] of the corresponding reactions.

Knowing the mean deuteron energies in the sandwiches and the particle flux and taking into account the detection efficiency of the detector we could calculate the excitation function of the reaction from the intensities of the $^{89}\text{Zr}(T_{1/2}=78\text{h})$ 909keV γ -line. The results are collected in Fig.1. At 13.5MeV a σ -value of 0.5barn was obtained. The main sources of error are thickness variations of the Y_2O_3 -layers, periphery effects caused by the preparation of the foil packs and uncertain σ -values of the iron reactions in literature. Furthermore, errors from the determination of detection efficiency and Y_2O_3 -mass influence the σ -values.

We obtained with the nuclide data from [3] a Q-value of $Q=-5.8\text{MeV}$ and a threshold energy of the investigated reaction $E_{\text{thr}}=6.0\text{MeV}$. Our results are in good agreement with the excitation functions based on a semiempirical theory presented in [4,5]. With the relations in [4,5] we estimated a maximum position of $\sigma(E)$ at $E_{\text{max}}=17.2\text{MeV}$ with a cross section of $\sigma_{\text{max}}=0.95$ barn.

DETERMINATION OF SMALL YTTRIUM CONCENTRATIONS IN GEOLOGICAL SAMPLES BY DEUTERON ACTIVATION ANALYSIS

D. Degering and S. Unterricker
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Yttrium has some importance in geochemical investigations because of its behaviour similar to that of the rare earth elements. Furthermore, it serves as an alloying element for special steels and as a component of micro wave ferrites.

The determination of the Y-content in geological samples by the usual method instrumental neutron activation analysis (INAA) is impossible. The (n, γ) reactions either possess a small activation cross section or produce only a nuclide with weak γ -lines (see for example [1]). Therefore we used the deuteron activation analysis for this purpose. The utilized reaction was $^{89}\text{Y}(d, 2n)^{89}\text{Zr}$. ^{89}Zr has a strong γ -line at 909keV and a half life of 78 hours. We determined for this reaction a cross section of about 0.5barn at 13.5MeV deuteron energy (see the previous paper). Taking into account that the deuteron ranges depend on the composition of the material and thus the absolute determination of the Y-concentrations is difficult because of the various thick target yields we used the internal standard method.

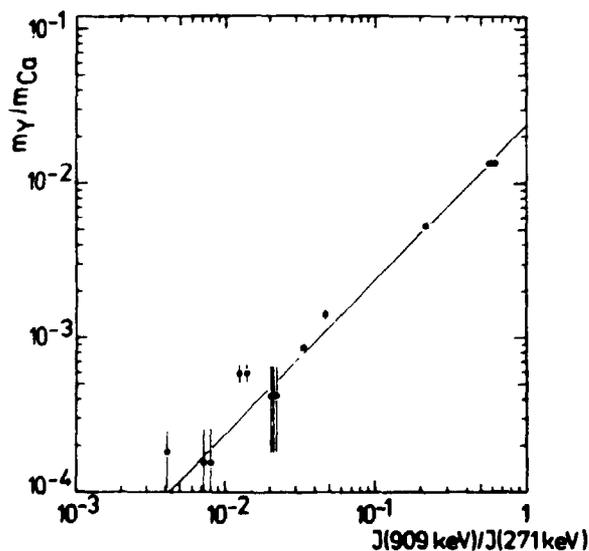


Fig.1
Calibration curve for the Y-determination in samples containing Ca: ratio Y to Ca-mass vs. ratio of the intensity of the 909keV γ -line from ^{89}Zr to that of the 271keV line from ^{44m}Sc

the Y- to the Ca-mass. The dependence of the mass ratio on the intensity ratio is shown in Fig.1. The deviations of the points for small Y-concentrations are caused by inhomogeneities of the standard $\text{CaCO}_3/\text{Y}_2\text{O}_3$ -mixtures. The slope of the calibration curve providing a standard geometry was found to be $\frac{m(\text{Y})/m(\text{Ca})}{J(909 \text{ keV})/J(271 \text{ keV})} = 2.35 \cdot 10^{-2}$

By this method it is possible to determine with one irradiation the Yttrium content of four powdered samples with a sensitivity in the ppm region.

References

- [1] Pfrepper, G. et al., Spurenbestimmung durch Neutronenaktivierung, Akad. Verl. Ges., Leipzig (1981)

For the investigation of samples with known calcium content we calibrated the method by means of $\text{CaCO}_3/\text{Y}_2\text{O}_3$ -mixtures. The powders were bound on an aluminium backing by a silicone resin which has a sufficient thermal stability during the irradiation. The purity of the silicone resin was tested by conventional INAA and deuteron activation analysis. The targets had a thickness of about 0.5 mm to stop the deuterons completely and were irradiated by 13.5MeV deuterons in the internal beam of the Rossendorf cyclotron (0.5...1 μA for 1h). The measurement of γ -spectra was done after an appropriate cooling down by a $28 \text{ cm}^3 \text{ Ge(Li)}$ detector. Ca served by means of the $^{44}\text{Ca}(d, 2n)^{44m}\text{Sc}$ and $^{43}\text{Ca}(d, n)^{44m}\text{Sc}$ reactions as the internal standard. ^{44m}Sc has a strong γ -line at 271keV and a half life of 58hours. The intensity ratio of the 909keV γ -line from ^{89}Zr to the 271keV line from ^{44m}Sc must be proportional to the ratio of

Fluor-Tiefenprofilierung in menschlichen Zahnschmelz

U. Wolf, H.-E. Zschau und G. Otto

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Seit mehr als einem Jahrzehnt ist geechert, daß den Fluoriden eine entscheidende Rolle in der Kariesprävention zukommt, da sie einerseits die Säurelöslichkeit des Zahnschmelzes herabsetzen und andererseits ein "Remineralisationskatalysator" sind /1/. Weniger bekannt ist jedoch der Mechanismus der F-Einlagerung in den Schmelz. Erste Anhaltspunkte hierzu lassen sich aus der Bestimmung von F-Tiefenprofilen nach exogener F-Zufuhr gewinnen.

In Anknüpfung an /2/ wurden die Untersuchungen zur F-Tiefenprofilierung mittels Resonanzreaktionen systematisch weitergeführt, wobei vorerst aus der biologischen Natur der Proben resultierende methodische Fragen im Mittelpunkt standen. Zur Profilierung genutzt wurden die beiden Resonanzen der $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$ -Reaktion bei $E_p = 872 \text{ keV}$ und $E_p = 935 \text{ keV}$ ($\Gamma = 4,7 \text{ keV}$ bzw. $8,1 \text{ keV}$, $E_\gamma = 6,129, 6916 \text{ und } 7115 \text{ keV}$) und die Resonanz der Kernreaktion $^{19}\text{F}(p, p' \gamma)^{19}\text{F}$ bei $E_p = 935 \text{ keV}$ ($\Gamma = 8,1 \text{ keV}$, $E_\gamma = 110 \text{ keV}$).

Die an einer Reihe von Zähnen ermittelten Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Ergebnisse von F-Profilmessungen sind reproduzierbar; erhaltene F-Verteilungen aus unterschiedlichen Kernreaktionen stimmen überein;
- bei nahezu allen untersuchten Zähnen ist die F-Konzentration im Oberflächenbereich (ca. $0,5 \mu\text{m}$) am größten und nimmt nach dem Zahninnern unterschiedlich stark ab;
- trotz des ähnlichen qualitativen Verlaufs zeigen sich bei Zähnen verschiedener Individuen größere Unterschiede sowohl in der Oberflächenkonzentration als auch in der Steilheit des Abfalls;
- F-Profile verschiedener Zähne (nur für symmetrische Stellung im gleichen Kiefer untersucht) sind vergleichbar (s. Abb. 1);
- die F-Profile an verschiedenen Punkten eines Zahnes zeigen einen gleichen qualitativen Verlauf mit einer Zunahme der F-Konzentration von der Schneidekante bis zum Zahnhals im untersuchten Tiefenbereich (bis ca. $5 \mu\text{m}$).

Gezielte Versuche zur exogenen F-Zufuhr sind in Vorbereitung.

Die Gewinnung des Konzentrationsprofils aus den gemessenen Ausbeutekurven erfolgte mit dem von Kregar et al. in /2/ angegebenen Verfahren.

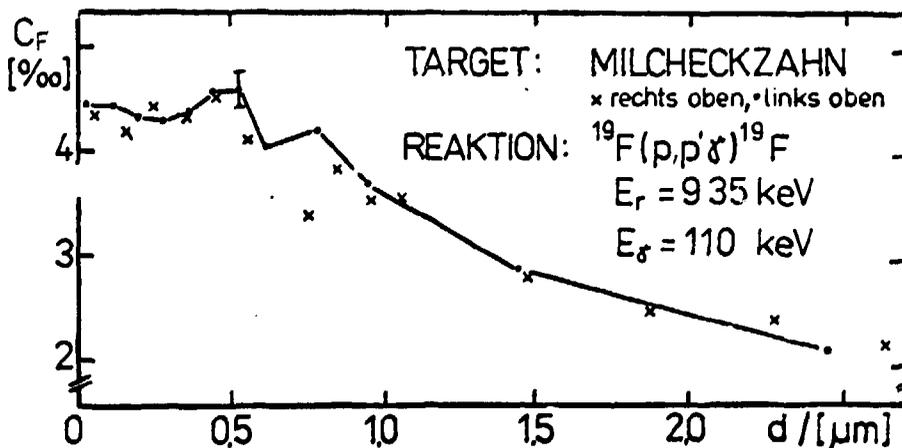


Abb. 1:
F-Tiefenprofile im Schmelz zweier Milchzähne aus dem gleichen Oberkiefer

LITERATUR

- /1/ Ahrens, G. et al., Dtsch. zahnärztl. Z. 38 (1983) 576-79
- /2/ Lehner, F., Lehmann, D., Jahresbericht 1981, ZfK-488 (1982) 170
- /3/ Kregar, M., et al., Nucl. Instr. & Meth. 142 (1977) 495

Stabilität biologischer Proben während der Elementanalyse mittels PIXE

J. Vogt, H.-E. Zechau und G. Otto

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik

Zur Spurenelementanalyse biologischer Substanzen wird die Spektroskopie protoneninduzierter Röntgenstrahlung in immer größerem Umfang eingesetzt. In den meisten Fällen werden dünne Targets präpariert (Energieverlust der Protonen kleiner als 10 % der Inzidenzenergie), denen ein Standard zur Gewinnung eines Bezugswertes zugesetzt wird. Diese "Methode des internen Standards" vermindert den Einfluß einer eventuell durch den Ionenbeschuß erzeugten Änderung der Matrixzusammensetzung der biologischen Proben auf das Analyseergebnis sehr stark. Einer der wesentlichen Vorteile der PIXE-Methode ist es, ortsaufgelöste Analysen durchführen zu können. Die Aufnahme lateraler Elementverteilungen setzt aber voraus, daß die Struktur der Probe nicht durch Targetpräparation und Ionenbeschuß verändert wird; d. h. das Zufügen eines internen Standards ist nicht mehr möglich und der Einfluß des Ionenbeschusses muß bekannt sein.

Zur Untersuchung der Ionenbeschuß-Problematik wurden die IAEA-Standardproben MA-A-2 (Muschelgewebe) und MA-M-2 (Fischgewebe) zu Pellets von 10 mm Durchmesser und 1 mm Dicke gepreßt und mit 100 nm Aluminium bedampft. Die Targets wurden mit Protonen der Energie $E_p = 1,7$ MeV bei mittleren Strahlenströmen von 200 μ A und einem Strahldurchmesser von 1 mm beschossen. Die emittierte Röntgenstrahlung wurde mit dem energiedispersiven Röntgenspektrometer EDR 183 spektrometriert (Auflösung 195 eV bei 5,9 KeV). Durch wiederholte Bestrahlungen der gleichen Probenstelle wurde die Abhängigkeit der Röntgenausbeute pro μ C von der insgesamt akkumulierten Ladungsmenge für die Cl-K α und K-K α -Linie bestimmt. Bei beiden Proben wurde ein starker Anstieg der Ausbeute bis 0,5 μ C Belastung beobachtet (Abb. 1: MA-M-2-Probe). Der Ausbeuteanstieg deutet auf ein Entweichen leichter Bestandteile der Matrix hin, wobei der geringe Ionenstrom thermische Effekte weitgehend ausschließt. Als Ursache nehmen wir das durch Ionisationseffekte verursachte Aufbrechen chemischer Bindungen an, wodurch Wasserstoff- und Sauerstoffatome flüchtig werden können [1, 2].

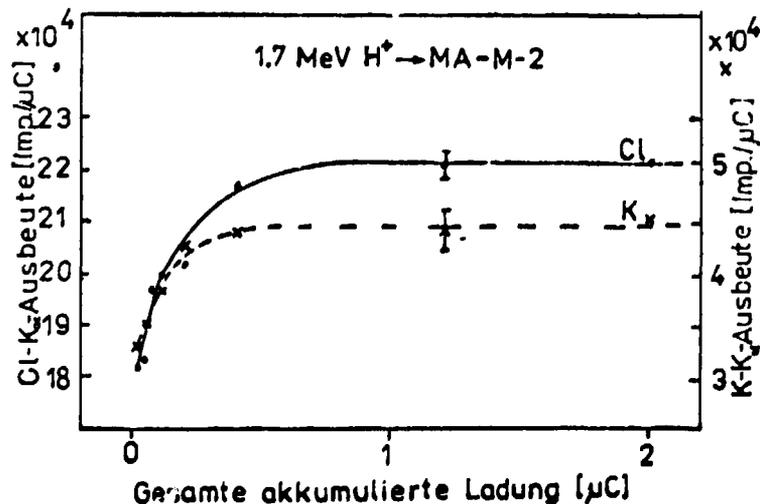


Abb. 1: Röntgenstrahlungsausbeute pro μ C in Abhängigkeit von der insgesamt akkumulierten Ladungsmenge

LITERATUR

- /1/ A.C. Xenoulis et al. J. of Radioanal. Chem. 77 (1983) 207
- /2/ R.M. Sealock et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 218 (1983) 217

BESTIMMUNG DES IONENAUSTAUSCHGRADES VON ZEOLITHEN MITTELS PIXE UND PIGE

H. Frey, S. Frey*

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Experimentalphysik*

Zeolithe sind poröse Kristalle aus AlO_4 - und SiO_4 -Tetraedern, die in ihren intrakristallinen Poren Kationen zur Neutralisation der negativen Gitterladung besitzen. Durch eine Änderung der Art und Anzahl der Kationen können wesentliche Eigenschaften der Zeolithe gezielt verändert werden /1/. Gegenwärtig werden Zeolithe industriell als Molsiebe, Ionenaustauscher und Katalysatoren eingesetzt.

Mit Hilfe spezieller NMR-Untersuchungen (Nuclear Magnetic Resonance) konnte im WB Experimentalphysik erstmalig die Ausbildung von Transportwiderständen in der Oberflächengrenzschicht der Zeolithkristalle infolge unterschiedlicher Herstellungs- und Behandlungsbedingungen als Ursache verschlechterter Adsorptionseigenschaften nachgewiesen werden /2/. Im Zusammenhang mit diesen Untersuchungen wurde aus reinem NaA-Zeolith eine Serie von NaCaA-Zeolithen mit unterschiedlichem Ca^{2+} -Gehalt hergestellt, an denen mittels PIXE (Proton-Induced X-Ray Emission) und PIGE (Proton-Induced Gamma-Ray Emission) der Ionenaustauschgrad und Verunreinigungen bestimmt wurden. Während mittels PIXE die im Zeolith befindliche Ca-Menge ermittelt wurde, dienen die PIGE-Messungen zum Nachweis des noch im Zeolith verbliebenen Natriums. Die beiden unabhängigen Meßergebnisse liefern Informationen über den Ionenaustauschgrad und über die Qualität des Austausches. Außerdem konnten aus dem Gammasktrum Verunreinigungen durch leichte Elemente (z. B. F) und aus dem Röntgenspektrum durch schwerere Elemente (z. B. Cl, K, Fe) bestimmt werden.

Die Pulverproben wurden in Tabletten von 10 mm Durchmesser gepreßt. Die Messungen erfolgten bei einer Protonenenergie von 1.7 MeV, wobei Ladungsmengen zwischen 0.5 μC und 10 μC gesammelt wurden. Die emittierte Gammastrahlung wurde mit einem NaJ(Tl)- oder einem Ge(Li)-Detektor und die Röntgenstrahlung mit einem Si(Li)-Detektor energetisch spektrometriert. Die Ermittlung des Ionenaustauschgrades sowie der Konzentration der Verunreinigungen erfolgte durch den Vergleich mit entsprechenden Standards.

Die Tabelle 1 zeigt einige Meßergebnisse. Die chemische Analyse erfolgte im VEB Chemiekombinat Bitterfeld, wobei der Ionenaustauschgrad anhand des Ca-Gehaltes bestimmt wurde. Während für viele Proben eine gute Übereinstimmung der Werte der chemischen Analyse, der PIXE- und der PIGE-Messung erreicht wurde, wichen die Werte bei einigen Proben stark voneinander ab. Bei Probe 5 erfolgte ein Teil des Ionenaustausches gegen Kalium, so daß der Vergleich der PIXE-Messung mit einem Ca-Standard einen falschen Wert lieferte. In der Probe 2 wurde neben einer großen Menge Ca auch viel Cl (2,2 %) gefunden, was durch eine schlechte Auswaschung des Zeoliths und somit durch Reste nichtausgetauschten und nichtausgewaschenen Kalziums zu erklären ist.

Probe	chem. Analyse	PIXE	PIGE	
1	73.8 ± 1.5	---	76 ± 5	Tab. 1: Ionenaustauschgrad (%) ausgewählter Zeolithproben, bestimmt durch eine chemische Analyse bzw. PIXE- und PIGE-Messungen
2	---	120 (!)	82 ± 5	
3	71.4 ± 1.5	69.0 ± 2.8	67.6 ± 2.0	
4	69.5 ± 1.5	69.9 ± 2.8	69.4 ± 2.0	
5	74.4 ± 1.5	62.7 ± 2.5	73.3 ± 2.2	
6	66.6 ± 1.5	67.7 ± 2.7	69.5 ± 2.0	

Literatur

/1/ R.M. Barrer, Hydrothermal Chemistry of Zeolites, Academic Press, London, 1982

/2/ J. Kärger, H. Pfeifer, W. Heink, Proc. 5th Int. Conf. Zeolites, Reno, 1983

ZUR BESTIMMUNG DER Br^- -IONENKONZENTRATION IN $\text{TSCC}_{1-x}\text{B}_x$ -MISCHKRISTALLEN

D. Lehmann, J. Riedel[†] und W. Windch[†]

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

[†] WB Struktur der Materie

Beim ferroelektrischen Material $\text{TSCC}_{1-x}\text{B}_x$ bestimmt der gegen Cl^- -Ionen ausgetauschte Anteil an Br^- -Ionen empfindlich die Temperaturabhängigkeit des bekannten Phasenübergangs 2. Ordnung für TSCC nahe 131 K /1/. Die aus der Lösung mit vorgegebenem Mischungsverhältnis gezogenen Kristalle zeigten dabei aber häufig Abweichungen im real eingebauten Br^-/Cl^- -Anteil. Die bisher zur Stoffanalyse verwendete komplexometrische Titration führt neben einem vergleichsweise großen Analysenfehler (ca. 5 %) auch zur Zerstörung des Kristalls, so daß erst nach Abschluß der anderen Untersuchungen (z. B. EPR- oder DK-Messungen) diese quantitative Stoffanalyse vorgenommen werden konnte.

Durch Verwendung der RBS-Technik mit Helium-Ionen gelang es, im oberflächennahen Bereich der Proben den Br-Anteil relativ zu Cl unter Voraussetzung eines sich nicht ändernden Ca-Anteils zu bestimmen. Abb. 1 zeigt die Meßgeometrie und ein aufgenommenes Spektrum. Die Rechnerauswertung /2/ der Spektren führte auf signifikante Abweichungen zur Vorgabe

$x_{\text{Br, nom}}$ im Lösungsansatz für die Kristallzüchtung (s. z. B. Abb. 1). Zur Verhinderung einer Zerstörung der Meßobjekte wurden Ionenströme unter 10 nA verwendet. Sich anschließende DK- und EPR-Untersuchungen zeigten im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Qualitätsänderung der Proben /3/.

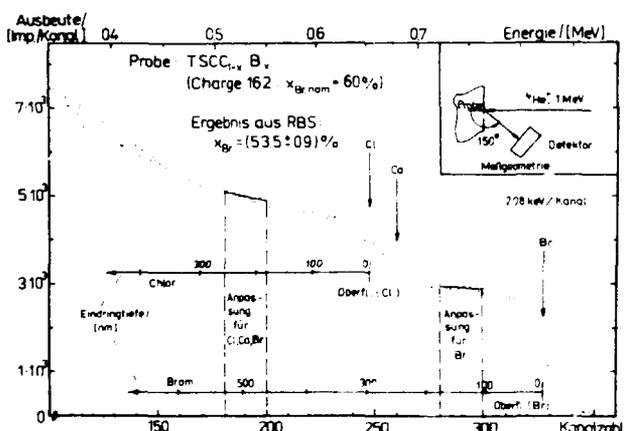


Abb. 1: Beispiel eines ausgewerteten RBS-Spektrums von $\text{TSCC}_{1-x}\text{B}_x$

Literatur

/1/ Van Troeck, E.: Krist. u. Techn. 13 (1978) 513

/2/ Wolf, U., Fiedler, A. und D. Lehmann: Gemeinsamer Jahresbericht 1983, Zfk-530 (1984) 152

/3/ Riedel, J.: Dissertation A, KMU Leipzig (1982)

STRALENSCHADEN IN GaAs NACH NIEDERENERGETISCHEM IONENSTRAHLTZEN

R. Flaggmeyer

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

R. Fehner

Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung, Leipzig, Bereich Strahlenforschung

In der Ionenstrahlröhrgechliffenlage /1/ mit 2.5 keV Ar^+ -Ionen im Dosisbereich 10^{14} ,... 10^{17} cm^{-2} geätzte GaAs-Proben wurden mittels RBS/Channeling analysiert. Die Dicke der geschädigten Schicht wurde aus den Flächeninhalten der 100 -Oberflächenpeaks in normaler Rückstreuengeometrie sowie bei 5° streifendem Austritt ermittelt (Abb. 1). Der Anfangswert für die ungesputterte Oberfläche (erste Atomlagen und Oxidschicht) betrug $8 \cdot 10^{15} \text{ at} \cdot \text{cm}^{-2}$ und entsprach damit den Literaturwerten, z. B. /2/. Die Gitterschädigung nimmt schnell mit der Ionendosis zu und erreicht bei ca. $10^{16} \text{ Ar}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ einen Sättigungswert

von ca. $4.1 \cdot 10^{16}$ at \cdot cm $^{-2}$ entsprechend einer Schichtdicke $d = 7.5$ nm (Abb. 2). Die Resultate befinden sich in Übereinstimmung mit Messungen von Williams /3/ bei vergleichbaren Ionenenergien.

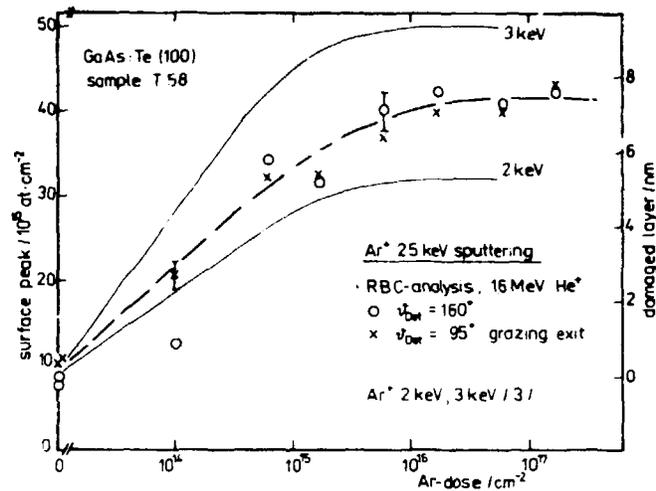
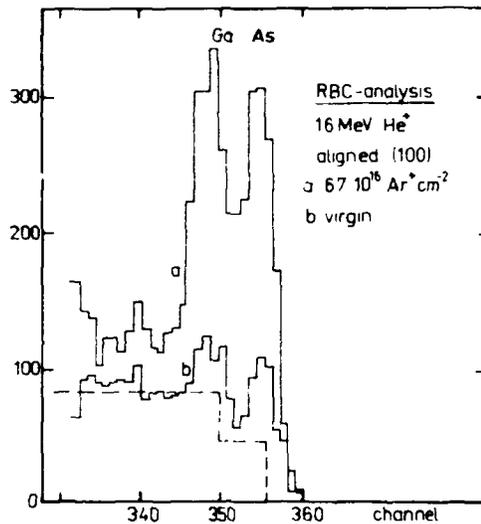


Abb. 1: Kanalierte Rückstreuenspektren

Abb. 2: Dosisabhängigkeit der Strahlenschäden

Literatur

- /1/ Bigl, F. u. a.: Jahresbericht Zfk - 503 (1983) 95
- /2/ Strömshelm, J.P. et al.: phys. stat. sol. (a) 39 (1977) 167
- /3/ Williams, R.S.: solid state commun. 41 (1982) 153

RBC-ANALYSE VON ERDALKALIFLUORIDSCHICHTEN AUF GaAs

R. Flüggeyer und B. Schumann $^{+}$

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

$^{+}$ Sektion Chemie, WB Kristallografie

Nach dem flash-Verfahren aufgedampfte CaF $_2$ - und Ca $_x$ Sr $_{1-x}$ F $_2$ -Schichten auf (100)GaAs-Substrat wurden mittels RBS/Channeling analysiert. Die Auswertung der mit 1.2 und 1.6 MeV He $^{+}$ -Ionen bei Normalgeometrie und 12 $^{\circ}$ streifendem Austritt aufgenommenen Rückstreuenspektren erfolgte über das Ca- bzw. Sr-Signal der Epitaxialschichten. Im Vergleich zum CaF $_2$ (misfit 3.36 %) zeigen die bezüglich der Gitterkonstante an das GaAs-Substrat angepaßten Ca $_{0.43}$ Sr $_{0.57}$ F $_2$ -Schichten eine höhere Perfektion. In beiden Fällen jedoch ist der \approx 3mal größere Ausdehnungskoeffizient gegenüber dem Substrat Ursache hoher Spannungen und damit verbundener Defekte.

Variiert wurden die Substrattemperatur, die Ausheiltemperatur und -zeit und die Schichtdicke. In einzelnen Fällen konnten für die Mischkristallschichten χ -Werte um bzw. unter 10 % gemessen werden. Die höchste Qualität dieser noch wenig untersuchten Systeme /1/ wird bisher bei Substrattemperaturen $T_{sub} = 500 \dots 525^{\circ}$ C und Schichtdicken $d = 50 \dots 60$ nm erreicht, wobei die Temperbehandlung von geringerem Einfluß ist.

Literatur

- /1/ S. Siskoe et al., J. Appl. Phys. 56 (1984) 1642

ZUR BESTIMMUNG DES URANGEHALTES VON BRENNSTOFFKASSETTEN

G. Winter, M. Freitag und W. Schulze

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Ein relativer Vergleich des Urangehaltes neuer Brennstoffkassetten kann mit Hilfe der beim Zerfall von Uran ausgesendeten γ -Strahlung erfolgen. Absolute Werte ergeben sich erst durch einen Vergleich mit einer Norm-Kassette, deren absoluter Urangehalt durch quantitative chemische Analyse bestimmt werden muß. Während das Isotop ^{235}U durch die beim Zerfall auftretende Strahlung (siehe Tabelle 1) direkt nachgewiesen wird, läßt sich das Isotop ^{238}U nur indirekt durch die Strahlung des Tochterkerns $^{234\text{m}}\text{Pa}$ bestimmen.

Um einen repräsentativen Mittelwert der Strahlungsintensität für die gesamte Kassette zu erhalten, wurde die Kassette mit einer Geschwindigkeit von 4 mm/min an einem Ge-Detektor vorbeigeführt und dabei mit zwei Umdrehungen in der Minute um die Längsachse gedreht. Hierdurch können unterschiedliche Uranverteilungen in den Kassetten weitgehend ausgeglichen werden.

Unterschiedliche Werte für die Selbstabsorption der γ -Strahlung können durch eine Analyse der Intensitätsverhältnisse berücksichtigt werden (siehe Tabelle 1). Ein Vergleich der aufgrund der Detektoreffektivität und des Zerfallsschemas für ^{235}U berechneten Linienstärken mit dem Mittelwert der gemessenen Linienstärken (Spalten 2 und 3) zeigt den Einfluß der Selbstabsorption im Uran, die für die 144-keV-Linie etwa 60 % größer ist als für die 186-keV-Linie. Falls in einer Kassette infolge lokaler Urananhäufungen eine größere Selbstabsorption auftritt, würde sich eine geringere Linienstärke für die 144-keV-Linie ergeben. Der Meßwert für die totale Intensität der 186-keV-Linie müßte in diesem Fall vergrößert werden, bevor eine Umrechnung in den Gehalt von ^{235}U erfolgen kann. Die zur Bestimmung von ^{238}U verwendete 1001.2-keV-Linie unterliegt der Selbstabsorption nur in geringem Maße. Die Ergebnisse für eine Serie von 12 Kassetten sind in Abbildung 1 dargestellt. Da die Abweichungen vom Mittelwert in Tabelle 1 im Bereich der Fehler (1 %) liegen, lassen sich Korrekturen des ^{235}U -Gehaltes nur in der Größenordnung der Fehler begründen.

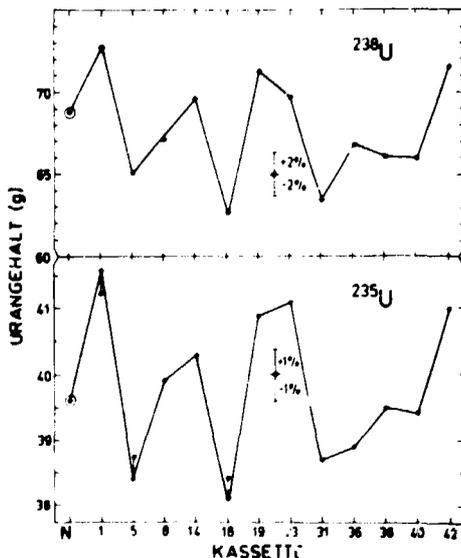


Abbildung 1.
Urangehalte von 12 Kassetten im Vergleich mit einer Norm-Kassette. Der ^{235}U -Gehalt wurde für die Kassette 01 um 1 % erhöht, während für die Kassetten 05 und 18 eine Reduzierung von 1 % vorgenommen wurde. Typische Fehlergrößen sind in der Abbildung angedeutet.

Tabelle 1
Relative Linienstärken vom Zerfall des ^{235}U für die gemessenen Kassetten

E_γ , keV	$I_{\text{ber.}}$	$I_{\text{mitt.}}$	01	05	06	14	18	19	23	31	36	38	40	42	NORM
143.76	15	9.26	9.12	9.29	9.19	9.23	9.40	9.25	9.21	9.28	9.32	9.30	9.32	9.20	9.21
163.35	7.5	6.83	6.73	6.91	6.75	6.82	6.87	6.77	6.80	6.90	6.85	6.82	6.84	6.84	6.82
185.72	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
205.31	8.7	9.92	9.93	9.93	9.90	9.93	9.93	9.96	9.91	9.85	9.88	9.91	9.86	9.95	9.99

ZUR H-BESTIMMUNG IN BORHALTIGEN TARGETS

W. Rudolph, C. Bauer, D. Grambole, C. Heiser und P. Herrmann
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha, \gamma)^{12}\text{C}$ -Reaktion wird vielfach für den Nachweis von Wasserstoff sowie die Messung von H-Tiefenprofilen eingesetzt /1, 2/. Eine gute Tiefenauflösung läßt sich mit der 6,385 MeV-Resonanz ($\Gamma \approx 2$ keV) erreichen, während die Resonanz bei $E_N = 13,351$ MeV ($\Gamma \approx 30$ keV) i.a. eine bessere Nachweisempfindlichkeit ermöglicht.

Bei der Untersuchung von Proben, welche Bor enthalten, zeigte sich, daß für Inzidenzenergien $E_N \geq 10$ MeV durch Wechselwirkung der ^{15}N -Ionen mit den B-Atomen eine hochenergetische γ -Strahlung ($E_\gamma \approx 10$ MeV) ausgelöst wird, die den H-Nachweis stark stören kann. In Abb. 1 sind für ein 35 nm dickes Target die Ausbeutefunktionen für die γ -Energie-Bereiche $E_\gamma = 3.5 \dots 5$ MeV und $5 \dots 10$ MeV gezeigt. Zum Vergleich ist für $E_\gamma = 3.5 \dots 5$ MeV zusätzlich die Ausbeutefunktion eines reinen Si-Targets gezeigt.

Die H-Oberflächenkontamination des Si-Targets und der H-Gehalt des 35 nm dicken B-Targets spiegeln sich im Resonanzverhalten der Ausbeutefunktion für $E_\gamma = 3.5 \dots 5$ MeV wider. Im Falle des B-Targets ist die verbreiterte Resonanz einem mit wachsender Inzidenzenergie stark ansteigenden Untergrund überlagert, der durch die oben erwähnte γ -Strahlung verursacht wird. Im Bereich außerhalb der Resonanz gilt für das Verhältnis der γ -Intensitäten in den beiden Energiefenstern

$$\frac{I_\gamma (3.5 \dots 5 \text{ MeV})}{I_\gamma (5 \dots 10 \text{ MeV})} \approx 1.59$$

Ausgehend von diesen Ergebnissen muß zur Bestimmung geringer H-Konzentrationen in borhaltigen Proben die 6,385 MeV-Resonanz eingesetzt werden.

L i t e r a t u r

- /1/ J.P. Ziegler et al., Nucl. Instr. Meth. 149 (1978)19
- /2/ W. Rudolph et al., J. Radioanal. Nucl. Chem. 83(1984)99

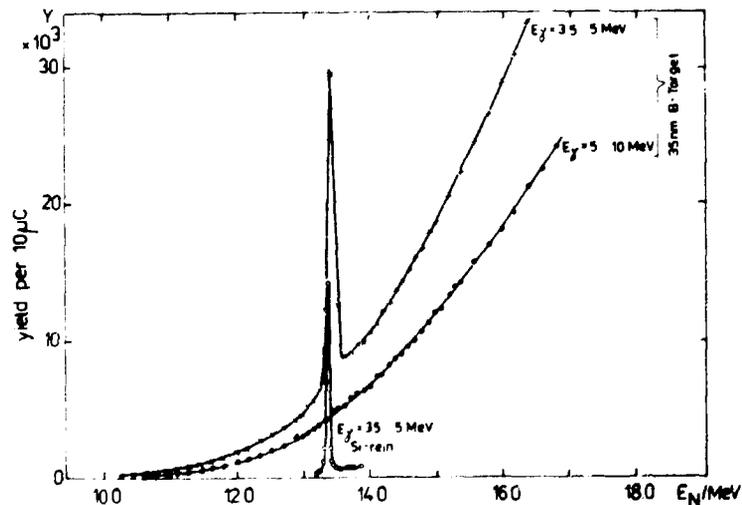


Abb. 1
 Ausbeutefunktionen eines 35 nm dicken Bortargets ($E_\gamma = 3.5 \dots 5$ MeV und $5 \dots 10$ MeV) und eines reinen Si-Targets ($E_\gamma = 3.5 \dots 5$ MeV), in Abhängigkeit v.d. ^{15}N -Energie. Die Resonanz wird durch Wasserstoff-Kontaminationen verursacht.

UNTERSUCHUNG DER ZUSAMMENSETZUNG VON BORSILIKATGLASSCHICHTEN MIT KERNPHYSIKALISCHEN METHODEN

W. Rudolph, C. Bauer, C. Döring, D. Grambole, C. Heiser, F. Herrmann und P. Urwank
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Mittels Rutherford-Rückstreuung von 1,70-MeV-He-Ionen und den Kernreaktionen $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{C}$, $E_p = 0,69 \text{ MeV}$ und $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha)^{12}\text{C}$, $E_N = 6,50 \text{ MeV}$ wurde die Zusammensetzung von Borsilikatglas-(BSG)-Schichten untersucht. Diese Schichten wurden mit CVD-Verfahren, bei variablem ($\text{B}_2\text{H}_6 + \text{Ar}$)-Zusatz, auf dicken Si-Substraten abgeschieden. Die Schichtdicke betrug ca. 500 nm.

Durch den kombinierten Einsatz von RBS und prompten Kernreaktionen wurde die Bestimmung der O-, Si-, B- und H-Konzentrationen in den Schichten möglich. Die Ergebnisse sind in Abb. 1 dargestellt. Die angegebenen Fehler sind hauptsächlich durch Ungenauigkeiten des verwendeten Bor-Standards, durch mögliche H-Ausdiffusionseffekte während der Analyse und durch den hohen Untergrund im Bereich der O-Rückstreuverteilung bedingt. Durch Abscheidung der Schichten auf speziellen Substraten und durch Optimierung der Meßmethoden sind Konzentrationsangaben mit Fehlern von etwa 2 ... 3 % erreichbar.

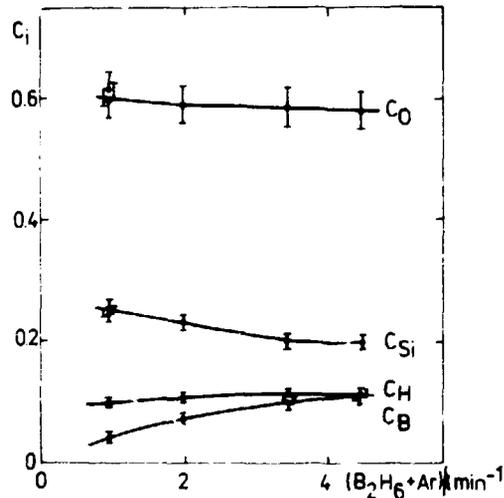


Abb. 1
Atomare Konzentrationen von O, Si, B und H in BSG-Schichten, in Abhängigkeit vom $(\text{B}_2\text{H}_6 + \text{Ar})$ -Durchfluß während der Abscheidung.

IONENMIKROSONDE AM ROSSENDORFER TANDEM-BESCHLEUNIGER

D. Grambole und P. Herrmann

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Nach Abschluß des konstruktiver Aufbaues der Ionenmikrosonde (IMS) am Rossendorfer Tandembeschleuniger /1/ zeigten erste Messungen, die durch ionenoptische Berechnungen bestätigt wurden, daß für die IMS die ionenoptischen Abbildungseigenschaften der Quadrupollinse in der Ionenleitung noch verbessert werden sollten. Dies wurde durch die Installation einer zweiten Quadrupollinse in der Ionenleitung des Beschleunigers erreicht. Der Strahlfokus auf der Gegenstandsblende der IMS konnte so von $(7,4 \times 3,0) \text{ mm}^2$ auf $(2,6 \times 2,4) \text{ mm}^2$ /2/ bei einer Größe des Energiespaltes von $(4 \times 1) \text{ mm}^2$ verkleinert und somit Strahlstrahldichte und Divergenz erhöht werden.

Für Protonen mit $E_p = 3,0 \text{ MeV}$ wurde ein Strahldurchmesser von $6 \mu\text{m}$ bei einer Gegenstandsblende von $50 \mu\text{m}$ Durchmesser erreicht (Abb. 1).

Die für die IMS infolge der hohen Effektivität besonders geeignete Nachweismethode der Rückstoßstreuung (ERD) erfordert die Feinfokussierung von schweren Ionen. Erste Versuche mit $^{14}\text{N}^{3+}$ -Ionen ($E = 7,75 \text{ MeV}$) ergaben bei einer Gegenstandsblende von $100 \mu\text{m}$ Durchmesser einen fokussierten Strahldurchmesser von $14 \mu\text{m}$ (Abb. 2).

Die Bestimmung des Fokus erfolgte durch eindimensionale Abrasterung eines Schachbrettmusters, bestehend aus einer auf Silizium aufgedampften Goldstruktur von $100 \mu\text{m}$ bzw. $50 \mu\text{m}$ Kantenlänge.

Eine rechnergesteuerte Strahlableitung mit einem neuen magnetischen Ablenkensystem ist erfolgreich getestet worden. Für den Meßbetrieb mit der IMS ist für das Mikrorechnersystem AMCA 80 noch zum Teil Hard- und Software zu erstellen.

Strahlinstabilitäten des Beschleunigers erschweren zur Zeit erheblich die Feinfokussierung.

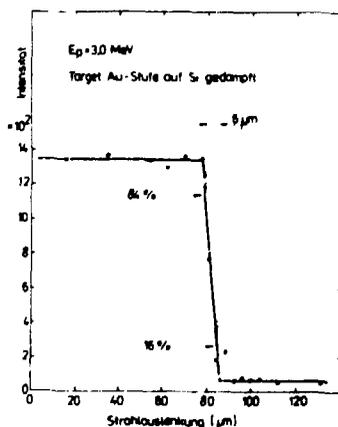


Abb. 1: Intensitätsverteilung der an Gold rückgestreuten Protonen bei eindimensionaler Rasterung des Strahles über eine gedampfte Au-Stufe

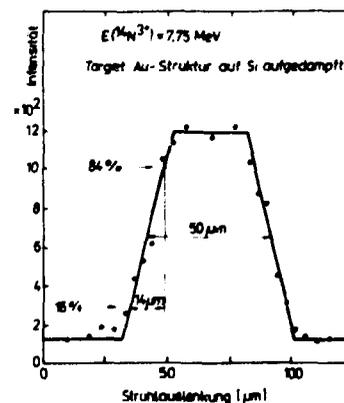


Abb. 2: Intensitätsverteilung der an Gold rückgestreuten ^{14}N -Ionen bei eindimensionaler Rasterung des Strahles über eine aufgedampfte Au-Struktur

Literatur

/1/ D. Grambole, P. Herrmann, W. Rudolph, H.-J. Thomas und H. Böhme
Jahresbericht 1982, ZfK-503 (1983) 140

/2/ M. Friedrich, private Mitteilung

GALLIUM ION MICRO BEAM WITH LIQUID METAL ION SOURCE FOR ION LITHOGRAPHY

P.K. Naehring and A. Kahn

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Ion beams with submicron dimension have been used for ion lithography, maskless pattern implantation and micro milling /1-4/. A laboratory version of an ion microprobe has been built in order to study these techniques /5/. Like similar instruments /1,4,6/, it consists of a liquid gallium ion source /7/, a lens entrance aperture, an accelerating lens, electrostatic deflection plates and a target stage, as shown in Fig. 1.

The beam entrance aperture (500 µm diameter) is located 29 mm in front of the emitting point of the liquid gallium ion source. The resulting probe current of 10 nA corresponds to a solid angle of 0.24 msr. The two-electrode Butler lens is shown in the lower part of Fig. 1. It has been designed for minimal coupling of the near

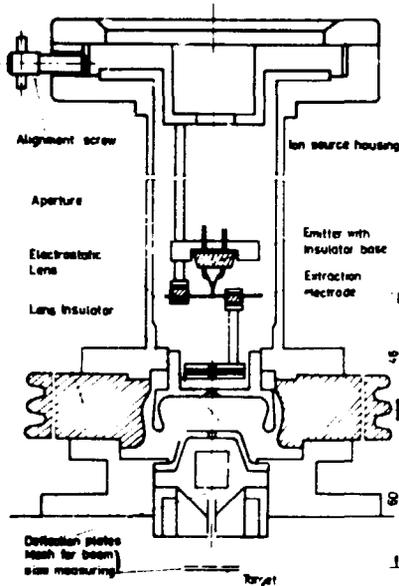


Fig. 1
Ion optical column with liquid metal ion source

axis field to uncontrollable charging of the lens insulator. This has been accomplished by a bulge ring on the electrode at source side and the hat shape of the electrode at target side. Postlens deflection of the beam in two orthogonal directions is performed by two pairs of electrostatic deflection plates. The plates are driven by a oscilloscope saw tooth voltage to scan the beam across the sample within a field of 200 µm x 400 µm.

For the given solid angle at beam entrance the probe diameter is 3 µm in agreement with calculated values /4,8/. The parameters of the gallium ion micro beam are given in Table 1. The diameter will be reduced by inserting smaller apertures. The stability of the electric circuit and the beam diagnostics have to be improved.

Table 1
Parameters of the gallium ion microprobe

Ions	Ga ⁺
Energy	30 keV
Beam diameter	3 µm
Current	10 nA
Probe current density	approx. 0.1 A/cm ²
Scan field	200 µm x 400 µm
Ion source current	10 µA

Literature

- /1/ Wagner, A., Solid State Technol., May 1983, pp. 97
- /2/ Komuro, M., H. Hiroshima, H. Tanoue, T. Kanayama, J. Vac. Sci. Technol. **B1** (1983) 985
- /3/ Miyauchi, E., H. Arimoto, H. Hashimoto, T. Utsumi, J. Vac. Sci. Technol. **B1** (1983) 1113
- /4/ Seliger, R.L., J.W. Ward, V. Wang, R.L. Kubera, Appl. Phys. Lett. **34** (1979) 310
- /5/ Naehring, P.K., A. Kahn in: Proc. Int. Conf. on Electron Beam Technology (EBT 85), Varna 1985, to be published
- /6/ Ishitani, T., H. Tamura, H. Todokoro, J. Vac. Sci. Technol. **20** (1982) 80
- /7/ Kahn, A., P.K. Naehring, Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 80
- /8/ Bartl, R.R., private communication

EMISSIONSVERHALTEN VON GA-FLÜSSIGMETALL-IONENQUELLEN MIT KONTROLLELEKTRODE

J. Mittenbacher

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Basierend auf einer Konzeption für Strahlensysteme der Elektronenmikroskopie wurden Flüssigmetall-Ionenquellen (FMI) für den Einsatz in Ionenfeinstrahlanlagen entwickelt und getestet. Der Emitter besteht im wesentlichen aus einer Wo-Drehtspitze mit einem Spitzenradius im μm -Bereich, gebondet auf einen Wo-Heizer und von einem speziellen Gallium-Reservoir versorgt. Voraussetzung einer stabilen und langzeitlichen Emission ($> 50\text{h}$) sind eine sorgfältige Präparation mittels elektrolytischer Ätzung und geeignete thermische Verfahrensschritte für eine Benetzung mit Ga, die Fließstrecken bis zu 2-3 mm garantieren. Es konnten trotz mehrmaliger Zwischenbelüftung stabile und reproduzierbare Parameter (Schwellspannung, Ionenstrom) erzielt werden. Um Forderungen nach hoher Stabilität zu entsprechen, wurde eine Regelung über eine Kontrollelektrode /1/, ähnlich der Wehneltelktrode, untersucht. Kennzeichnend für gute Emission sind steile Kennlinien I_E (Emissionsstrom)/ V_E (Extraktionsspannung) infolge des elektrohydrodynamischen Gleichgewichtes am Flüssigkeitskonus, Abb. 1. Die Schwellspannung hängt u.a. von der jeweiligen Spitzengeometrie ab.

Mit der Einfügung einer Kontrollelektrode zwischen Emitter und Extraktionselektrode kann je nach der speziellen Geometrie (Lochdurchmesser, Länge der durchragenden Wo-Nadel etc.) und der angelegten Spannung (max ± 1000 V) entweder eine Einstellung und Regelung des Emissionsstromes bei konstanter V_E oder eine Einstellung von V_E für einen bestimmten I_E gewählt werden, Abb. 2.

Letzteres ist insbesondere für die Einstellung von Spannungsverhältnissen der Ionenoptik vorteilhaft. Ein weiterer Vorteil ist die Abschirmung des Emitters.

Die Winkelverteilung der emittierten Ga-Ionen weist für die in Abb.3 angegebenen Parameter bei einer Halbwertsbreite von 600 m rad ein Plateau auf. Mit einer nachfolgenden Einzellinse und einem Ablenssystem wurden mit dieser FMI erste Versuche zur Feinfokussierung durchgeführt.

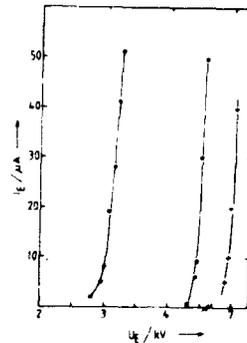


Abb.1
Typische I_E/V_E -Kennlinien einer Ga-FMI für verschiedene Emitterradien (oo ohne, + mit Kontrollelektrode)

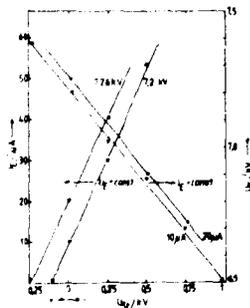


Abb.2
Einfluß der Steuerspannung an der Kontrollelektrode (5 mm ϕ) auf V_E ($I_E = \text{const}$) und I_E ($V_E = \text{const}$)

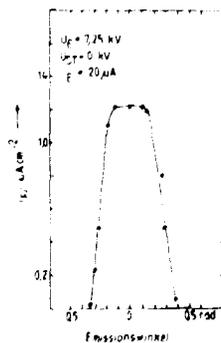


Abb.3 Typische Winkelverteilung der Ga-Ionen, gemessen mit Faradaybecher und Sekundärelektronenunterdrückung.

L i t e r a t u r

/1/ I. Orloff and L.N. Swanson, 16. EPBT Symposium Dallas, Texas, 1981

TDPAC- AND ME-RESULTS CONCERNING THE STRUCTURE OF AMORPHOUS PROBE ENVIRONMENTS IN IMPLANTED TETRAHEDRAL SEMICONDUCTORS

S. Unterricker and F. Schneider[†]

Bergakademie Freiberg, Sektionen Physik and MWT[†]

The stopping of energetic ions in semiconductors results in displacement spikes containing the implanted ions. The structure of these highly disordered regions is amorphous, that means there is no long range order. Topical models, dealing with the amorphous state, are (i) the dense random packing of hard spheres, (ii) the random network model with only modest perturbation of the short range order, (iii) structures of various defined defect arrangements, (iv) microcrystalline structures, the microcrystals are small ordered domains with wurzite structure.

By perturbed angular correlations (TDPAC) and Mössbauereffect (ME) the quadrupole frequency distribution $P(\omega)$ of implanted probe nuclei can be determined. In Fig.1 schematic TDPAC and ME spectra are shown for two fundamental quadrupole frequency distributions.

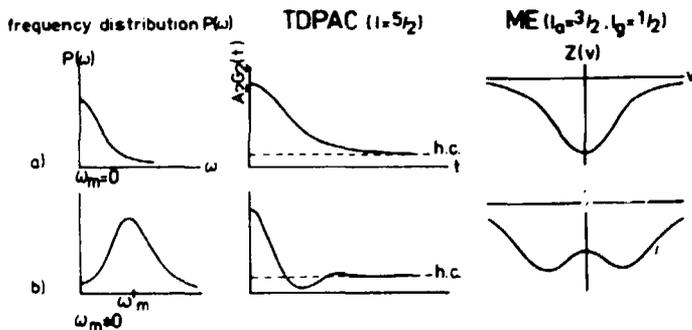


Fig1 Character of quadrupole frequency distributions and schematic TDPAC- and ME- spectra. h.c means the hard core anisotropy.

The TDPAC-spectra of implanted Si and III-V compounds [1,2] are consistent with a maximum probability for small ω (Fig.1a). The ^{119}Sn ME pattern of these materials after implantation of different parent nuclei show broad lines which were decomposed by the authors [3,4] in defined components with different isomer shifts. Some of these components are broadened, which is not discussed in [3,4]. The TDPAC-pattern of the noncubic II-IV-V₂ semi-

conductors are the results of distributions around great mean frequencies (Fig.1b) [5]. The ^{119}Sn ME measurements were discussed with the model (iii) [3,4]. An application of model (iv) [7] gives only very small quadrupole frequencies. Case (i) gives a $P(\omega)$ with zero probability of small ω [6] which is opposite to the TDPAC results. These are consistent with the model (ii) [8] and this is also valid for the ME pattern of [3,4]. That means the probe environments in the amorphized regions consist of weakly distorted tetrahedra. This structure covers the whole defect region cancelling the long range order.

We considered a simple model where in the Si case three of the nearest probe neighbours are in the correct position and only the fourth neighbour is displaced in a random manner bending the bond angle by ψ_1 . With a normal distribution of width δ for ψ_1 we got after integration over the axial asymmetries η a $P(\omega) \propto \delta^{-1} \omega^{-1/2} \exp\{-\alpha |\omega|/\delta^2\}$. Small ω are most probably in this $P(\omega)$. With a δ of about 15° for all of the first neighbours we estimated a width of $P(\omega)$ comparable to the measured $^{111}\text{CdSi}$ value of 190 MHz. In ternary semiconductors like CdSiP_2 the Cd probes are positioned in P tetrahedra which are tetragonally compressed also in the annealed state. The bond bending results in a frequency distribution which approximately must be centered at the ω_{ch} of the noncubic chelcopyrite structure, as observed by the TDPAC experiments.

R e f e r e n c e s

[1] Unterricker, S. and F. Schneider, phys. stat. sol. (a) 75 (1983) 155
 [2] Schneider, F. and S. Unterricker, phys. stat. sol. (a) 85 (1984) 455
 [3] Weyer, G. et al., Hyperfine Interactions 7 (1980) 449
 [4] Weyer, G. et al. Phys. Rev. B11 (1980) 4939
 [5] Unterricker, S. and J. Hausbrand, phys. stat. sol. (a) 46 (1978) 125
 [6] Czjzek, G. et al., Phys. Rev. B23 (1981) 2513
 [7] Rudee, M. L. and A. Howie, Phil. Mag. 25 (1972) 1001
 [8] Alben, R. et al., Phys. Rev. B11 (1975) 2271

ERZEUGUNG RECHTECKFÖRMIGER STICKSTOFFPROFILE BEI VERGRABENEN SCHICHTEN

W. Skorupa, U. Kreißig, K. Wollschläger, E. Hensel
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
H. Bartsch

Institut für Festkörperphysik und Elektronenmikroskopie, Halle

Bei Implantation hoher Sauerstoffdosen bilden sich nach Erreichen der Stöchiometrie bereits während der Implantation rechteckförmige Sauerstoffprofile und steile 10_2 -Si-Übergänge /1/. Im Gegensatz dazu entstehen bei der Stickstoffimplantation überstöchiometrische Konzentrationen und die Profile bleiben gaußförmig /2/. Unsere letzten Untersuchungen zeigten, daß Temperung bei 1200 °C, 2 h, N_2 ebenfalls zur Ausbildung rechteckförmiger Profile und steiler Si_3N_4 -Si-Übergänge führt.

In Abb. 1 werden RBS-Spektren einer entsprechenden Schichtenanordnung gezeigt. Aus den N(buried)-Peaks beider Spektren und der Si-Verarmung im Bereich der vergrabenen Schicht (Kanal 160-220) ist der Profilverlauf mit relativ steilem Gradienten zur Oberfläche und dem Substrat erkennbar. Der steile Si_3N_4 -Si-Übergang ist ebenfalls aus der TEM-Querschnittsaufnahme (Abb. 2b) zu ersehen. Die vergrabene Si_3N_4 -Schicht besteht aus polykristallinem α - Si_3N_4 , wie aus IR- und TEM-Untersuchungen (Abb. 2a) ermittelt wurde. Weiterhin ist aus dem aligned-Spektrum in Abb. 1 und der TEM-Aufnahme (Abb. 2b) zu erkennen, daß die Defektdichte in der einkristallinen Deckschicht relativ konstant und niedrig ist /2/. Damit sollten die für bestimmte Bauelementekonzepte erforderlichen vergrabenen Schichten mit geringen Grenzflächenstörungen auch durch Stickstoffimplantation realisierbar sein. In Verbindung mit den anderen Vorteilen der N^+ -Implantation (bessere Handhabung in Impantoren, 30-40 % weniger Dosis für Stöchiometrie notwendig, hohe Strahlenresistenz und Diffusionshemmung des Si_3N_4 , höhere Minoritätsträgerlebensdauern in Epitaxieschichten oberhalb des vergrabenen Si_3N_4 /3/) ergibt sich somit bei der Erzeugung von SOI (silicon on insulator)-Strukturen eine Vorzugrolle der N^+ -Implantation gegenüber der O^+ Implantation.

L i t e r a t u r

- /1/ U. Kreißig, E. Hensel, W. Skorupa, Thin Solid Films 98 (1982) 229
- /2/ U. Kreißig, W. Skorupa, E. Hensel, Thin Solid Films 100 (1983) L 25
- /3/ W. Skorupa, U. Kreißig, E. Hensel, H. Bartsch, Electronics Letters 20 (1984) 426

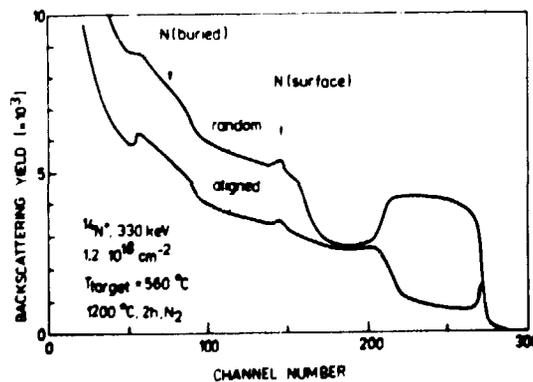


Abb. 1
RBS-Spektren nach Stickstoffimplantation in Silicium und Temperung

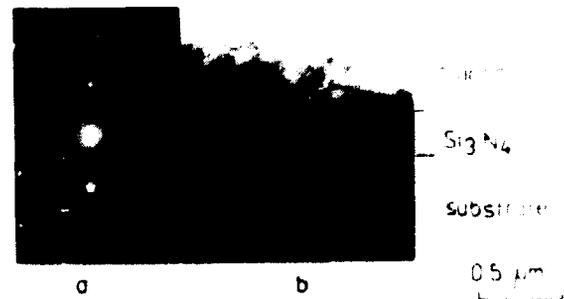


Abb. 2
TEM-Aufnahmen (Parameter siehe Abb. 1)
a) Beugungsaufnahme
b) Querschnittsaufnahme (Hellfeld)

ZUM MECHANISMUS DER LEBENSDAUERERHÖHUNG OBERHALB VERGRABENER Si_3N_4 -SCHICHTEN, HERGESTELLT DURCH N^+ -IMPLANTATION

W. Skorupa und H. Oertel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für die im Vergleich mit anderen SOI (silicon on insulator)-Strukturen relativ hohen Minoritätsträgerlebensdauern (MTL) in den Epitaxieschichten oberhalb vergrabener Si_3N_4 -Schichten können zwei verschiedene Mechanismen verantwortlich sein /1/:

- Beeinflussung der elektrischen Wirksamkeit von Kristalldefekten durch beweglichen Stickstoff
- Schwermetallstreuung durch die Si_3N_4 -Phase im Si.

Es wurde untersucht, welcher Mechanismus dominiert. Dazu wurde Stickstoff mit einer Energie von 330 keV und Dosen von $10^{13} - 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ implantiert. Bei diesen Dosen findet noch keine Verbindungsbildung statt, jedoch kommt es bei nachfolgender Temperung ($T = 1000 \text{ }^\circ\text{C}$) zu einer vollständigen Umverteilung des Stickstoffs /2/. Der zur Oberfläche diffundierende Anteil wurde analog /1/ durch Dotierungserhöhung und Änderung der Flachbandspannung an MOS-Kondensatoren, die nach der Implantation präpariert wurden, nachgewiesen. Dieser Oberflächenanteil sollte zu einer Beeinflussung der bei der Oxydation entstehenden Stapelfehler führen. Im Gegensatz zu den früheren Ergebnissen wurde hier keine Erhöhung der MTL auf den implantierten Bereichen festgestellt. Die Werte lagen für Dosen von 10^{15} cm^{-2} im Bereich $2 \mu\text{s}$. Das zeigt, daß für die MTL-Werte oberhalb vergrabener Si_3N_4 -Schichten in erster Linie der mit der neugebildeten Phase zusammenhängende Gettereffekt verantwortlich ist.

Literatur

/1/ Skorupa, W. et al., Electron. Lett. 20 (1984) 426

/2/ Josquin, W.J.M.J. et al., J. Electrochem. Soc. 129 (1982) 1803

CHEMISCHES TIEFENPROFIL NACH STICKSTOFF-HOCHDOSISIMPLANTATION

W. Skorupa

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

J. Finster und A. Hoffmann

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Chemie

Die Untersuchung des Prozesses der Verbindungsbildung nach Stickstoff-Hochdosisimplantation ist mittel- Infrarot-Spektroskopie nur integral durchführbar. Über die entsprechenden Ergebnisse wurde bereits berichtet /1/. Aussagen zum chemischen Tiefenprofil konnten durch die Kombination von Röntgenphotoelektronen-Spektroskopie (XPS) und Sputterätzen gewonnen werden. In Abb. 1 werden entsprechende Tiefenprofile der Intensitäten des elementaren und

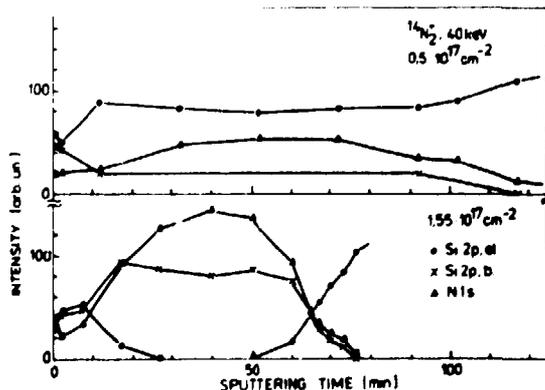


Abb. 1

Tiefenverteilung der Intensität von XPS-Spektren nach Stickstoffimplantation in Silizium

gebundenen Siliziums ($\text{Si } 2p,el$ bzw. $\text{Si } 2p,b$) sowie des gebundenen Stickstoffs ($\text{N } 1s$) für Oberflächenschichten mit unterstöchiometrischen ($0,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) bzw. stöchiometrischen Stickstoffkonzentrationen ($1,55 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) im Profilmaximum gezeigt. In beiden Fällen ergeben sich inhomogene Verteilungen des gebundenen Stickstoffs vergleichbar den mittels RBS bestimmten Atomprofilen /2, Abb. 1/. Während bei unterstöchiometrischen Konzentrationen elementares Silizium über die ganze Tiefe verteilt vorhanden ist, existiert es bei stöchiometrischen Konzentrationen nur im Übergangsbereich zur Oberfläche bzw. dem Substrat. Das bedeutet einerseits, daß die chemische Bindung des Stickstoffs bereits während der Implantation im gesamten Tiefenbereich erfolgt und andererseits, daß die mit der Existenz des elementaren Siliziums zusammenhängenden Entmischungsvorgänge /1/ lokal begrenzt vor sich gehen.

Literatur

/1/ Skorupa, W. et al., Jahresbericht KF 1983, ZfK-530, S. 85

/2/ Sobeslawsky, E. et al., Jahresbericht KF 1983, ZfK-530, S. 51

UNTERSUCHUNG DES ÜBERGANGSBEREICHES GATEREGION-FELDREGION BEI VERWENDUNG DURCH IMPLANTATION HERGESTELLTER Si_3N_4 -SCHICHTEN ALS OXIDATIONSMASKE

W. Skorupa

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

W. Markgraf

Technische Hochschule Karl-Marx-Stadt, Sektion Physik/Elektronische Bauelemente

Im Zusammenhang mit den Untersuchungen zur Oxidationsresistenz von stickstoffimplantiertem Silicium /1, 2/ wurde ebenfalls die Übergangszone zwischen nitrirtem und unbedecktem Silicium nach thermischer Oxidation untersucht.

Bei konventioneller Oxidationsmasken (CVD- Si_3N_4 auf dünnem thermischem SiO_2) führt die zum Spannungsausgleich benötigte SiO_2 -Schicht im Bereich der Übergangszone zu einer lateralen Oxidation unterhalb der Nitridschicht, die sich bei Bauelementeanwendungen nachteilig auswirkt (bird's beak-Problem).

Es wurden aus durch Implantation hergestellten Nitridschichten und aus auf dünnem thermischem SiO_2 abgeschiedenen CVD- Si_3N_4 -Schichten (konv. Maske) streifenförmige Bereiche herausgetätzt und das Si-Substrat freigelegt. Danach wurden die Proben durch Dampfoxidation bei 1000 °C bis zu einer Dicke von 1,3 µm (auf unbedecktem Silicium) oxidiert.

In Abb. 1 werden REM-Aufnahmen der entsprechenden Übergangszonen gezeigt, die nach Schrägschliffpräparation quer zu den streifenförmigen Bereichen gemacht wurden. Die Ausdehnung der Übergangszone wird bei der durch Implantation hergestellten Maske auf $\approx 1/3$ verringert. Die Ursache dafür ist die durch das Fehlen der SiO_2 -Pufferschicht verringerte laterale Oxidation unterhalb der Nitridschicht.

L i t e r a t u r

/1/ W. Skorupa et al., 7. Int.Conf. on Ion Implantation into Semicond. and other Materials, Vilnius 1983

/2/ K. Wollschläger et al., 8. Tagung: Physik und Elektronik, Berlin 1983

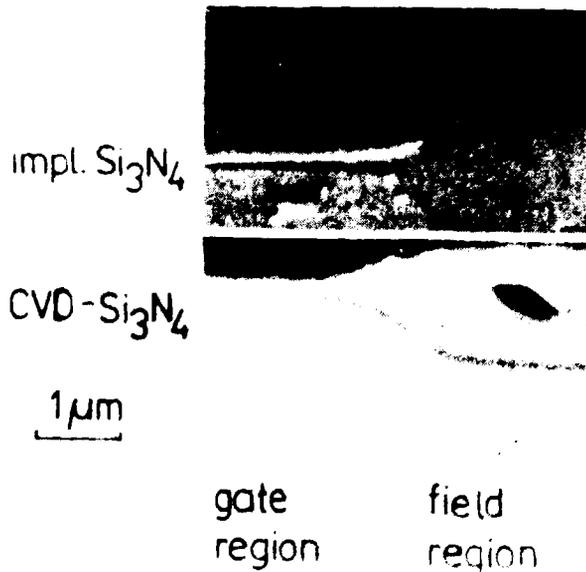


Abb. 1

REM-Aufnahme von Schrägschliffen an der Übergangszone zwischen nitrirtem (gate region) und unbedecktem Silicium (field region) nach Dampfoxidation bei 1000 °C, Herstellungsparameter:

Impl. Si_3N_4 : $^{14}\text{N}_2^+$, 40 keV,
 $1,55 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ +
 Temperatur (1000 °C,
 15 min, N_2)

Konv.Maske: 70 nm therm. SiO_2
 + 150 nm CVD- Si_3N_4

UNTERSUCHUNG DES BESTRAHLUNGSVERHALTENS VON POLYMETHYLMETHACRYLAT (PMMA)

R. Mühle, J. Mittenbecher und U. Kirschstein
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Bei der Bestrahlung von Polymeren mit Ionen wird durch nukleare und elektronische Streuprozesse Energie im Festkörper absorbiert, was zu chemischen Veränderungen in Form von Spaltung und Vernetzung der Hauptkettenbindungen des Polymers führt. Überwiegen die Prozesse der Kettenspaltung, wie in Falle des PMMA, so verhält sich das Polymer wie ein Positivresist. Die Anzahl der chemischen Ereignisse und damit die Löslichkeitsrate ist der absorbierten Energiedichte ϵ direkt proportional [1,2]. Die mittlere absorbierte Energiedichte $\bar{\epsilon}$ in einer Resistschicht der Dicke d wurde gemäß der Beziehung

$$\bar{\epsilon} = D \cdot E_g / d = D \cdot (\overline{dE/dx})$$

berechnet. Dabei bedeuten D die Bestrahlungsdosis, E_g die in der Schichtdicke d absorbierte Energie und (dE/dx) der mittlere spezifische Energieverlust.

Die mit PMMA (vom Typ Elvacite 2041) beschichteten Siliziumproben wurden mit $^1\text{H}^+$, $^4\text{He}^+$, $^7\text{Li}^+$ - und $^{75}\text{As}^+$ -Ionen bestrahlt. Die Resistdicke und die Ionenenergie wurden so gewählt, daß der Resist durchstrahlt wurde. Bereits während der Bestrahlung des Resists erfolgt

eine Schrumpfung der Schicht. Für leichte Ionen läßt sich die relative Schichtdickenänderung eindeutig als Funktion der durch elektronische Prozesse im Resist deponierten Energiedichte ϵ_{el} darstellen (Abb. 1). Es treten Änderungen bis zu 7 % auf. Nach der Bestrahlung wurden die Proben in einem aus gleichen Volumenanteilen bestehenden Gemisch aus Methylisobutylketon (MIBK) und Isopropylalkohol (IPA) verschiedene Zeiten bei 293 K entwickelt, 30 s in IPA gespült und anschließend 30 min bei 393 K getempert.

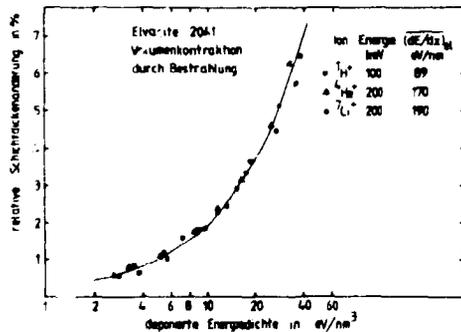


Abb. 1 Volumenkontraktion von PMMA durch Bestrahlung mit leichten Ionen als Funktion der deponierten Energiedichte ϵ_{el}

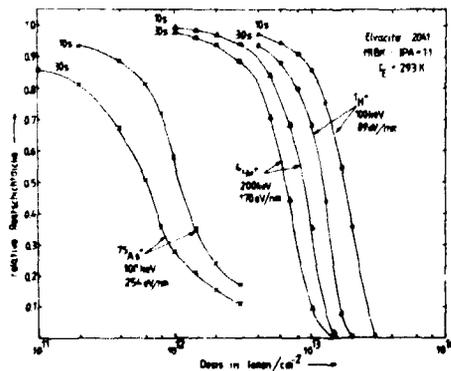


Abb. 2 Gradationskurven für PMMA

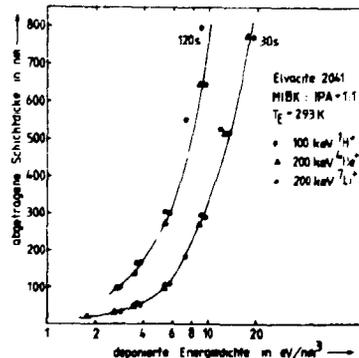


Abb. 3 Abhängigkeit der abgetragenen Schichtdicke von der deponierten Energiedichte ϵ_{el}

In der Abb. 2 sind die Gradationskurven für 10 und 30 s Entwicklungszeit dargestellt. Die Kurven für die Li-Bestrahlung stimmen etwa mit denen von Helium überein. Aus diesen Kurven können Empfindlichkeit und Kontrast für die jeweiligen Bestrahlungs- und Entwicklungsbedingungen entnommen werden. Der erreichte Kontrast liegt bei Werten zwischen 2 und 2,5. Für leichte Ionen läßt sich, unabhängig von der Ionenart, die abgetragene Resistdicke eindeutig als Funktion von ϵ_{el} mit der Entwicklungszeit als Parameter auftragen, siehe Abb. 3.

L i t e r a t u r

- /1/ A. Charlesby, Atomic radiation and polymers, Pergamon Press, London 1960.
 /2/ I. Adesida, C. Anderson, E.D. Wolf, J. Vac. Sci. Technol. B 1(4)(1983) 1182.

GRENZWERTE DER FREMDATOMKONZENTRATION FÜR DIE EPITAKTISCHE REKRISTALLISATION IMPLANTIERTER SILIZIUMSCHICHTEN

H. Kerkow, B. Lukasch

HU Berlin, Sektion Physik, Bereich Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Die Anwendung verschiedener Impulsverfahren (Blitzlampe, Elektronenstrahl) zur Ausheilung implantierter amorpher Siliziumschichten hat erneut die Frage nach Möglichkeiten und Grenzen des Prozesses der epitaktischen Rekristallisation aufgeworfen. Zur Ermittlung von mit dem Prozeß verträglichen Maximalwerten der chemischen Fremdatomkonzentration, die die entsprechenden Löslichkeitswerte teilweise stark übersteigen, bietet sich die Messung der Rekristallisationsgeschwindigkeit an. Die ermittelte starke Abhängigkeit dieser von der Fremdatomkonzentration läßt sich bei Kenntnis der Temperaturabhängigkeit der Rekristallisationsgeschwindigkeit durch eine Temperaturvariation kompensieren. In der Abb. sind Ergebnisse zur Abhängigkeit der Rekristallisationsgeschwindigkeit von der aktuellen Fremdatomkonzentration am Ort der Rekristallisation dargestellt, wobei die Ergebnisse auf eine einheitliche Temperatur von 515°C umgerechnet wurden. Die Ausheilung erfolgte im Ofen unter Stickstoffatmosphäre. Die untersuchten Implantationen von Elementen der 5. Hauptgruppe

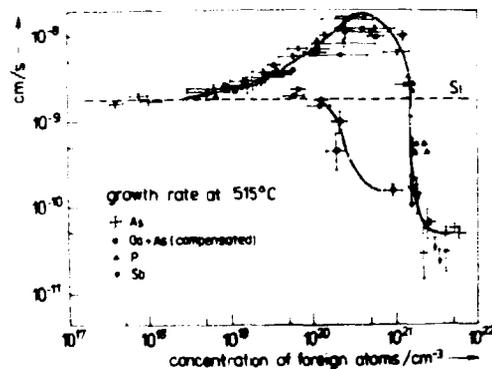


Abb. 1

Rekristallisationsgeschwindigkeit von Silizium, normiert auf 515°C, in Abhängigkeit von der Konzentration der implantierten Atome

für die genannten Elemente zwischen $4 \cdot 10^{19}$ und $2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Germanium beeinflusst die Rekristallisationsgeschwindigkeit bis zur maximal untersuchten Konzentration von $7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ nur gering.

Die Diskussion der Ergebnisse /1/ nimmt Bezug auf die experimentell ermittelte Rekristallisationswärme /2/ und gibt Anlaß zu der Annahme, daß die Resultate auf Impulsverfahren übertragbar sind, solange die Rekristallisation in der festen Phase abläuft.

Literatur:

- /1/ H. Kerkow, G. Kreysch, B. Lukasch; phys.stat.sol. (a) 82 (1984) 125
 /2/ H. Kerkow, G. Kreysch, B. Lukasch, G. Lück; phys.stat.sol. (a) 75 (1983) 251

P, As, Sb zeigen einheitlich eine deutliche Beschleunigung der Rekristallisation oberhalb von $5 \cdot 10^{18} \text{ At/cm}^3$. Ebenfalls einheitlich fällt die Rekristallisationsgeschwindigkeit bei ca. $1,5 \cdot 10^{21} \text{ At/cm}^3$ steil ab. Nur Arsenimplantationen zeigen bei höheren Konzentrationen die Möglichkeit zur epitaktischen Ausheilung. In ähnlicher Weise wurde die Rekristallisationsgeschwindigkeit für Implantationen von B, Al, Ga, In, C, Ge, Sn und Ar untersucht /1/. Die für die implantierten Elemente der 5. Hauptgruppe ermittelte Beschleunigung der Rekristallisation tritt für die untersuchten Elemente der 3. Hauptgruppe mit gleicher Konzentrationsabhängigkeit auf. Die Grenzkonzentrationen, die durch den steilen Abfall der Rekristallisationsgeschwindigkeit gekennzeichnet werden, liegen

KURZZEIT AUSHEILUNG VON As- UND B-IMPLANTIERTEM Si MITTELS HALOGENLAMPENBESTRAHLUNG

R. Kögler und E. Wieser

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Es wurde die Ausheilung und elektrische Aktivierung von Si nach der Implantation hoher Dosen ($5 \times 10^{15} - 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) von As (100 keV) bzw. B (30 keV) untersucht. Die Proben wurden mittels Halogenlampenbestrahlung in Zeiten von 4 - 6 s auf eine Temperatur T_{max} (T_{max} : 750-1350 °C) aufgeheizt und bei dieser Temperatur für Zeiten im Bereich von 5-60 s gehalten.

Bei den betrachteten Dosen überschreitet die Dotandenkonzentration im Profilmaximum die temperaturabhängige Gleichgewichtslöslichkeitskonzentration. Das elektrische Verhalten wird daher wesentlich durch die Bildung elektrisch inaktiver Komplexe oder Ausscheidungen bestimmt, und bei der Kurzzeittemperatur ist mit Nichtgleichgewichtszuständen zu rechnen.

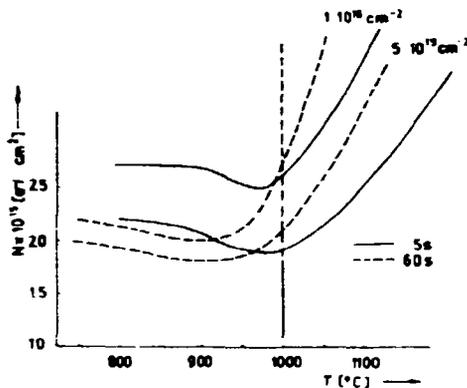


Abb. 1
Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte von T_{max} (Haltezeit 5 bzw. 60 s, As-Impl.: 5×10^{15} bzw. $1 \times 10^{16} \text{ As/cm}^2$)

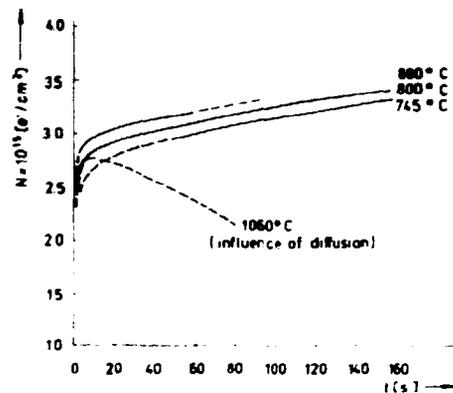


Abb. 2
Abhängigkeit des elektrisch inaktiven As-Anteils von der Haltezeit für verschiedene T_{max} (As-Impl., $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$)

Abbildung 1 zeigt die Ladungsträgerdichte für As in Si in Abhängigkeit von T_{max} für zwei Haltezeiten und zwei Dosen. Für $T_{\text{max}} < 1000 \text{ °C}$ sinkt die Trägerdichte mit Zunahme der Ausheilzeit von 5 auf 60 s. Dieser Effekt ist für die höhere Dosis stärker und deutet darauf hin, daß sich bei kurzen Zeiten ($t < 10 \text{ s}$) Ladungsträgerkonzentrationen einstellen, die über dem Gleichgewichtswert liegen. In Übereinstimmung mit dieser Annahme wurde für $5 \times 10^{15} \text{ As/cm}^2$ nach einer Ausheilung bei $T_{\text{max}} = 800 \text{ °C}$, $t = 5 \text{ s}$ eine Trägerkonzentration von $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ gemessen. Der Gleichgewichtswert für 800 °C liegt nach /1/ bei $1,3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Der Anstieg in der Ladungsträgerdichte für $T_{\text{max}} > 1000 \text{ °C}$ wird wesentlich durch die Abnahme der maximalen Dotandenkonzentration infolge der Diffusionsverbreiterung des Profils beeinflusst.

Abbildung 2 zeigt den elektrisch inaktiven Anteil des As in Abhängigkeit von der Haltezeit bei T_{max} . Der Hauptteil des inaktiven As wurde offensichtlich während des Temperaturanstiegs und der ersten Sekunden bei T_{max} gebildet. Der weitere Anstieg mit längerer Impulsdauer verläuft sehr flach. Es kann daher ein schneller Mechanismus für die Anfangsphase der Deaktivierung angenommen werden (wahrscheinlich im Zusammenhang mit der epitaktischen Rekristallisation), im Gegensatz zur folgenden Ausscheidungsbildung bei längeren Ausheilzeiten.

Die Kurzzeitausheilung von B kann zu Ladungsträgerdichten führen, die höher als die implantierte Dosis sind, vorausgesetzt, daß die T_{max} entsprechende Löslichkeitsgrenze über der Maximalkonzentration im Profil liegt. Für eine Implantation von 10^{15} B/cm^2 wurde nach Ausheilung bei $T_{\text{max}} = 1225 \text{ °C}$, $t = 5 \text{ s}$ eine Trägerdichte von $1,4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ gemessen.

L i t e r a t u r: /1/ D. Nobili et al., J. Electroch. Soc. 130 (1983) 922

AUSHEILUNG VON IMPLANTATIONSSCHÄDEN IM GEBIET DER Si/SiO₂-GRENZFLÄCHE DURCH UNTERSCHIEDLICHE WÄRMEBEHANDLUNGSMETHODEN

F. Fenske

Zentralinstitut für Elektronenphysik, Berlin, Abt. Halbleitergrenzflächen

N. Sieber

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluß der Wärmebehandlung mit Blitz- und Halogenlampen auf die elektronischen Eigenschaften einer nichtimplantierten und einer Ar-implantierten Si/SiO₂-Grenzfläche untersucht und mit der konventionellen Langzeittemperung verglichen.

Zu diesem Zweck wurden durch eine 30 nm dicke Al-Schicht und 100 nm dicke SiO₂-Schicht Ar-Ionen der Dosis 10¹³/cm² implantiert. Während der Implantation waren die Scheiben bis zur Hälfte abgedeckt, um einen Vergleich mit nichtimplantierten Strukturen zu ermöglichen. Ein Teil der Scheiben wurde konventionell (im Ofen) getempert. Die nichtkonventionelle Wärmebehandlung erfolgte durch Xenon-Blitzlampen mit einer Impulsdauer von ca. 10 ns sowie durch Halogenlampen im 10 s-Regime. Die Temperung bei allen drei Methoden erfolgte in trockenem Stickstoff im Temperaturbereich zwischen 600 °C und 1360 °C. Die Untersuchung der Oxid- und Grenzflächenladungen mittels HF-CV-, quasistatischer CV- und gepulsten CV-Messungen brachte folgende Resultate:

- Alle 3 Wärmebehandlungsmethoden bewirken eine Zunahme der Grenzflächenzustandsdichte. Diese läßt sich durch eine 400 °C-H₂/N₂-Temperung wieder abbauen.
- Bei der Temperung implantationsgeschädigter Strukturen kommt es zur Überlagerung von zwei Mechanismen: Ausheilung von Strahlenschäden und Generation von Defekten durch die Wärmebehandlung.
- Ein vollständiger Abbau der strahleninduzierten Zentren ist bei nichtkonventioneller Wärmebehandlung mit anschließender H₂/N₂-Temperung erreichbar. Die notwendigen Temperaturen liegen insbesondere bei 10 ns-Impulsen sehr hoch (~ 1350 °C).
- Bei konventioneller 30 min-Temperung sind 1000 °C notwendig, um Grenzflächenzustandsdichten zu erreichen, die nur wenig über dem Ausgangszustand liegen. Eine zusätzliche 400 °C-H₂/N₂-Temperung bringt hier keine Verbesserung.
- Bezüglich der effektiven Grenzflächenladung implantierter Proben ergeben beide nichtkonventionellen Verfahren negative Oxidladungen, während die konventionelle Behandlung positive Werte liefert.
- Bei der Ermittlung der Dotierungsprofile im Si-Substrat konnte im Falle der nichtkonventionellen Wärmebehandlung eine geringfügige "Verarmung" an Dotanten nachgewiesen werden, während die konventionell getemperten Proben eine starke "Anreicherung" im Bereich der Si-Oberfläche aufweisen. Diese starke "Anreicherung" wird auf eine Getterung von Verunreinigungen an die Implantationsschäden infolge der Langzeittemperung zurückgeführt.

PRÄZISE BESTIMMUNG DER GESCHWINDIGKEIT UND GESTALT DER KRISTALLISATIONSFRONT WÄHREND GROSSFLÄCHIGER EXPLOSIVKRISTALLISATION AMORPHER SILIZIUMSCHICHTEN

M. Wagner

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die Bewegung der Kristallisationsfront während der explosiven Flüssigphasenkristallisation von amorphem Silizium läßt sich wegen der hohen Ausbreitungsgeschwindigkeit ($1...20\text{ms}^{-1}$) nur durch leistungsfähige Echtzeitverfahren verfolgen. Dazu sind verschiedene experimentelle Techniken bekannt geworden. Für den Fall der cw-Laserinduzierten Explosivkristallisation konnten Bensehel und Mitarbeiter zeigen /1/, daß sich die Kristallisationsgeschwindigkeit präzise bestimmen läßt, wenn es gelingt, eine synchrone Bewegung von cw-Laserstrahl und Kristallisationsfront zu realisieren. Aufgrund des mit dem Laserstrahl gekoppelten räumlichen Temperaturprofils wird allerdings die Front durch den Temperaturgradienten mitgeführt, so daß eine freie Bewegung der Front im Sinne einer ungestörten Ausbreitung über einen größeren Bereich einheitlicher Substrattemperatur nicht beobachtbar ist.

In unseren Experimenten realisiert eine großflächige Laserbestrahlung der Substratrückseite zunächst eine homogene Temperaturverteilung und damit die Voraussetzung für eine Ausbreitung über Distanzen bis zu mehreren Millimetern. Für diese Bestrahlung wird ein freischwingender Nd-Glas-Laser ($\tau \approx 1.5\text{ms}$) verwendet. Die Zündung des Explosivprozesses erfolgt durch die Einstrahlung eines definiert verzögerten ns-Impulses, generiert vor einem gütegeschalteten Nd-Glas-Laser.

Die Messung der Geschwindigkeit der Kristallisationsfront wird durch zwei Methoden realisiert:

1.) In einem gewissen Abstand vom Zündort trifft ein elliptischer Teststrahl ($\lambda = 633\text{nm}$) auf die Probe. Dabei ist die große Achse der Ellipse ($a = 440\mu\text{m}$) parallel zur Bewegungsrichtung der Front orientiert. anhand des aufgezeichneten Reflexionssignals läßt sich aus der Abfallzeit t_f (Übergang amorph - kristallin) die Geschwindigkeit v zu $v = 440\mu\text{m}/t_f$ bestimmen /2/.

2.) Aufgrund der hohen Empfindlichkeit der explosiven Flüssigphasenkristallisation hinsichtlich einer Störung des Temperaturprofils in der unmittelbaren Umgebung der Phasenfronten läßt sich ein abrupter Abbruch ihrer Bewegung durch eine großflächige Bestrahlung mit einem weiteren ns-Impuls erzwingen /3/. Mißt man sowohl den Zeitverzug t_D von der Zündung bis zum Abbruch der Explosivkristallisation als auch lichtmikroskopisch die von der Kristallisationsfront zurückgelegte Strecke s , dann läßt sich die mittlere Geschwindigkeit sehr genau ($\sim 1\%$) bestimmen zu $v = s/t_D$.

In unseren Experimenten dient zum Stoppen der Kristallisation der aufgeweitete Strahl eines gütegeschalteten Rb-Lasers.

Abb. 1 zeigt den gesamten Bestrahlungs- und Meßaufbau, Abb. 2 schematisch ein typisches Oszillogramm, dabei gilt $t_f = t_3 - t_2$ und $t_D = t_4 - t_1$. Aus dem Reflexionsvermögen zum Zeitpunkt t_3 läßt sich die Temperatur während der Kristallisation bestimmen: Zum Zeitpunkt t_3 liegt kristallines Silizium vor, dessen Temperaturkoeffizient des Reflexionsvermögens bekannt ist und im Zeitintervall t_2, t_3 ändert sich die Substrattemperatur praktisch nicht. Bild 3 zeigt eine lichtmikroskopische Aufnahme der Oberfläche einer bestrahlten Si-Probe, wobei der Stop der Explosivkristallisation nach $94\mu\text{s}$ erfolgte. Am linken Bildrand ist der Zündfleck zu sehen.

Die Messungen lieferten Geschwindigkeitswerte von $15...16\text{ms}^{-1}$ und Kristallisationstemperaturen von $1150...1200\text{K}$. Beide Werte entsprechen sehr gut den aus theoretischen Modellrechnungen zur explosiven Flüssigphasenkristallisation gewonnenen.

L i t e r a t u r

- /1/ D. Bensehel, G. Auvert, Mat. Res. Symp. Proc. Vol.13(1983), Elsevier Science Publishing Co.
- /2/ M. Wagner, H.-D. Geiler, G. André, G. Götz, phys. stat. sol. (a) 83, K 1 (1984).
- /3/ M. Wagner, E. Glasser, G. André, G. Götz, EMP'84, Dresden 1984.

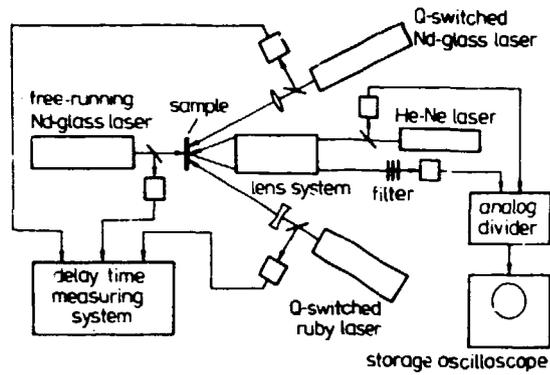


Bild 1 Experimenteller Aufbau

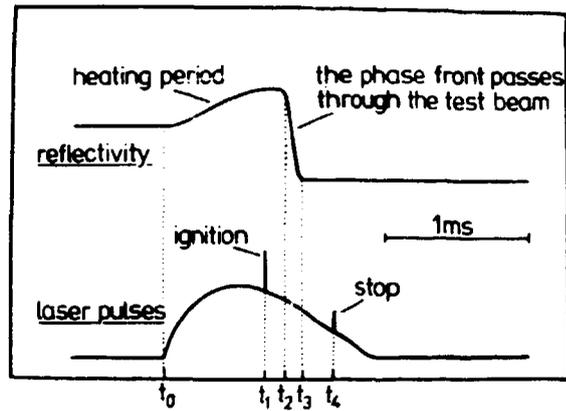


Bild 2 Typisches Reflexionssignal während der Laserbestrahlung einer amorphen Si-Schicht



Bild 3
Lichtmikroskopische Aufnahme nach einem explosiven Kristallisationsprozeß, der nach 94, μ s abgebrochen wurde.

KRISTALLSTRUKTUR EXPLOSIV KRISTALLISIERTER AMORPHER Si-SCHICHTEN AUF SiO₂

G. Andrä, E. Glaser, H. Bertsch, M. Wagner und G. Götz
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Es wurden UHV-bedampfte amorphe Si-Schichten ($d = 350 \dots 450 \text{ nm}$) auf einer SiO₂-Isolatorschicht ($d = 200 \text{ nm}$) mit einem freischwingenden Nd-Glas-Impuls laser (Wellenlänge $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$, Impulslänge $\tau = 1,5 \text{ ns}$) bestrahlt. Bei Energiedichten $E \approx 20 \text{ J cm}^{-2}$ wird die Schicht ausgehend von einem polykristallinen Zündzentrum explosiv kristallisiert. Die Ausbreitung der Kristallisationsfront erfolgt dabei in radialer Richtung /1,2/ (Abb.1).

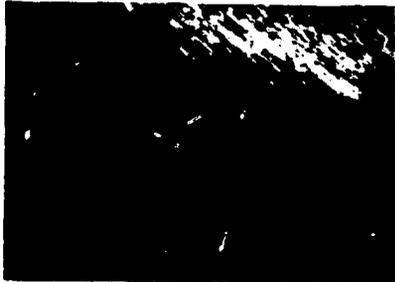


Abb. 1 Lichtmikroskopische Dunkelfeldaufnahme einer explosiv kristallisierten Schicht.

Die TEM-Analyse der Schichten zeigte, daß lange schmale Kristallitlamellen ($\approx 1 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$) entstehen, deren Hauptwachstumsrichtung der Ausbreitungsrichtung der Front entspricht. Die Elektronenbeugungsanalyse ergibt, daß etwa 75 % dieser Lamellen exakt in bzw. mit wenigen Grad Winkelabweichung zur $\langle 110 \rangle$ -Richtung wachsen. Die übrigen Lamellen zeigen bevorzugte Wachstumsrichtungen nahe der $\langle 100 \rangle$ -Richtung. Die in $\langle 110 \rangle$ -Richtung gewachsenen Kristallitlamellen lassen eine starke Vorzugsorientierung der $\langle 11\bar{2} \rangle$ oder $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ -Achse parallel zur Oberflächennormale der kristallisierten Schicht erkennen.



Abb. 2 TEM-Aufnahme einer explosiv kristallisierten amorphen Si-Schicht ohne Deckschicht.

Die Kristallite enthalten eine Vielzahl von Defekten, vor allem Versetzungen, Stapelfehler und Zwillingslamellen (Abb. 2).

Durch Aufbringen einer SiO₂-Deckschicht ($d \approx 200 \text{ nm}$) konnte die Breite der Kristallite auf etwa $5 \mu\text{m}$ erhöht werden, wobei diese Kristallite dann dichte Gleitbänder vor Versetzungen oder Zwillingslamellen parallel zu Hauptwachstumsrichtung aufweisen, Abb. 3.

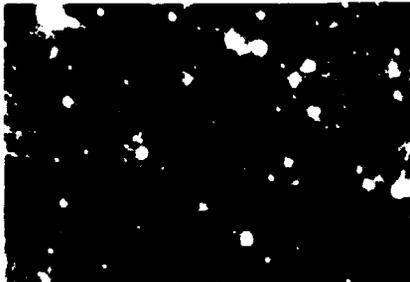


Abb. 3 TEM-Aufnahme einer explosiv kristallisierten amorphen Si-Schicht mit SiO₂-Deckschicht.

Aus der Bestimmung der Geschwindigkeit der Kristallisationsfront von $v = (13 \pm 3) \text{ ms}^{-1}$ /2/, der Struktur der kristallisierten Schicht und der Umverteilung eines implantierten Arsenprofils während des Prozesses /3/ muß geschlossen werden, daß die Phasenumwandlung über eine zwischen c-Si und eine a-Si liegende dünne Flüssigschicht erfolgt.

L i t e r a t u r

- /1/ G.Götz, E.Glaser, H.-D.Geiler, M.Wagner, *phys.stat.sol.(a)* **73**, K 161 (1982).
- /2/ M. Wagner, H.-D.Geiler, G.Andrä, G.Götz, *phys.stat.sol.(a)* **83**, K 1 (1984).
- /3/ E.Glaser, G.Andrä, G.Götz in Vorbereitung.

EINFLUSS VON VOLUMENKRISTALLISATIONSPROZESSEN IN AMORPHEM SILIZIUM AUF DAS REFLEXIONSVERMÖGEN VON SILIZIUMSCHICHTEN

H.Winkler, E. Glaser, G. Götz, S. Jetschke
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die Erzeugung kristalliner Schichten durch Explosivkristallisation von amorphem Silizium wird durch das Vorhandensein von Kristalliten in diesen Schichten empfindlich beeinträchtigt. Deshalb wurden zur Charakterisierung von mit verschiedenen Verfahren (Ionenimplantation, lp-CVD-Prozeß) hergestellten amorphen Schichten ein Reflexionsmeßverfahren sowie die Methode der Elektronenbeugung^{*} verwendet, wobei durch nachfolgendes Tempern der Schichten ($T_A = 922 \text{ K}$, $0 < t_A < 90 \text{ min}$, N_2 -Atmosphäre) gezielt Kristallite durch Volumenkristallisation erzeugt wurden.

Für die Implantation wurden Argon- bzw. Stickstoffionen gewählt (200 keV bzw. 250 keV , $T_I = 80 \text{ K}$, $n_I = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$), um während der Temperung eine epitaktische Rekristallisation zu unterdrücken /1/.

Die Ergebnisse der Reflexionsmessungen sind in Abb. 1 dargestellt. Das Reflexionsvermögen der Schichten im Verhältnis zu dem einer kristallinen Vergleichsprobe, R/R_0 ($\lambda = 625 \text{ nm}$), resultiert dabei aus einer Mittelung über den Wellenlängenbereich von $550 \text{ nm} \leq \lambda \leq 700 \text{ nm}$.

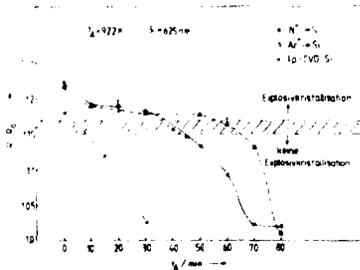


Abb. 1 Abhängigkeit des Reflexionsvermögens R/R_0 ($\lambda = 625 \text{ nm}$) von der Temperzeit t_A für die Ar^+ bzw. N^+ implantierten Siliziumschichten und für die 400 nm lp-CVD-Si-Schichten.

Bei den implantierten Schichten kommt es schon nach kurzzeitiger Temperung ($t_A \leq 15 \text{ min}$, zu einem deutlichen Abfall des Reflexionsvermögens auf $R/R_0 \approx 1,19$, wobei mittels Elektronenbeugung noch keinerlei Veränderungen der Schichten nachweisbar sind. Demgegenüber zeigen die lp-CVD-Si-Schichten bereits im Ausgangszustand einen Wert von $R/R_0 \approx 1,18$.

In beiden Fällen konnten für $R/R_0 \leq 1,13$ erstmalig Kristallite ($0,2 \mu\text{m} \leq d_c \leq 1 \mu\text{m}$) im amorphen Material elektronenmikroskopisch nachgewiesen werden. Für $R/R_0 \leq 1,03$ wurden vollständig polykristalline Schichten erhalten.

Die Ergebnisse zur Untersuchung der Explosivkristallisation dieser Schichten korrelieren mit den Ergebnissen der Reflexionsmessung und der Elektronenbeugung. In Schichten mit $R/R_0 \geq 1,17$ ist nur ein sehr geringer Anteil der amorphen Phase infolge von Volumenkristallisation zerfallen, so daß die Ausbreitung einer Explosivkristallisationsfront kaum gestört wird. Für $R/R_0 < 1,15$ tritt keine Explosivkristallisation mehr auf.

Die Messung des Reflexionsvermögens erweist sich damit als empfindlicheres Verfahren zur Charakterisierung amorpher Schichten mit kleinsten Kristallkeimen als die angewandte Methode der Elektronenstrahlbeugung und ist damit als Testverfahren für Ausgangsmaterialien zur Explosivkristallisation gut geeignet.

L i t e r a t u r

/1/ F.E. Kennedy, et al., J.Appl.Phys. 48 (1977) 4241.

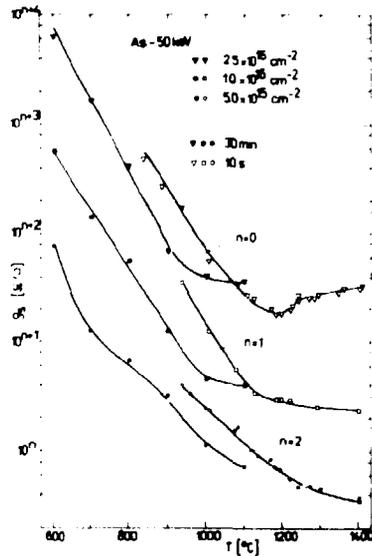
* Die Untersuchungen zur Elektronenbeugung wurden an einem JEOL 100 Elektronenmikroskop der TH Karl-Marx-Stadt durchgeführt.

ELEKTRISCHE EIGENSCHAFTEN VON ARSEN-IMPLANTIERTEN POLY-Si-SCHICHTEN NACH AUSHEILUNG IM STRAHLUNGSGLEICHGEWICHTSREGIME

M. Voelskow, J. Matthäi und R. Klages

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Polykristalline Siliziumschichten mit einer Dicke von 350 nm wurden auf einer 100 nm dicken SiO₂-Schicht abgeschieden und mit Arsen-Ionen bei Dosiswerten von $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, 10^{16} cm^{-2} und $2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ und einer Energie von 50 keV implantiert. Die Ausheilung erfolgte mittels Lichtimpulsen von 10 s Dauer. Dabei wurden maximale Proben Temperaturen zwischen 800 °C und 1400 °C realisiert. Zum Vergleich wurden identische Proben einer konventionellen Ofen-temperatur im Temperaturbereich zwischen 600 °C und 1100 °C unterzogen. Abb. 1 zeigt die Abhängigkeiten der Schichtwiderstände von der Temperatur für beide Ausheilvarianten. In allen Fällen ist eine stetige Abnahme von ρ_s mit zunehmender Temperatur zu beobachten.



Ein abweichendes Verhalten zeigt nur die mit $2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ implantierte Probe, wobei nach Überschreiten der Temperatur von 1200 °C ein "reverse annealing" beobachtet wird. Das ist verbunden mit einer zunehmenden Ausdiffusion von Arsen an die beiden Poly-Si-Grenzflächen, was durch RBS-Messungen belegt werden konnte. Generell liegen die Werte der Ofentemperatur niedriger als die der 10-s-Ausheilung bei der gleichen Temperatur. Dennoch lassen sich im Strahlungsgleichgewichtsregime niedrigere Schichtwiderstände bei Temperaturen oberhalb 1100 °C erreichen, die einer konventionellen Temperung nicht zugänglich sind. Der minimale gemessene Widerstand für die 10 s Ausheilung beträgt $18 \Omega / \square$ für die Ofenausheilung $36 \Omega / \square$.

Abb. 1
Schichtwiderstände in Abhängigkeit von der Ausheiltemperatur für verschiedene Arsen-Dosen:
 ∇, ∇ $2.5 \cdot 10^{16}$; \blacksquare, \square $1.0 \cdot 10^{16}$;
 \bullet, \circ $5.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ für $\nabla, \blacksquare, \bullet$
 30 min Ausheilzeit und ∇, \square, \circ
 10 s Ausheilzeit

LATERALES ZONENSCHMELZEN VON LPCVD-SILIZIUMSCHICHTEN MIT EINEM LICHTSTREIFENHEIZER -
ELEKTRISCHE EIGENSCHAFTEN IMPLANTIERTER REKRISTALLISierter SCHICHTEN

J. Matthäi und M. Voelskow

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

K.-H. Stegemann und D. Gerisch

VEB ZfMikroelektronik, Dresden

Die SOI-Technik /1, 2/ erlaubt die Herstellung mikroelektronischer Schaltkreise mit verbesserten Eigenschaften gegenüber Volumen-Bauelementen gleicher Abmessungen sowie die Konstruktion völlig neuer Bauelemente /3/. Ein wesentlicher Vorteil der SOI-Technik besteht in ihrer Kompatibilität mit bestehenden Mikroelektroniktechnologien. In diesem Kontext ist die Untersuchung elektrischer Eigenschaften der rekristallisierten Schichten eine wesentliche Voraussetzung für eine eventuelle Anwendung in der Mikroelektronik-Industrie.

In LPCVD-Poly-Si-Schichten, die, wie in /1/ beschrieben, präpariert und an der ZfK-Lichtstreifenheizer-Anlage rekristallisiert waren, wurden nach Entfernung der Deckschichten B- und P-Ionen implantiert und Schichtwiderstands- und Halleffektmessungen nach thermischer Ausheilung zur Bestimmung des Schichtwiderstandes und der effektiven Ladungsträgerbeweglichkeit vorgenommen. Die erhaltenen Werte wurden mit denen für einkristallines Material verglichen.

Abb. 1 zeigt den Schichtwiderstand und die effektive Schicht-Ladungsträgerbeweglichkeit von mit einer Dosis von $5 \cdot 10^{12}$ Ionen/cm² bei einer Energie von 50 keV implantierten und 2 h bei 1000 °C in N-Atmosphäre ausgeheilten rekristallisierten Schichten als Funktion der Ziehgeschwindigkeit bei der Rekristallisation. Bis zu Geschwindigkeiten von 1.5 mm/s wird keine Abhängigkeit festgestellt. Erst bei größeren Geschwindigkeiten steigt der Widerstand leicht an und die Beweglichkeit nimmt leicht ab. Ein Vergleich mit den einkristallinen Werten (gestrichelte Linie in Abb. 1) zeigt, daß bei Geschwindigkeiten unterhalb 1.5 mm/s die Werte für Volumenmaterial erreicht werden.

In Abb. 2 sind weitere Ergebnisse der Strukturuntersuchungen /1/ dargestellt. Aus elektronenmikroskopischen Untersuchungen wurde der Abstand zwischen den Kleinwinkelkorngrenzen senkrecht zur Ziehrichtung und der prozentuale Anteil der <100>-Textur in der Schicht als Funktion der Ziehgeschwindigkeit bestimmt. Bei Geschwindigkeiten unterhalb 1.5 mm/s tritt eine 100 %ige <100>-Textur auf, die bei höheren Geschwindigkeiten zunehmend von Gebieten mit <211> und <110>-Textur durchsetzt wird. ab dieser Ziehgeschwindigkeit tritt ebenfalls eine Veränderung des Korngrenzenabstandes auf, der für niedrige Ziehgeschwindigkeiten annähernd konstant bleibt.

Ein Vergleich der beiden Abbildungen zeigt, daß das Auftreten von Gebieten mit einer von der <100>Richtung abweichenden Textur die Ursache für die Verschlechterung der elektrischen Eigenschaften ist.

In rekristallisierten Schichten mit vollständiger <100>-Textur wurden mikroelektronische Bauelementestrukturen und Schaltkreise präpariert.

L i t e r a t u r

- /1/ J. Matthäi, M. Voelskow, Chr. Höppner und W. Scharff, dieser Jahresbericht S. 109
- /2/ H.W. Lam, R.F. Finizzotto and A.F. Tasch, Jr.,
J. Electrochem. Soc. 128 (1981), 1981
- /3/ S. Kawamura, J. Sakurai, M. Nakano and M. Takagi,
Appl. Phys. Lett. 40 (1982), 394

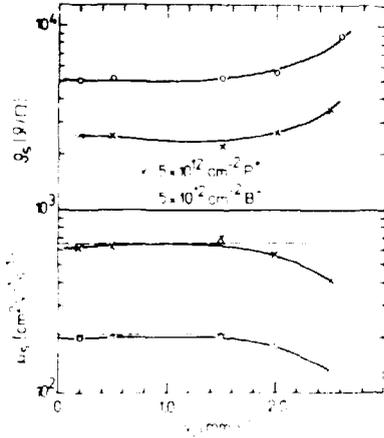


Abb. 1

Schichtwiderstand und effektive Schicht-Ladungsträgerbeweglichkeit in rekristallisierten Schichten als Funktion der Ziehgeschwindigkeit. Zum Vergleich sind die Werte für einkristallines Material (gestrichelt) eingezeichnet.

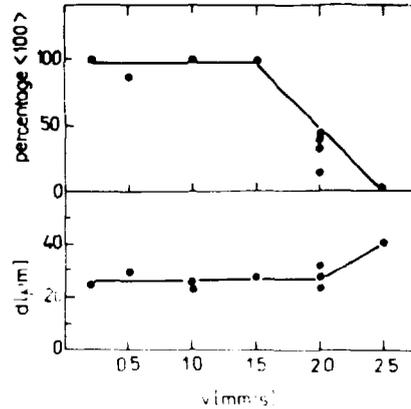


Abb. 2

Anteil der $\langle 100 \rangle$ -Textur und Abstand zwischen Kleinwinkelkorngrenzen senkrecht zur Ziehrichtung als Funktion der Ziehgeschwindigkeit.

LATERALES ZONENSCHMELZEN VON LPCVD-SILICIUMSCHICHTEN MIT EINEM LICHTSTREIFENHEIZER - STRUKTUR DER REKRISTALLISIERTEN SCHICHTEN

G. Kautnal und K. Voelskow

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Dr. Koppner und W. Scharff

in Carl-Marx-Stadt, Sektion Physik/Elektronische Bauelemente

In den letzten Jahren wurde eine Reihe von Methoden entwickelt, um polykristalline Siliziumschichten auf amorpher Unterlage in einkristalline umzuwandeln [1-4]. Dies geschieht durch Anwendung von gesamtten cw-Lasern, von Elektronenstrahlern oder bewegten Streifenheizern (Graphitheizer, Lichtstreifenheizer). Diese Sol (silicon-on-insulator)-Schichtstrukturen können interessante Anwendungen in der *LSI-MOS*-Technologie finden, da sie geringere Flächenelemente höhere Schaltgeschwindigkeiten ermöglichen und gesteigerte Strahlungsresistenz aufweisen. Die Sol-Technik eröffnet den Weg zu einer dreidimensionalen Mikroelektronik und ermöglicht die Herstellung billiger Sensoren mit verbesserten Parametern.

In dieser Arbeit wird die Struktur von Siliziumschichten, die durch laterales Zonenschmelzen aus amorphem Silizium in die im *Si* vorhandenen Polyzonenspektren [5] von neu rekristallisiert wurden. Der Prozess des lateralen Zonenschmelzens beruht auf dem Aufschmelzen einer schmalen Zone in der polykristallinen Schicht und deren Scan über die gesamte *Si*-Scheibe.

Als Substrate dienen thermisch oxidierte Scheiben (SiO_2 -Dicke: $1 \mu\text{m}$). Darauf wurde eine $100\text{-}\Omega/\square$ -Polykristallschicht von $1.44 \mu\text{m}$ Dicke abgeschieden und mit einer Schutzschicht aus $1.5 \mu\text{m}$ Si_3N_4 und 30 nm $\text{CVD-Si}_3\text{N}_4$ bedeckt, um das Abplatzen der Poly-*Si*-Schicht zu verhindern. Mit einem einzelnen Scan konnten 90% der Scheibenoberfläche rekristallisiert werden. Die Ziehgeschwindigkeit wurde zwischen 0.2 mm/s und 2.9 mm/s variiert.

Abb. 1 zeigt eine lichtmikroskopische Aufnahme der Übergangszone zwischen der amorph-silizium- und der beginnend rekristallisierten Region einer mit 1 mm/s gezogenen Schmelze. Die rekristallisierten Schichten zeigen langgestreckte große Kristallite. Die Umfassung der Kristallite geschieht über Versetzungsbanden, wie TEM-Aufnahmen zeigen (Abb. 2). In der Abbildung treten entlang der Schnittachse der Kristallite parallele Kleinwinkelkorngrenzen auf. Der Winkel α der durch diese Korngrenzen getrennten Körner beträgt in $\langle 100 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ Richtungen weniger als 1° . Von diesen Korngrenzen Kleinwinkelkorngrenzen zweigebirge-

tig weitere Kleinwinkelkorngrenzen verschiedener Form und Länge ab. Das führt zu der nach Schimmelätzung deutlich sichtbaren "Federstruktur". In den so erzeugten rekristallisierten Si-Schichten wurden spezielle Sensoren und mikroelektronische Bauelemente hergestellt.

L i t e r a t u r

- /1/ J.P. Collinge, E. Demoulin, D. Bensahel und G. Auvert, Appl. Phys. Lett. 41 (1982), 346
- /2/ M.W. Geis, Henry J. Smith, B.-Y. Tsaur, John C.C. Fan, D.J. SilverSmith und R.W. Mountain, J. Electrochem. Soc. 129 (1982), 2812
- /3/ T.J. Stultz und J.F. Gibbons, Appl. Phys. Lett. 41 (1982), 824
- /4/ J.A. Knapp und S.T. Picraux, Mater. Res. Soc. Symp. Proc. 13 (1983), 557
- /5/ R. Kögler und L. Zollfrank, ZfK-530 (1984), 87

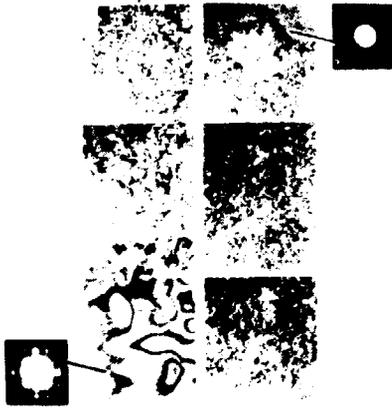


Abb. 1
Lichtmikroskopische Aufnahme des Übergangsgebietes zwischen dem unaufgeschmolzenen Poly-Si und der rekristallisierten Region nach Schimmel-Ätzung



Abb. 2
TEM-Übersichtsaufnahme einer typischen Kleinwinkelkorngrenzenstruktur (linke Seite) und TEM-Aufnahme des Versetzungsnetzwerkes zur Anpassung der benachbarten Kristallite

OXIDATIONSVERHALTEN VON IMPLANTIERTEN POLYSILIZIUMSCHICHTEN AUF SiO₂

J.Mittenbecher

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Bei der Temperung von implantierten Poly-Si-Schichten tritt je nach Dotendensart bereits bei Temperaturen ≥ 1073 K eine schnelle Umverteilung des Implantationspekts nach den Grenzflächen auf (Fig.1).

Bestimmend hierfür ist die Korngrenzendiffusion, desweiteren, speziell für die Bildung von Ausscheidungen, das Löslichkeitsverhalten der Dotanden.

Bei Temperung in oxidierender Atmosphäre erfolgt dies in gleicher Weise (Fig.2).

Außerdem wird bei As- bzw. Sb-Dotierung infolge des Schneeflugeffektes die Oxidationsrate gegenüber nichtimplantiertem Poly-Si erhöht, wie für c-Si bekannt ist. Dabei wirkt die Korngrenzendiffusion in Konkurrenz zum Schneeflugeffekt, für As wegen des größeren Diffusionskoeffizienten stärker als für Sb. Dadurch ist die Oxidationsrate für Sb mit der von $\langle 111 \rangle$ Si vergleichbar, dagegen bei As geringer.

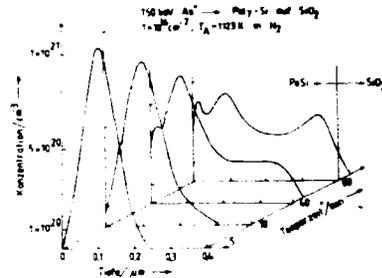


Fig.1 As-Umverteilung bei verschiedenen Temperzeiten in N₂, 1123 K (RBS).

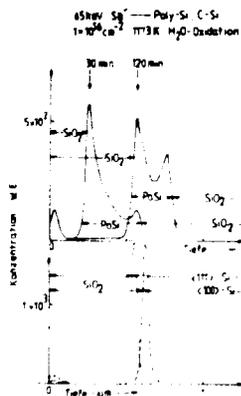


Fig.2 Sb-Verteilungen in Poly-Si (oben) und in $\langle 111 \rangle$ bzw. $\langle 100 \rangle$ - (unten) nach Oxidation in H₂O-Atmosphäre.

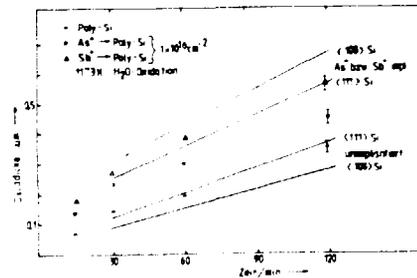


Fig.3 Oxidwachstum von nichtimplantiertem As- bzw. Sb-implantiertem $\langle 111 \rangle$, $\langle 100 \rangle$ und Poly-Silizium.

In c-Si besteht für diese Dotanden kein Unterschied. Die Oxidation ist jedoch orientierungsabhängig, wobei sich diese Abhängigkeit gegenüber nichtimplantiertem c-Si umkehrt. Reines Poly-Si oxidiert ähnlich dem $\langle 111 \rangle$ -Si (Fig.3).

L i t e r a t u r

/1/ J.Mittenbecher, 29. Internat. Kolloquium Ilmenau 1984.

DURCHBRUCHSFELDSTÄRKEN VON ANODISCH UND THERMISCH ERZEUGTEN MOS-STRUKTUREN AUF POLY-KRISTALLINEM SILICIUM

G. Mende

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

J. Wende

VEB ZFT Mikroelektronik, Dresden

Durch Oxydation von Poly-Si hergestellte Oxidschichten (Poly-Oxid) sind ein wichtiges Material in der IC-Technologie, das z.B. häufig zur Isolation verschiedener Leitbahnebenen oder als Passivierungsschicht eingesetzt wird. Leider besitzt aber das thermisch hergestellte Polysilizium eine relativ niedrige Durchbruchfeldstärke /1/, die für die Anwendung in MOS-Strukturen ausreichend ist.

In der vorliegenden Arbeit erstmalig anodisch erzeugtes Poly-Oxid im Hinblick auf seine Durchbruchfeldstärke untersucht und mit der von thermisch hergestellten Poly-Oxid verglichen.

Als Ausgangsmaterial für die Untersuchung diente eine low-pressure-CVD-Poly-Si-Schicht (400 nm), die auf oxidierten Si-Substraten aufgedampft worden war. Die Proben wurden bei 900 °C 4 min mit FOCl_3 behandelt. Anschließend erfolgte ein Ätzschritt zur Beseitigung des H_2SiO_2 -Glasses an der Oberfläche. Das Poly-Oxid wurde dann entweder thermisch bei 1000 °C mit trockenem O_2 oder anodisch erzeugt /2/. Die Trocknungstemperatur erfolgte 20 min bei 300 °C. Anschließend wurde eine Al-Schicht aufgedampft und mit Hilfe der Photolithographie selektiv geätzt, so daß Al-Dots von 1µm Durchmesser entstanden. Danach wurden die Proben 20 min in einem H_2 -Strom bei 400 °C ausgeheilt.

Ein Teil der thermisch hergestellten Oxidschichten mußte durch Ätzen entfernt werden, um einen Rückkontakt der MOS-Strukturen zu erzeugen. Dagegen blieb bei der anodischen Oxydation ein Teil der Substratoberfläche frei.

Die Durchbruchmessungen erfolgten mit Hilfe einer Spannungsquelle, die eine Änderungsrate von 10 V pro Sekunde bewirkt. Die Durchbruchfeldstärke wurde von der Spannung abgeleitet, die abgelesen worden war, unmittelbar bevor der Strom 10 µA erreicht. Die Polarität der Gate-Elektrode war positiv.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Die 4 anodisch hergestellten Proben zeigten im Gegensatz zum thermischen Poly-Oxid keine Frühausfälle. Die durchschnittliche Durchbruchfeldstärke von anodisch erzeugten MOS-Strukturen betrug ca. 10 MV cm^{-1} , während thermisch erzeugten MOS-Strukturen nur 5 MV cm^{-1} . Die relativ niedrige Durchbruchfeldstärke von thermisch erzeugten Poly-Oxid kann auf eine vergrößerte lokale Feldstärke infolge der Oberflächenrauigkeit des Poly-Si zurückgeführt werden. Die relativ hohe Durchbruchfeldstärke von anodisch erzeugtem Poly-Oxid kann mit Hilfe des Weitzingeffektes an anodischer Oxydation erklärt werden.

Tab. 1 Durchbruchfeldcharakteristika von anodisch ($d = 102 \pm 5 \text{ nm}$) und thermisch hergestelltem Polysilizium auf oxidierten MOS-Strukturen

Anzahl Proben	Ausfälle // in den Testbereichen / MV cm^{-1} /	Mittlere Durchbruchfeldstärke / MV cm^{-1} /		
			0-2	2-4
10	0	$10,02 \pm 0,25$		
10	0	$9,91 \pm 0,25$		
10	0	$9,98 \pm 0,25$		
10	0	$9,89 \pm 0,25$		
10	0	$4,7 \pm 0,1$		
10	10	$4,5 \pm 0,1$		
10	6	$4,4 \pm 0,2$		
10	10	$4,3 \pm 0,2$		

1. G. Mende, J. Wende, Mikrotechnik, S. 11, J. Appl. Phys. 53 (1982) 4.
 2. G. Mende, J. Wende, J. Appl. Phys., Schmidt, Int. Solid Films 102 (1982) 11.

FORMATION OF Ni₂Si AND NiSi ON As-DOPED SILICON

A. Witzmann, A. Dittmar, K. Gartner, and G. Götze
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

We have investigated the influence of As dopants on the growth of Ni₂Si and NiSi and the redistribution of the As atoms during the silicide formation. <100>-oriented Si wafers were implanted with 60 keV and 100 keV As⁺, respectively, in the dose range of 1x10¹⁴...8x10¹⁵ at/cm². A part of the samples was heated at 1173 K for 30 min in order to remove the radiation damage. Afterwards 35 or 75 nm Ni-layers were e-gun evaporated at p < 5x10⁻⁵ Pa. The silicides were formed by heating in a vacuum furnace (548 K ≤ T ≤ 623 K, p ≤ 2.5x10⁻⁴ Pa) or by ms-laser irradiation (λ = 1.06 μm) and investigated by RBS, AES, TEM, X-ray diffraction and electrical measurements.

Results:

As-concentrations up to 1x10²¹ at/cm³ do not influence the growth of Ni₂Si and NiSi independent of the temperature-time-regime used. At the As-concentration of 1.8x10²¹ at/cm³ the thermal formation of Ni₂Si is enhanced by about 10 %. The increased grain size (about doubled) of these samples detected by TEM investigation indicates structural changes of the silicide which are responsible for the increased diffusivity of Ni-atoms.

A pile up of dopant atoms in front of the silicide-silicon interface which is known from the literature /1/ for several systems (dopant-silicide) has not been detected in our case. We suppose that a high solubility and mobility of As in Ni₂Si and NiSi causes the complete incorporation of the As by the growing silicide layer. Wei /2/ has reported similar arguments for low dose implantations in the P+Si system.

During vacuum heating at temperatures T ≥ 600 K and laser irradiation with energy densities exceeding 90 J/cm² a SiO₂ layer smaller than 20 nm grows on top of the silicide. In this case and for the thermal oxidation of NiSi in air the oxidation rate of NiSi has been found to be strongly dependent on the As-implantation dose.

L i t e r a t u r e

- /1/ M. Wittmer, C.-Y. Ling, and K.H. Yu, Thin Solid Films 104 (1983) 191.
/2/ C.C. Wei, W. Katz, and G. Smith, Thin Solid Films 104 (1983) 215.

NI SILICIDE FORMATION BY ns-PULSE LASER IRRADIATION

A. Dittmar, K. Gärtner and G. Gütz

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

The growth of homogeneous and single phase NiSi layers formed by ns-pulse laser irradiation (Nd-glass $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $\tau_p \approx 1.2 \text{ ns}$) was studied by Rutherford Backscattering (RBS), in situ-TEM (up to 970 K) and TEM-cross section technique. Ni-Si-sandwich layers were prepared by electron beam evaporation under UHV conditions. The ratio of Ni and Si atoms in the sandwich system was chosen as unity in order to form NiSi.

Laser energy densities in the range from 30 J/cm^2 to 50 J/cm^2 cause the simultaneous formation of several silicide phases, namely Ni_2Si , Ni_3Si and NiSi. This means that the sequential growth of Ni-silicides ($\text{Ni}_2\text{Si} \rightarrow \text{NiSi}$), well known for furnace annealing, does obviously not occur in this case. From 50 J/cm^2 up to 75 J/cm^2 a single phase and homogeneous NiSi layer is formed. If the temperature of the sample is increased to 420 K the laser energy density may be reduced by 25 %.

The properties of the NiSi layer with respect to the structure (size of the crystallites) and to the stability are similar in the two cases, laser irradiation and furnace treatment. The crystallites have grain sizes up to 200 nm (laser) and 300 nm (furnace), respectively.

The temperature of stability of the NiSi layer ranges from 570 K to 870 K. Similar to this there exists a laser energy density range from 70 J/cm^2 to 80 J/cm^2 , in which no further phase transition (NiSi_2) occurs.

In all cases of silicide formation by the ns-pulse laser irradiation we did not observe Ni diffusion into the silicon substrate as was found during furnace annealing (e.g. for 30 min at 973 K). We assume that there is not enough time for the Ni diffusion during the laser pulse. The consequence is a very sharp interface NiSi-silicon substrate with an extension of about 10 nm or less.

Therefore the ns-pulse laser irradiation offers some advantages in application over the conventional furnace annealing.

DER EINFLUSS VON SAUERSTOFF AUF DIE BILDUNG THEILWEISER PLATIN- UND MOLYBDÄNSILIZIDE

C. Bauer, P. Michel, P. Schwabe, W. Rudolph
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Zur Untersuchung des Sauerstoffeinflusses auf die Pt_2Si -Bildung wurden die mit 130 nm Pt durch Sputtern beschichteten Siliziumscheiben mit verschiedenen Dosen Sauerstoff implantiert und bei 284 °C im Hochvakuum getempert. Die Identifizierung der Silizidphasen erfolgte durch Rastkameratechnik. Schichtstöchiometrie und Silizidphasenwachstum wurden mittels Rückstreuung von 1.7-MeV-He-Ionen bestimmt. Die Sauerstofftiefenprofile wurden mit Hilfe der $^{16}O(d,\alpha)^{14}N$ -Kernreaktion ($E_d = 0.9$ MeV, reduzierte Detektorspannung und pile-up-Unterdrückung) gemessen.

Sauerstoff im Platin führt an der Grenzschicht Pt_2Si -Platin zur Bildung einer Diffusionsbarriere, die schließlich zur vollständigen Blockierung der Silizidreaktion führen kann. Abb. 1 zeigt die erhaltenen RBS- und $^{16}O(d,\alpha)$ -Spektren einer Probe, die mit $5 \times 10^{15} \text{ O cm}^{-2}$ in das Platin implantiert und 240 min bei 284 °C im Hochvakuum getempert wurde. Die an der Pt_2Si -Pt-Grenzfläche sichtbare hohe Sauerstoffkonzentration ist die Ursache für den Abbruch der Silizidreaktion [1].

Im weiteren wurden mit 50 nm Molybdän bedampfte Siliziumproben bei 1000 °C in Umgebungen mit verschiedenem Sauerstoffgehalt getempert. Auch hier wurde die Ausbildung einer sauerstoffreichen Grenzschicht zwischen Silizium und Molybdän-Silizium-Schicht beobachtet, die als Diffusionsbarriere für die Siliziumatome wirkt und zu Phasengemischen bei der Silizidbildung führt [1].

L i t e r a t u r

[1] P. Michel, Diplomarbeit 1984

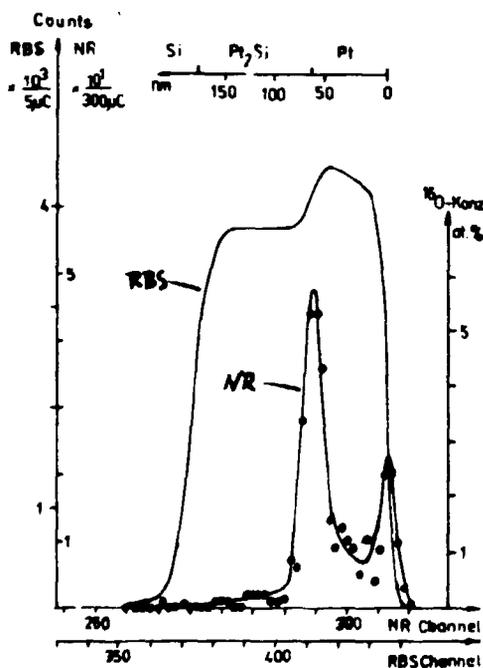


Abb. 1

RBS- und Kernreaktionsspektrum einer 240 min bei 284 °C mit Hochvakuum getemperten Probe. Vor der Temperung in das Platin implantierte Sauerstoffdosis: $5 \times 10^{15} \text{ Ocm}^{-2}$

ERZEUGUNG VON METALL-HALBLEITER-KONTAKTEN AUF SILIZIUM DURCH NIEDERENERGETISCHE HOCHDOSIS-IMPLANTATION VON Sb- bzw. Ag-IONEN

A. Mertens, J. Bollmann, H. Klose

HU Berlin, Sektion Physik, Bereich Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Über die Erzeugung niederohmiger Metall-Halbleiterkontakte auf p-Si mit spez. Kontaktwiderständen ρ_c von $(10^{-4}-10^{-5}) \text{ Ohmcm}^2$ durch eine 15-keV-Al-Ionenimplantation mit einer Dosis von $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ und bei einer Implantationstemperatur T_i von 77 K wurde bereits in /1/ berichtet. Das Verfahren kann auf n-Si erweitert werden, wenn die Implantation mit Sb-Ionen erfolgt. Die Eigenschaften dieser Kontakte wurden als Funktion der Implantationsparameter (Dosis, Impl.-Temp., Energie), der Donatorkonzentration des Grundmaterials und der sich anschließenden Temperung untersucht /2/.

Auf Grund des relativ hohen und energieabhängigen Zerstäubungskoeffizienten S von Sb auf Si bildete sich nur bei Ionenenergien um 10 keV und einer Minimaldosis von ca. $(3-4) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ eine gut leitende metallische Oberflächenschicht, was sich in einer drastischen Verringerung von ρ_c in Abb. 1 zeigt. Berechnungen der Implantationsprofile ergaben in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Abb. 1, daß für die Bildung der metallischen Oberflächenschicht eine Sb-Konzentration von etwa $2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ notwendig ist, die z. B. bei der 36 keV-Sb-Ionenimplantation auf Grund des höheren S trotz Dosissteigerung nicht erreicht wurde. Die Abhängigkeit des ρ_c von der Donatorkonzentration zeigt Abb. 2. Parameter sind die Implantations- (T_i) und die Temperungstemperatur (T_a). Es zeigt sich, daß - im Gegensatz zur Al-Ionenstrahlkontaktierung von p-Si - die niedrigsten Kontaktwiderstände durch eine Implantation bei 400 bis 600 K erzielt wurden. Nach Temperung bei ca. 600 K erreicht ρ_c Werte

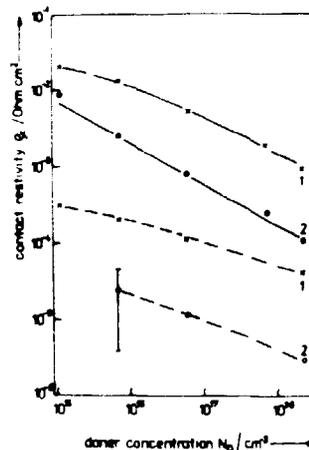
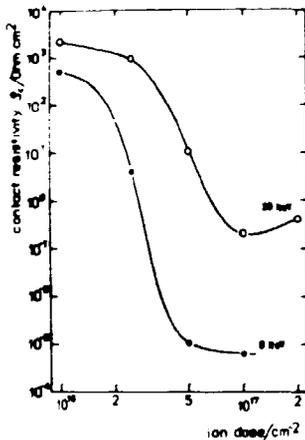


Abb. 1 $\rho_c = f(\text{Sb-Dosis})$, $T_i = 300 \text{ K}$, $N_D = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; as implanted.

Abb. 2 $\rho_c = f(N_D)$
9 keV, $5 \times 10^{16} \text{ Sb}^+ \text{ cm}^{-2}$
 T_i : — 300 K. - - 423 K
 T_a : 1 - as implanted,
2 - 573 K.

um ca. $1 \times 10^{-5} \text{ Ohmcm}^2$, so daß die Ionenstrahlkontaktierung besonders durch niedrige Prozeßtemperaturen ausgezeichnet ist.

Zusätzlich zur niederohmigen Kontaktierung wurden die Eigenschaften von Schottky-Kontakten auf n- bzw. p-Si untersucht, die durch 10 keV Ag-Ionenimplantationen mit einer Minimaldosis von $(2-3) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ erzeugt werden konnten. Es wurden die gleichen entgegengesetzten Tendenzen für n- bzw. p-Si bei der Abh. des Sperrverhaltens von T_i wie im Fall der niederohmigen Kontaktierung von n- bzw. p-Si mit Sb- bzw. Al-Ionen beobachtet, was auf einen charakteristischen Einfluß des Strahlenschadens auf die Kontakteigenschaften hinweist. Diese Schottky-Kontakte wurden verwendet, um mittels DLT-Spektroskopie erste Aussagen über tiefe Störstellen, verursacht durch die Implantation, zu erhalten /3/.

Literatur

- /1/ Klose, H. et al., phys.stat.sol.(a) 77, 233 (1983)
- /2/ Mertens, A. et al., phys.stat.sol.(a), (in press)
- /3/ Bollmann, J. et al., Proc. Physik der Halbleiteroberfläche 15, 247 (1984)

DLTS-UNTERSUCHUNGEN AN KOHLENSTOFFIMPLANTIERTEM ZP-SILIZIUM NACH NEUTRONENDOTIERUNG

H. Morgenstern und A. Zetzsche

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

Bei der Herstellung von neutronendotiertem (NTD)-Silizium treten manchmal Anomalien im Ausheilverhalten des spezifischen Widerstandes und der Ladungsträgerlebensdauer auf. Es ist wahrscheinlich, daß der Kohlenstoffgehalt des Ausgangsmaterials dafür verantwortlich ist /1/. Um diesen Einfluß zu untersuchen, wurden DLTS-Untersuchungen an Siliziumproben durchgeführt die vor der Neutronenbestrahlung mit Kohlenstoff ($\approx 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, 240 keV) implantiert wurden.

Nach Ausheiltemperaturen bei 600, 700 und 800 °C bildeten eine Borimplantation ($\approx 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, 30 keV) in der mit Kohlenstoff angereicherten Schicht das p⁺-Gebiet und eine Phosphorimplantation (10^{15} cm^{-2} , 50 keV) in die Scheibenrückseite (n) den ohmschen (n⁺)-Kontakt der Diodenstruktur. Im Bild sind die Ergebnisse der DLTS-Untersuchungen (tiefe Störstellen) für nichtimplantiertes Si (linker Teil), für zusätzlich mit Kohlenstoff implantiertes Si (mittlerer Teil) und für Silizium mit Lebensdaueranomalie ($\tau = 10 \mu\text{s}$) (rechter Teil) zusammengestellt: In den nicht mit Kohlenstoff implantierten Proben sinken die Anzahl der Störstellen von 11 bei 600 °C auf 2 bei 800 °C und die Konzentration auf etwa 10⁵ ab.

Die zusätzliche Kohlenstoffimplantation führt zur Zunahme der nachweisbaren Störstellen von 8 bei 600 °C auf 15 bei 700 °C, deren Konzentration ist gegenüber den nichtimplantierten Proben etwa eine Größenordnung höher. Diese Erscheinung ist darauf zurückzuführen, daß in diesem Temperaturbereich der infolge Neutronenbestrahlung aus Substitutionsgitterplätzen ausgelagerte Kohlenstoff in hohem Maß solche Plätze wieder einnehmen kann /2/.

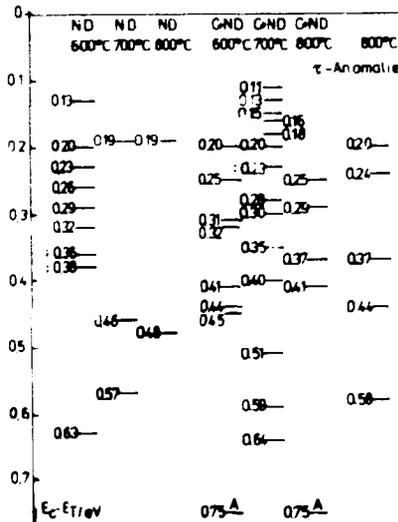
Eine akzeptorartige Störstelle ist nachweisbar, sie ist aber nur in der Nähe des pn-Übergangs wirksam.

Ein Vergleich der Ergebnisse mit denen der Probe, die eine Lebensdaueranomalie aufweist, deutet darauf hin, daß die Störstellen bei (0,24 ± 0,01)eV, 0,37 eV, (0,44 + 0,01)eV und (0,58 + 0,01)eV durch Kohlenstoff induziert werden und wahrscheinlich zu der Lebensdaueranomalie führen.

Weitergehende Untersuchungen, vor allem mit geringerer Kohlenstoffdosis, sollen der Klärung der noch offenen Fragen dienen.

L i t e r a t u r

- /1/ H. Mitlehner, M. Schnöller, F.Vosz, Homogene Siliziumdotierung durch Neutronenbestrahlung, BMT-FB T 79-52
- /2/ R.C. Newman, J.J. Thomson, Neutron-Transmutation-Doped Silicon, ed. J.Guidberg, New York, Plenum Press 1981



Zusammenstellung der tiefen Störstellen in neutronendotiertem ZP-Silizium, : zweifach auftretende Störstelle mit unterschiedlichem Einfangquerschnitt

ANNEALING BEHAVIOUR OF RADIATION DAMAGED TETRAHEDRALLY COORDINATED SEMICONDUCTORS

S. Unterricker
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

By perturbed angular correlations (TDPAC) the annealing behaviour of radiation damaged semiconductors can be examined microscopically. The time dependent anisotropy $A_2G_2(t)$ supplies us with these parts of probe nuclei which are positioned in different perturbed environments.

We have investigated the semiconducting substance groups A^{IV} , $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$ and $A^{II}B^{IV}C_2^V$ (Tab.1). The compounds of these groups have a tetrahedral or nearly tetrahedral crystal structure. A measure for the different chemical nature of these substances is the ionicity parameter f_i of PHILLIPS [1].

After room temperature (RT) implantation in the case of the $A^{III}B^V$ - and $A^{II}B^{VI}$ -compounds there is a part of probes in undamaged environments. That means though the stopping of energetic ions yields displacement spikes in every case there must occur a partial RT annealing of defect zones in these substances. Complete annealing of radiation damage is possible by a thermal treatment at T_a for about 0.5 h (Tab.1). For the compounds of one group T_a increases with the melting temperature of the substances. There are remarkable differences between the annealing properties of the four substance groups. This turns out not only by the different T_a but also in the annealing behaviour. Si and the binaries show a recovery with a relatively flat temperature dependence. The ternary substances exhibit a prestage and a steep second stage, which develops the final chalcopyrite structure [2].

Table 1

Annealing of radiation damage and bonding properties

substance group/substance	A^{IV}/Si	$A^{III}B^V/InP$	$A^{II}B^{VI}/CdSe$	$A^{II}B^{IV}C_2^V/GaSIP_2$
part of probes in amorphous regions after RT implantation (probe nucleus)	100%(In-111)	90%(In-111) 70%(Sb-118) 65%(Sb-119) [3]	30%(In-111)	100%(In-111)
annealing temperature T_a	650 °C	650 °C	300 °C	720 °C
ionicity f_i	0	0.42	0.70	0.38
microhardness/ $[10^{-3}N/mm^2]$	11.5	4.1	~ 1.1	10.5

Besides Tab.1 shows for a selected member of each group the microhardness which is a measure for the cohesion forces of the substances. It exists a strong parallelism between the microhardness and the parameters which characterize the extent and the annealing behaviour of radiation damage [2]. In the sequence A^{IV} , $A^{III}B^V$ and $A^{II}B^{VI}$ the ionicity of the substances increases and the stability of radiation damage decreases. The ternary $A^{II}B^{IV}C_2^V$ compounds can be classified at the $A^{III}B^V$ substances.

GOLTZENE et al. [4] have examined by EPR members of the $A^{III}B^V$ - and the tetrahedral $A^{I}B^{VII}$ compounds after fast neutron irradiation. They observed that the preferentially ionic cuprous halides contrary to GaAs show no extended neutron damage after RT irradiation. This is discussed with the cation self diffusion activation energy which decreases with rising ionicity.

All these investigations show, that the nature of radiation damage in implanted semiconductors depends in an extensive manner on the bonding properties of the substances which are expressed not only by the ionicity, but also by the self diffusion activation energy, the microhardness and the shear modulus.

R e f e r e n c e s

- [1] Phillips, J.C., Bonds and Bands in Semiconductors, Academic Press, N.Y., London (1973)
- [2] Unterricker, S., Forschungsbericht, Bergakademie Freiberg (1984), unveröffentlicht
- [3] Weyer, G. et al., Phys. Rev. B 11 (1980) 4939
- [4] Goltzene, A. et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. B 1 (1984) 427

Bestimmung des Tiefenprofils der Strahlenschädigung von GaP-Einkristallen nach Beschuß mit schnellen schwereren Ionen

Ascheron, C., Zschau, H.-E., Flaggmeyer, R., Otto, G.

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik

Die Untersuchungen zur Strahlenschädigung ionenbeschossener (H^+ , He^+ , N^+ , Le^+ , P^+ , Ar^+) GaP-Einkristalle wurden über die Ermittlung der Dosis- und Energieabhängigkeit der Ditteraufweitung und Defektkonzentration im oberflächennahen Bereich /1/ hinaus mit dem Ziel der Tiefenprofilierung fortgesetzt. Hierzu wurde ein Rechenprogramm in Fortran zur Defektdichtebestimmung aus RBC-Messungen erstellt, das für mehrkomponentige Kristalle einsetzbar ist. Das Programm baut auf dem Verfahren der Mehrfachstreuung /2/ und einem für einkomponentige Kristalle gültigen Programm /3/ auf. Es wurde versucht, die Spektren der einzelnen Elemente von mehrkomponentigen Kristallen voneinander zu separieren. Dazu wurde in erster Näherung angenommen, daß die Defekte in der untersuchten (111)-Richtung über die P- und Ga-Atome nahezu gleich verteilt sind, so daß das RBC-Spektrum der P-Atome ein verkleinertes und energetisch verschobenes Abbild des Spektrums der Ga-Atome darstellt. Auf dieser Grundlage ist es möglich, ein gemessenes Spektrum durch ein iteratives Verfahren sukzessive auf das Spektrum der schwersten Komponente (hier in Abb. 1 für χ_{Ga}^{rand}) zu korrigieren und somit auf das Einkomponentenproblem zu reduzieren. Als Beispiel ist in Abb. 2 a die berechnete Dekanalisterungslinie χ_p und in Abb. 2 b das ermittelte Tiefenprofil der Defektdichte N_d/N_0 dargestellt.

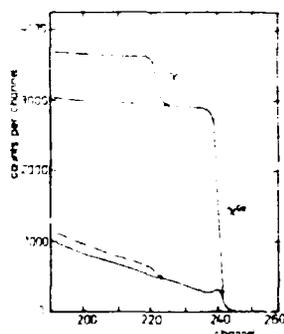


Abb. 1

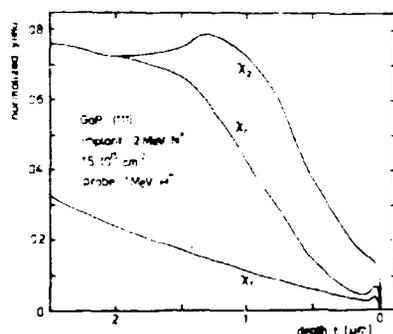


Abb. 2 a

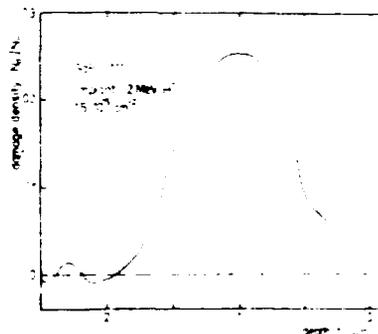


Abb. 2 b

Abb. 1: Schematische Darstellung der Korrektur des RBC-Spektrums von GaP auf das Ga-Spektrum

Abb. 2: Normiertes Minimumspektrum χ_2 von 2 MeV- H^+ beschossenem GaP, χ_1 von unbelastetem Material und entsprechende Dekanalisterungslinie χ_p (a) sowie daraus berechnetes Tiefenprofil der Defektdichte (b)

Das Verfahren ist besonders zur Defektdichtebestimmung im Bereich mittlerer Defektkonzentrationen ($N_d/N_0 \lesssim 20\%$) anwendbar, die für die Implantation von $A_{III}B_V$ -Materialien mit leichten und mittelschweren Ionen typisch sind.

LITERATUR

- /1/ Ascheron, C. et al.: Jahresbericht Zfk 530, 74 (1984)
- /2/ Westmoreland, J.E. et al.: Rad. Eff. 6, 161 (1970)
- /3/ Gärtner, C.: Persönliche Mitteilung

Untersuchungen zur Wasserstoffeinlagerung in protonen- und deutronenbestrahlten GaP- und InP-Einkristallen

(zur Veröff. eingereicht bei "physica status solidi")

Ascheron, C., Sobotta, H., Riede, V., Bauer, C.*

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

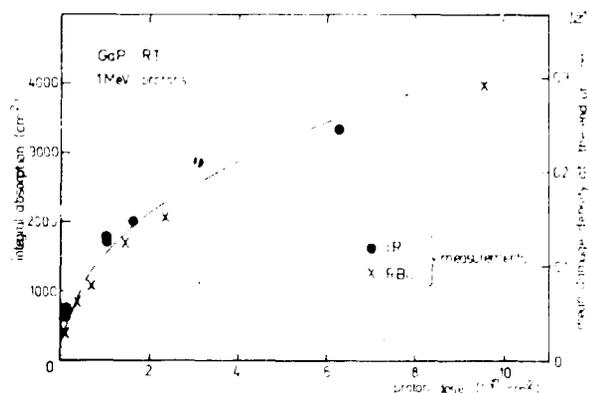
* Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Bei der Implantation von Wasserstoff in Halbleitermaterialien wird ein Teil des implantierten H chemisch gebunden, wodurch deren elektrische und optische Eigenschaften verändert werden /1/. An GaP- und InP-Einkristallen wurde die chemische Bindung des H an die P- und Ga-Atome mittels Infrarotspektroskopie nachgewiesen. Durch vergleichende Messungen an He- und d-implantierten Kristallen wurde gezeigt, daß die gemessene Änderung der Infrarotabsorption in den betreffenden Wellenzahlbereichen auf die chemische Bindung des implantierten H zurückzuführen ist und nicht auf die während der Implantation erzeugten Defekte oder auf bereits vorher im Kristall vorhandenen H bzw. von der Oberfläche ruckstoßimplantierten H. Für die einzelnen Valenzschwingungen wurden dabei folgende Wellenzahlen gemessen (Tab. 1):

Tab. 1: Valenzschwingung des gebundenen H

Material	Schwingung	Wellenzahl
GaP	P-p	2204 cm^{-1}
	P-d	1600 cm^{-1}
	Ga-p	1845 cm^{-1}
	Ga-d	1330 cm^{-1}
InP	P-p	2197 cm^{-1}
	P-d	1610 cm^{-1}

Abb. 1: Integrale Absorption A der Absorptionsbande bei 2204 cm^{-1} (linke Skala) und mittlere Defektdichte N_d/N_0 (rechte Skala) in GaP als Funktion der implantierten Dosis



Die Verschiebung der P-d- gegenüber der P-p-Valenzschwingung um einen Faktor ca. 2 entspricht dem theoretisch erwarteten Wert m_d/m_p . Beim He-Beschuß wurde bei vergleichbarer Strahlenschädigung in diesen Wellenzahlbereichen keine Veränderung der IR-Absorption beobachtet. Die qualitativ ähnlichen Dosisabhängigkeiten (Abb. 1 und /2/) und auch Tiefenprofile /3/ der Konzentration des gebundenen Wasserstoffs und der Defektkonzentration deuten auf die chemische Bindung des H an die Gitteratome an Defektorten hin. Die relativ niedrige Konzentration des chemisch gebundenen H, die um ca. eine Größenordnung unter der Defekt- und Gesamtwasserstoffkonzentration liegt (vgl. /3/), ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß sich ein großer Teil der freien Valenzen der primär erzeugten Defekte durch die Ausbildung größerer Sekundärdefekte gegenseitig absättigt, wie erste EPR-Messungen an H- und He-implantierten GaP-Kristallen zeigen.

LITERATUR

/1/ Newman, R.C., Woodhead, J., Rad. Eff. 53, 41 (1980)
 /2/ Riede, V., et. al., Solid State Comm. 47, 33 (1983)
 /3/ Ascheron, C., et. al., 3. Tagung - Nukleare Analysenverfahren - 1983, Dresden(1983)
 S. 53

DEFECT PRODUCTION IN WEAKLY DAMAGED ION IMPLANTED GaAs LAYERS

E. Wendler and W. Wesch

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

In previous papers /1,2/ we have represented the optical properties of N⁺ implanted GaAs in dependence on the ion dose, the implantation temperature and the depth. It is shown, that in ion implanted GaAs two different types of radiation damage can be distinguished: (i) amorphous regions that are connected with a short absorption tail near the fundamental absorption edge and a refractive index change of about 10 % and (ii) point defect structures causing a long absorption tail near/below the fundamental absorption edge with almost no refractive index change ($\approx 1\%$). The main task was now to investigate the creation of point defect structures by ion implantation in GaAs in dependence on the ion mass and the ion dose.

We have used N⁺, Ar⁺, Cd⁺ and Zn⁺ for the implantation in <100> Te doped GaAs at room temperature. The ion doses were chosen in such a manner that only point defects are observed. The latter was checked using channeling Rutherford backscattering spectrometry (no damage peaks occur). From optical transmission and reflection measurements in the photon energy region $0.12 \text{ eV} \leq \hbar\omega \leq 1.35 \text{ eV}$ the absorption coefficient of the implanted layers is evaluated.

The average absorption coefficient \bar{K} of the implanted layers depends exponentially on the photon energy according to

$$\bar{K}(\hbar\omega) = \bar{K}_0 \exp\left(\frac{\hbar\omega}{E_1}\right)$$

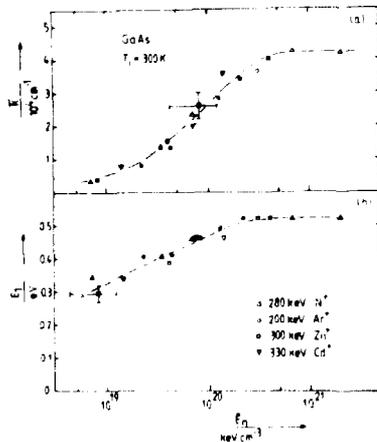


Fig. 1 Average absorption coefficient \bar{K} ($\hbar\omega = 1.3 \text{ eV}$) (a) and characteristic energy E_1 (b) in dependence on the average energy density E_n deposited into nuclear processesⁿ for various ion species.

Both parameters \bar{K}_0 and E_1 show a dependence on the ion dose for all ion species we have used. To compare the results, in Fig. 1 the average absorption coefficient \bar{K} ($\hbar\omega = 1.3 \text{ eV}$) and the characteristic energy E_1 are given as a function of the average energy density deposited into nuclear processes /3/. The following results are obtained from the figure: (i) For the various ion species a uniform dependence of \bar{K} and E_1 on the nuclear deposited energy density is found. That means, the secondary processes occurring during implantation at room temperature in GaAs depend only on the energy density primarily deposited into nuclear processes but not on the ion mass. (ii) The high absorption coefficient ($\approx 10^4 \text{ cm}^{-1}$) indicates a high concentration of absorbing defects. Using

an effective absorption cross section of 10^{-17} cm^2 one obtains a defect concentration in the order of 10^{21} cm^{-3} . (iii) Both \bar{K} ($\hbar\omega = 1.3 \text{ eV}$) and E_1 increase with E_n and reach a maximum value for $E_n \approx 3 \times 10^{20} \text{ keV cm}^{-2}$ of $\bar{K}(\hbar\omega) = 3 \times 10^3 \exp(\hbar\omega/0.52 \text{ eV}) \text{ cm}^{-1}$.

From this result we assume that the defect concentration is increasing with \bar{E}_n up to a maximum value which cannot be exceeded. The high defect concentration and the independence of \bar{K} and E_1 on the ion mass indicate that the defects causing the pronounced absorption tail are of the native type. Because such an absorption behaviour is only found in compound semiconductors but not in Si or Ge, defects which are typically for compounds as for instance antisite defects should be responsible for the observed absorption behaviour. First theoretical considerations concerning the observed absorption behaviour in GaAs are given in /4/. They show that the maximum characteristic energy $E_1=0.52$ eV in connection with the unchanged value of the energy gap can be explained assuming a high concentration of antisite defects and vacancies.

L i t e r a t u r e

- /1/ W. Wesch, E. Wilk, K. Hehl, phys.stat.sol.(a) 70, 243 (1982).
- /2/ E. Wilk, W. Wesch, K. Hehl, phys.stat.sol.(a) 76, K 197 (1983).
- /3/ E. Wendler, W. Wesch, G. Götz, phys.stat.sol.(a) to be published.
- /4/ E. Wendler, W. Wesch, K. Unger, Proc.Int.Conf. Energy Pulse Modification of Semiconductors and Related Materials, Dresden 1984, in the press.

PULSE LASER INDUCED RECRYSTALLIZATION OF ION IMPLANTED GAAS

W. Wesch, P. Ressel, D. Stock, E. Wendler
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

The recrystallization of ion implanted amorphous GaAs layers by means of nanosecond laser pulses was investigated in dependence on the laser energy density. With the chosen implantation parameters (N^+ , Ar^+ , As^+ , Sb^+ , Te^+ ions, energy (90-300) keV, dose $(7 \times 10^{14} - 2 \times 10^{15}) \text{ cm}^{-2}$, implantation temperature 80 K and 300 K) amorphous layers with thicknesses between $0.08 \mu\text{m}$ and $0.53 \mu\text{m}$ were produced. Laser annealing was carried out with (25-40) ns pulses from a Q-switched Nd-glass laser using the wavelengths $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ and $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$. The samples were held at 300 K and 480 K during irradiation, respectively. From channeling RBS-spectra (1.4 MeV He^+ -ions) the relative change of the dechanneling $\Delta\chi = [Y_2(t) - Y_1(t)] [Y_{rd}(t)]^{-1}$, ($Y_2(t), Y_1(t)$ -aligned backscattering yields of damaged and crystalline reference sample; $Y_{rd}(t)$ -backscattering yield for random case) was determined as a measure for the integrated defect concentration. A fast decrease of $\Delta\chi$ in a narrow interval of laser energy density as a consequence of recrystallization is observed (Fig. 1). As can be seen, the threshold energy density E_L^{th} for recrystallization increases with increasing layer thickness, if the thickness of the amorphous layer exceeds the absorption length $d_{abs} = 0.25 \mu\text{m}$ for laser light of $1.06 \mu\text{m}$ wavelength (Fig. 1a). Fig. 1b shows $\Delta\chi$ in dependence on the laser energy density E for room temperature implanted GaAs layers.

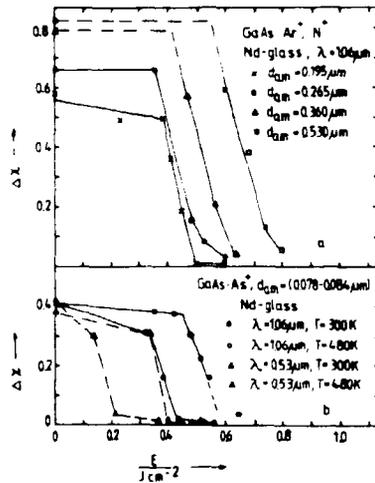


Fig. 1 Relative change of the dechanneling in dependence on the laser energy density

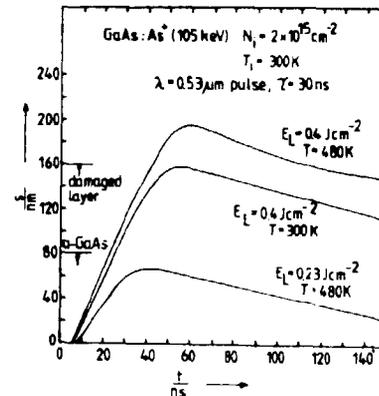


Fig. 2 Calculated depth of the melt front vs. melt time

In this case double layers consisting of an amorphous region and an underlying crystalline damaged layer are produced /1/. For a given sample temperature the threshold energy density decreases, if the shorter wavelength $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ is used. This is a consequence of the higher absorption coefficient for this wavelength. A decrease of E_L^{th} is also observed for irradiation at higher temperatures (Fig.1b). In Fig.2 the calculated melt front profiles /2/ for $0.53 \mu\text{m}$ laser irradiation of GaAs are illustrated. In agreement with the experimental results at 300 K the melt front nearly reaches the interface damaged layer-crystalline substrate for $E_L = 0.4 \text{ J cm}^{-2}$. Contrary, at $T = 480 \text{ K}$ the melt front does not yet reach the amorphous-damaged layer interface for the experimentally found threshold energy density 0.23 J cm^{-2} . We imagine, that at 480 K the amorphous layer transforms into a highly damaged layer due to solid phase recrystallization processes. This is connected with a decrease of $\Delta\lambda$ at smaller energy densities. For complete recrystallization nearly the same energy density as for $T=300 \text{ K}$ is necessary (compare Fig.1b and 2).

L i t e r a t u r e

- /1/ E. Wilk, W. Wesch and K. Hehl, phys.stat.sol.(a) 76 (1983) p. 197.
- /2/ W. Wesch, G. Götze, P. Ressel, D. Stock and A. Unkroth, Proc.Int.Conf. Energy Pulse Modification 84, Dresden, in the press.

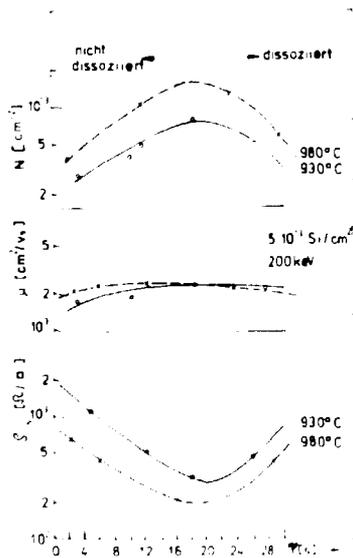
AUSHEILUNG VON SI-IMPLANTIERTEN GaAs MITTELS INKOHÄRENTER LICHTIMPULSE

D. Panknin, C. Döring, J. Hüller, C. Weise und E. Wieser
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Ausheilung von implantierten Verbindungshalbleitern ist im Gegensatz zu den Elementhalbleitern komplizierter, da die Oberflächenstöchiometrie schon bei relativ niedrigen Temperaturen gestört wird. In semi-isolierendem GaAs besteht ein weiteres Problem darin, daß die kompensierenden Verunreinigungen besonders in Oberflächennähe unverteilt werden können.

Ziel dieser Arbeit war, durch Kurzeitenausheilung im Sekundenregime an ungeschütztem GaAs die elektrische Aktivierung sowie die Oberflächenstöchiometrie zu untersuchen, um eine möglichst hohe Aktivierung bei minimaler Schädigung der Oberfläche zu erreichen.

Für diese Experimente wurde semi-isolierendes (100)-GaAs ($\rho_s \approx 10^8 \Omega \text{ cm}$) benutzt. Die Implantation erfolgte bei Raumtemperatur ($5 \cdot 10^{13} \text{ Si/cm}^2$, 200 keV), die Ausheilung im N_2 -Gas mittels Halogenlampen. Dabei wurden die Proben vorgeheizt (150°C , 60 s), anschließend auf die gewünschte Ausheiltemperatur gebracht (Temperatur-Anstiegsrate: 180 K/s) und diese Temperatur während der Ausheilzeit τ konstant gehalten.



In der Abbildung sind die erhaltenen Ergebnisse zur Schichtladungsträgerkonzentration (N_B), der Beweglichkeit (μ) und des Schichtwiderstandes (ρ_s) als Funktion der Ausheilzeit τ für zwei Ausheiltemperaturen dargestellt. N_B wächst mit zunehmender Temperatur. Die Zeitabhängigkeit zeigt ein charakteristisches Maximum bei $\tau_M \approx 20 \text{ s}$. Bei niedrigerer Temperatur wird τ_M zu längeren Zeiten verschoben.

Das Verhalten von ρ_s wird hauptsächlich durch die Ladungsträgerkonzentration bestimmt, da die Ladungsträgerbeweglichkeit im untersuchten Temperatur-Zeitbereich nahezu konstant bleibt.

Mittels RBS-Messungen wurde die Defektausheilung und die Oberflächenstöchiometrie untersucht.

Werden für die gewünschte Temperatur die Ausheilzeiten $\tau < \tau_M$ gewählt, dann bleibt die Stöchiometrie erhalten. Eine vollständige Defektausheilung wird aber erst bei $\tau \approx \tau_M$ beobachtet. Dagegen erfolgt für $\tau > \tau_M$ eine mit der Zeit zunehmende Störung der Stöchiometrie.

Untersuchungen zur Oberflächenanhebung an protonenbestrahlten GaP-, GaAs-, InP-, Ge- und Si-Einkristallen

Ascheron, C., Schindler, A.,[†] ZeiBer, U., Otto, G.

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

[†] Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig, Bereich SF

Die Untersuchungen zur Oberflächenanhebung protonenbestrahlter Halbleitereinkristalle (an GaP vgl. /1/) wurden auf (111)-orientiertes GaAs, InP, Ge und Si ausgedehnt. Diese Kristalle wurden mit 1,0- und 0,3 MeV-Protonen bestrahlt, um zwischen den Volumenänderungen zu unterscheiden, die a) durch Defekte im Gebiet weit vor dem Strahlenschadenmaximum und b) durch Wasserstoffblasen und höherer Defektkonzentrationen am Ende der Eindringtiefe der Protonen hervorgerufen wurden. Für zwei typische Vertreter, GaAs und Si, zeigt Abb. 1 die Dosisabhängigkeit der Oberflächenanhebung.

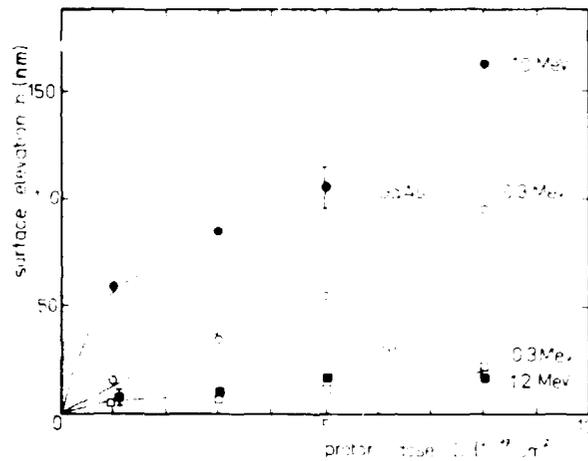


Abb. 1: Dosisabhängigkeit der Oberflächenanhebung von GaAs und Si für den senkrechten Beschuss mit 0,3 MeV- und 1,0 MeV-Protonen unter RT-Bedingungen

Dabei zeigen sich folgende Ergebnisse:

- Bei allen untersuchten Materialien tritt eine dosisabhängige Volumenvergrößerung des implantierten Gebiets auf, die sich als Oberflächenanhebung äußert.
- Die Oberflächenanhebung ist bei GaP, GaAs, InP ähnlich ausgeprägt, aber stärker als bei Ge und Si (Unterschied ca. Faktor 1,5 bzw. 5).
- Das oberflächennähere Gebiet (bis $t \leq 10 \mu\text{m}$) liefert nur bei GaP und GaAs einen meßbaren Beitrag zur Oberflächenanhebung, wie aus der Differenz zwischen den 1,0- und 0,3 MeV-Kurven und entsprechenden Messungen der Gitteraufweitung /1,2/ und des Defektprofils folgt.

- Bei höheren Protonendosen ($D \geq 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ für $E_p = 0,3 \text{ MeV}$) wurden großflächige Ausplatzungen der Strahlfleckgebiete bei allen untersuchten Materialien (außer bei Si) beobachtet. Die Messung der Kratertiefe der ausgeplatzten Strahlflecke stellt eine einfache Methode zur Ermittlung der Eindringtiefe der implantierten Ionen dar. Sie lag für den 0,3 MeV-Protonenbeschuss von GaP, GaAs, InP, Ge bei $(2,5 \pm 0,2) \mu\text{m}$.
- Wie aus der geringen Rauigkeit der Kraterböden (± 10 Netzebenenabstände) folgt, bestehen die Blister aus flachen Hohlräumen, die entlang der (111)-Ebener parallel zur Oberfläche orientiert sind.

LITERATUR

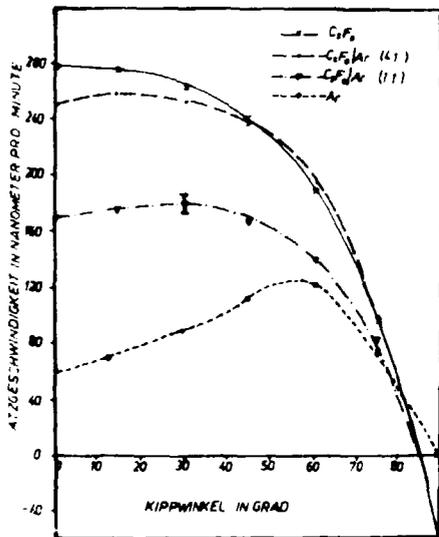
- /1/ C. Ascheron, A. Schindler, V. Geist, G. Otto: Rad. Eff. Lett. 68, 149 (1983)
- /2/ V. Geist, D. Stephan: in Vorber.

UNTERSUCHUNGEN ZUR WINKELABHÄNGIGKEIT DER ÄTZGESCHWINDIGKEIT BEI RIBE-PROZESSEN

G. Ringel, F. Figl und H. Schmidt

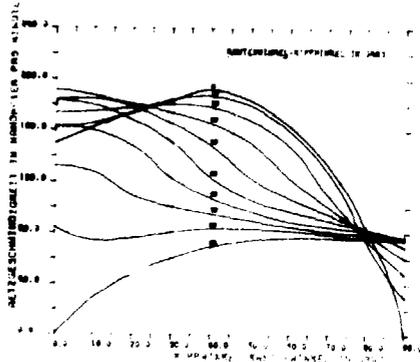
Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung der AdW der DDR, Leipzig

Die Rechnersimulation von Strukturübertragungsprozessen bei Anwendung ionengestützter Ätzverfahren (RIE, PIPE, CAIBE, IPE) setzt die Kenntnis der Abhängigkeit der Ätzgeschwindigkeit vom Einfallswinkel der Ionen (bzw. Neutralteilchen) für die entsprechenden Ätzgas-Schicht-Kombinationen und die zulässigen Parameterbereiche (Ionenenergie, Gasdruck, Strom- bzw. Teilchendichte, Oberflächentemperatur usw.) voraus. Während diese Abhängigkeit bei physikalischen Zerstäubungsprozessen wenigstens z.T. theoretisch ableitbar ist, muß sie beim gegenwärtigen Kenntnisstand über ionengestützte reaktive Ätzprozesse noch experimentell ermittelt werden. Da die technologisch relevanten Variationsmöglichkeiten sehr groß sind, wird das Ergebnis derartiger Untersuchungen im folgenden nur an einem Beispiel demonstriert. Abb. 1 zeigt die Winkelabhängigkeit der Ätzrate für eine SiO₂-Schicht für Ar, C₂F₆ und zwei C₂F₆/Ar-Gemische (Pumpstand B55/HVD, LN₂-Kühlung, Enddruck 1 x 10⁻⁴ Pa, Arbeitdruck 3 x 10⁻² Pa, Breitstrahlionenquelle BS 100L, Ionenenergie 1 keV, Strahlstromdichte 1,2 - 0,3 mAcm⁻² - Werte der Ätzgeschwindigkeit auf 1 mAcm⁻² normiert, Strahlneutralisation mit Wolfram-Bühkkatode). Für den reinen Sputterprozeß mit Ar steigt, wie bekannt,



ABHÄNGIGKEIT DER ÄTZGESCHWINDIGKEIT VOM KIPPWINKEL FÜR DAS RIBE VON SiO₂ STROMDICHTE 1 mAcm⁻² IONENERGIE 1 keV

Abb. 1



RECHNERAUSDRUCK FÜR EINE ENTSPRECHENDE KURVEN-SCHAR FÜR DAS ÄTZEN VON AZ 1350H MIT H₂O ALS ÄTZGAS (IONENERGIE 0,55 keV, ÄTZGESCHWINDIGKEIT AUF EINE STROMDICHTE VON 1 mAcm⁻² NORMIERT)

Abb. 2

die Ätzgeschwindigkeit bis zu einem Neigungswinkel von etwa 45 ... 60 Grd. an und fällt danach (vor allem infolge Ionenreflexion) relativ steil ab. Zunehmender C₂F₆-Anteil im Ätzgas erhöht die maximal erreichbare Ätzgeschwindigkeit, verflacht den Anstieg im Bereich kleiner Einfallswinkel bzw. hebt ihn völlig auf) und führt bei Winkeln über etwa 80 Grd. zur Abscheidung von Polymer-Schichten.

Die Winkelabhängigkeit der Ätzrate bewirkt bei der Strukturierung topologischer Oberflächen einen ungleichmäßigen Abtrag für Gebiete mit unterschiedlichem "Kantenwinkel". Für Sputterprozesse wurde von LEE /1/ gezeigt, daß sich eine "Homogenisierung" der Abtragung für bestimmte Bereiche des Kantenwinkels erreichen läßt, wenn man die Halbleiterscheibe kippt und um die Flächennormale rotieren läßt. Nach dem von ihm angegebenen Grundprinzip wurde zur Berechnung der effektiven Ätzgeschwindigkeit für Kipp- und Kantenwinkel zwischen 0 und 90 Grad und für die graphische Ergebnisdarstellung ein Rechenprogramm entwickelt, das die experimentell gewonnenen Kurven zur Ätzratenwinkelabhängigkeit weiterverarbeitet.

Abb. 2 zeigt den Rechnerausdruck für eine entsprechende Kurvenschar für das Ätzen von AZ 1350H mit H₂O als Ätzgas (Ionenenergie 0,55 keV, Ätzgeschwindigkeit auf eine Stromdichte von 1 mAcm⁻² normiert). Man erkennt, daß bei einem Kippwinkel von 20...25 Grad eine Verbesserung der Homogenität des Ätzabtrags für Kantenwinkel bis etwa 50° zu erreichen ist. Der Ausgleichseffekt bei fast 80 Grad Kippwinkel ist wahrscheinlich praktisch nicht nutzbar (geringe Ätzrate, Abschattung in Kantennähe).

L i t e r a t u r :

/1/ R.E.Lee, J.Vac.Sci.Technol. 16, 154 (1979)

UNTERSUCHUNG VON STRAHLENSCHÄDEN, ERZEUGT DURCH IONENSTRAHLÄTZEN, MITTELS Cu-64-ADSORPTION UND AUTORADIOGRAPHIE

R.Fechner, A.Schindler, J.Flachowski

AdW der DDR, Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung, Leipzig

Anisotrope Ätzverfahren unter Mitwirkung niedereenergetischer Ionen (z.B. RIE- Reactive Ion Etching, RIBE- Reactive Ion Beam Etching) werden zunehmend für die Herstellung höchstintegrierter Schaltkreise und extrem schneller Halbleiterbauelemente (GaAs-Elektronik) eingesetzt. Der durch den Sputteranteil der Ionen erzeugte Strahlenschaden in der geätzten Festkörperoberfläche ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen. Diese Strahlenschäden lassen sich in GaAs mittels Cu-64-Adsorption und Autoradiographie untersuchen.

Cz-GaAs (100 orientiert, Te-dotiert) wurde mit Ar⁺-Ionen (Ionenenergie 0,5 bis 2,5 keV, Ionendosis 10¹³ bis 10¹⁶ cm⁻², Arbeitsdruck 2x10⁻² Pa) bei Raumtemperatur mittels einer Breitstrahlionenquelle vom Kaufman-Typ geätzt.

Die Adsorption erfolgte bei Raumtemperatur in wässriger Lösung (1mg Cu^{II}-Ionen, 10ml 1n HCl und 15 MBq Cu-64 in 100ml H₂O) für 5min. Die Autoradiogramme wurden im Kontaktverfahren bei Expositionszeiten von ca. 1...10 Minuten aufgenommen, die Schwärzungen mit einem Schnellphotometer gemessen. Durch die Herstellung definierter Eichpräparate und Abbildung auf dem gleichen Film ist eine quantitative Cu-Konzentrationsbestimmung aus den Schwärzungswerten möglich.

Abb.1 zeigt das Autoradiogramm einer GaAs-Probe, geätzt mit 1,5 keV Ionenenergie und Ionendosen von 1x10¹³, 3x10¹³, 6x10¹³, 1x10¹⁴, 5x10¹⁴, 1x10¹⁵, 5x10¹⁵, 1x10¹⁶ cm⁻². Die Breite der Stufen gleicher Dosis beträgt im Original 1,4mm.

Abb.2 zeigt die Cu-Konzentration in Abhängigkeit von der Ionendosis der Probe aus Abb.1. Die Cu-Konzentration auf der nichtgeätzten Probenoberfläche lag bei allen untersuchten Proben unter 6x10¹³ cm⁻². Sie steigt mit zunehmender Ionendosis und geht bei ca. 1...2x10¹⁵ Ionencm⁻² in Sättigung. Aufgrund der hohen Diffusion von Cu in GaAs und der Getterwirkung des Strahlenschadens für Cu ist zu vermuten, daß die ursprünglich adsorbierten Cu-Atome über die Tiefe der Strahlenschadenschicht verteilt

Abb. 2 sind. Diese Annahme wird durch das Sättigungsverhalten in Abhängigkeit von der Dosis gestützt. Ein ähnliches Sättigungsverhalten für die Strahlenschadenschichtdicke an Ar-Ionenbestrahlten GaAs wurde in /1/ und /2/ mittels RES gemessen.

Weitere Untersuchungen insbesondere der Abhängigkeit der "adsorbierten" Cu-Menge von der Energie der Ätzionen zur Klärung dieser Annahme sind in Vorbereitung.

Literatur:

- /1/ R.C.Williams, Solid State Comm. 41,2,121-124, 1982
- /2/ R.Flachmeyer, R.Fechner, Jahresbericht IZG, 1984

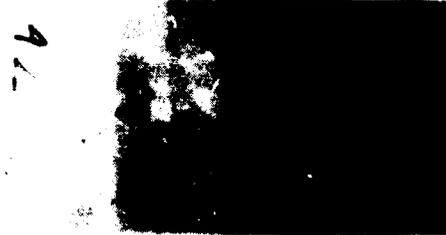
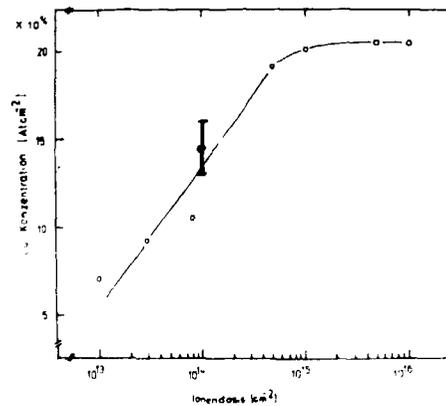


Abb. 1



OBERFLÄCHENVERUNREINIGUNGEN NACH IONENSTRAHLÄTZPROZESSEN

D.Flamm, F.Bigl, W.Frank ; Zentralinstitut für Isotopen- und Strahlenforschung Leipzig
W.Beyer, T.Lehmann ; Zentrum für Forschung und Technologie Mikroelektronik Dresden
A.Dittmar ; Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Mit der Einführung von Ionen(strahl)-Ätzprozessen (RIE, RIBE, CAIBE) sind neben der Bestimmung von Ätzgeschwindigkeiten Probleme der Charakterisierung von geätzten Oberflächenschichten zunehmend von Bedeutung. Dabei interessieren u.a. der Gehalt und die Tiefenverteilung apparativ bedingter Verunreinigungen wie Mo, W, Fe, Cr u.a., da Schwermetalle einen großen Einfluß auf Bauelementeparameter bzw. den weiteren Bearbeitungsprozeß haben können.

Strahlverunreinigungen scilten vorwiegend von solchen Baugruppen der Ätzanlage stammen, die in direktem Kontakt mit dem Plasma bzw. dem Ionenstrahl stehen. Dies sind bei Strahl-ätzanlagen der Innenteil der Ionenquelle (Katode, Anode, Gitter), Strahlneutralisation, Strahlblende mit Strom(dichte)-Meßeinrichtung und Substrathalter. Um den Einfluß von in der Ionenquelle verwendeten Werkstoffen abschätzen zu können, wurden Si-Oberflächen unter sonst gleichen Bedingungen (Ionenenergie 700 eV, Stromdichte 0,3 ... 0,4 mAcm⁻², Ätzgase Ar, CHF₃, N₂O, Ätzzeit 5 Minuten) unter Verwendung von 2 Ionenquellen vom Kaufman-Typ (Innenaufbau aus Graphit bzw. aus Molybdän und Stahl) behandelt und anschließend Fremdstoffkonzentrationen und ihre Tiefenverteilung mittels RBS, PIXE und AES bestimmt.

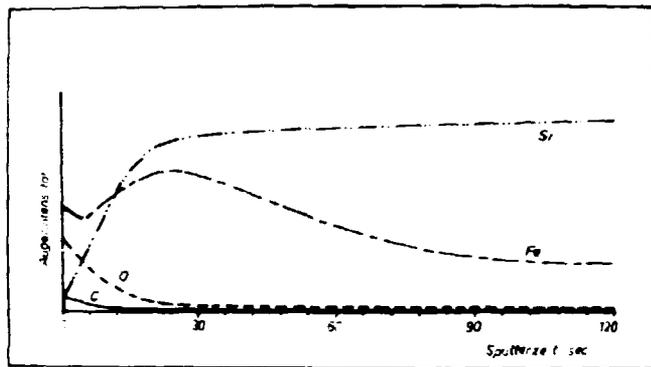


Abb. 1: AES - Tiefenprofil einer Ar-geätzten Si-Probe (Metallionenquelle)

Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Fremdstoff-Verunreinigungen erstrecken sich bei üblichen Ionenbeschleunigungsspannungen ≤ 1 kV bis in Tiefen von etwa 10 ... 15 nm (Beispiel s. Abb.1 : Fe, O, und C in Si nach Ar-Beschuß; Metallionenquelle).
- Bei Verwendung der Graphit-Ionenquelle und weitgehender Übereinstimmung zwischen Strahl- und Probenradius waren außer W (von der Katode) keine Schwermetallverunreinigungen nachweisbar.

- Mit der "Metall-Ionenquelle" (Gitter aus Mo, innenliegende Polschuhe aus Fe, Anoden aus Nickelstahl) wurden neben W auch Mo, Fe, Cr, Ni u.a. in Oberflächenkonzentrationen zwischen 5×10^{13} und 3×10^{15} Atomen pro cm² gefunden. Bei den o.g. mittleren Eindringtiefen ergibt dies in Extremfällen im Oberflächenbereich Volumenkonzentrationen von einigen A.-% ! Da ein nicht zu vernachlässigender Anteil der Verunreinigungen unter den gegebenen Betriebsbedingungen der Metallionenquelle an vom Ionenstrahl getroffenen Baugruppen (Strahlblende, unbedeckter Teil des Substrathalters) entstand (Material der Baugruppen: Edelstahl), war eine eindeutige Zuordnung zur Ionenquelle nur bei Mo möglich.
- Die Konzentration der Schwermetallverunreinigungen kann sich - unter sonst gleichen Betriebsbedingungen - beträchtlich erhöhen, wenn anstelle von Ar reaktive Gase (z.B. CHF₃) eingesetzt werden (z.B. durch Bildung flüchtiger bzw. leicht zu "zerstäubender" WF_x- und MoF_x-Verbindungen). Eine Verstärkung der chemischen Effekte trat außerdem auf, wenn unmittelbar nach dem Ätzen mit Fluorkohlenwasserstoffen mit sauerstoffhaltigen Betriebsgasen (z.B. N₂O) "nachgeätzt" wurde.
- Erwartungsgemäß findet ein Schwermetalltransport zur Probenoberfläche bei reaktiven Ätzprozessen auch dann statt, wenn die Probe durch eine Blende vor der unmittelbaren Strahlwirkung geschützt wird.

BESTIMMUNG DER ELEMENTEVERHÄLTNISSE IN CrSi_x -MISCHSCHICHTEN MITTELS RBS

F. Urwank, W. Rudolph

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Im Zusammenhang mit einem Vergleich verschiedener Meßmethoden waren die Elementeverhältnisse in CrSi_x -Schichten mittels Rutherford Rückstreuung möglichst genau zu bestimmen. Der Beschub erfolgte mit 1,7 MeV He^+ -Ionen. Die gesammelte Ladungsmenge betrug 100 μC .

Abb. 1 zeigt die RBS-Spektren von CrSi_x -Schichten auf Kohlenstoff (Probe 1) und NaCl (Probe 2 und 3).

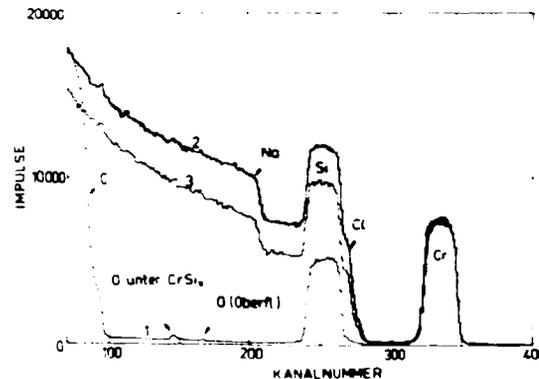


Abb. 1

RBS-Spektren von CrSi_x -Schichten auf C (Probe 1) und auf NaCl (Probe 2 und 3)

Da das gemessene RBS-Spektrum eine Überlagerung der Teilspektren aller im untersuchten Bereich der Probe enthaltenen Elemente darstellt /1/, können relative Aussagen wie Elementeverhältnisse bedingt durch die Korrelation der systematischen Fehler innerhalb des Spektrums recht genau bestimmt werden. Für die mittleren Elementeverhältnisse in der Deckschicht der 3 dargestellten Proben wurden folgende Werte ermittelt:

$$\frac{N_{\text{Cr}}}{N_{\text{Si}}}_1 = 0.49 \pm 0.01 \quad \frac{N_{\text{Cr}}}{N_{\text{Si}}}_2 = 0.51 \pm 0.04 \quad \frac{N_{\text{Cr}}}{N_{\text{Si}}}_3 = 0.54 \pm 0.04$$

Der größere Fehler der Verhältnisse für die Proben 2 und 3 ist auf die Überlappung der Teilspektren des bulk-Materials mit dem Si-Teilspektrum zurückzuführen. Die Verwendung von C als bulk-Material ermöglicht außerdem deutlich genauere Aussagen zur O-Kontamination an der Oberfläche und am Interface.

Literatur

/1/ Chu, W.-K. et al.: Backscattering Spectrometry, Academic Press, New York, 1978

UNTERSUCHUNGEN ZUR SEKUNDÄRIONENEMISSION BEI EINWIRKUNG VON ALKALIATOMEN

W. Frentrop, M. Griepentrog, U. Müller-Jahreis

Humboldt-Universität zu Berlin, Sektion Physik,
Bereich Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Zur weiteren Klärung des Einflusses von Alkalimetallen auf die Sekundärionenemission bei SIMS-Analysen wurden systematische Untersuchungen mit implantiertem Cs, Rb, K und Na in Proben von Si, GaAs und GaP ausgeführt (siehe dazu auch /1/). Bei der SIMS-Analyse wurden als Beschubionen ausschließlich Sauerstoffionen verwendet. Durch den Zerstäubungsprozeß führt die durch Ionenimplantation erzeugte tiefenabhängige Alkalimetall-Volumenkonzentration zu einer sich kontinuierlich ändernden Konzentration an der Probenoberfläche, die in charakteristischer Weise die Sekundärionenbildung beeinflusst, wobei sich Sauerstoff- und Alkalimetalleinfluß überlagern. Abb. 1 zeigt die Meßwerte in einer normierten Darstellung. Auf der Ordinate ist die Größe $k = I^-/I_0^- - 1$ aufgetragen, die die Überhöhung der Sekundärionenbildung unter Alkalimetalleinfluß beschreibt /1/. I^- ist hier das ge-

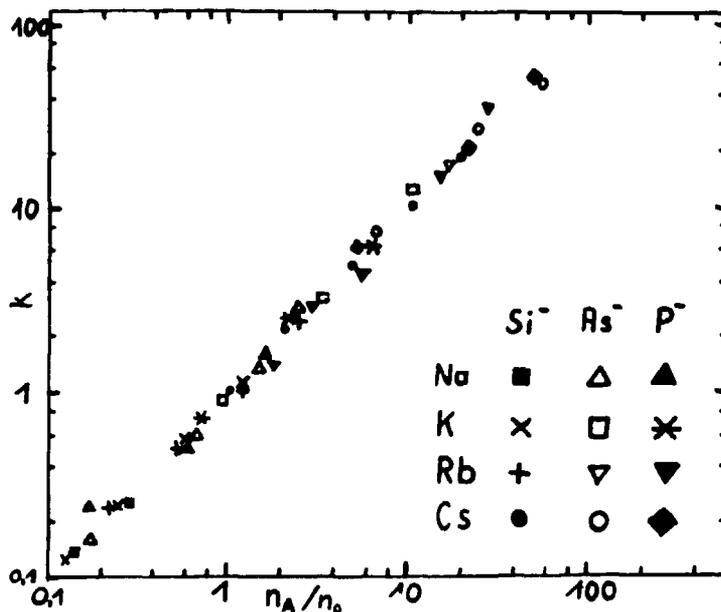


Abb. 1 Konzentrationsabhängigkeit des Sekundärionensignals (siehe Text)

messene Sekundärionensignal (I^-) der drei untersuchten Substrate (Si, GaAs, GaP) bei der aktuellen Volumenkonzentration n_A des Alkalimetalls, I_0^- ist das Sekundärionensignal ohne Alkalieinfluß. Für $k = 1$ erreicht das Sekundärionensignal unter Alkalieinfluß das Zweifache des bei ausschließlicher Sauerstoffeinwirkung auftretenden Signals. Dieser Wert diente zur Normierung der auf der Abzisse aufgetragenen Alkalimetallkonzentration. Die sich daraus ergebene Konzentration n_0 ist abhängig von der jeweiligen Alkalimetall-Substrat-Kombination; je kleiner der n_0 -Wert ist, um so größer ist die Wirkung des Alkalimetalls. Die n_0 -Werte sind in Tabelle 1 zusammengestellt:

Wie man Abb. 1 entnehmen kann, ergibt sich eine Proportionalität zwischen der Volumenkonzentration des Alkalimetalls und der Überhöhung der Sekundärionenausbeute für alle Materialien. Analoge Ergebnisse wurden für die Clusterionenemission (bis Si_4^- , As_3^- , P_3^-) erhalten. Auch bei den Mischkristallsubstraten bewährte sich zur Beschreibung der Clusteremission die Einführung der "effektiven" Konzentration /1/, wobei jedoch Abweichungen zwischen Atomionen und den Clusterionen auftraten.

Tabelle 1: $n_0/10^{20} \text{ cm}^{-3}$

	Si	GaAs	GaP
Cs	1,85	0,9	1,4
Rb	3,7	1,7	2,1
K	7,8	2,8	5,6
Na	36	15	18

Literatur;

/1/ W. Frentrop et al., phys.stat.sol. (a) 79, K193 (1983)
W. Frentrop et al., phys.stat.sol. (a) 84, 269 (1984)

TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DER AMORPHISIERUNGSDOSIS BEI DER IONENIMPLANTATION VON SILIZIUM

H. Kerkow, M. Klein, R. Wedell

Humboldt-Universität zu Berlin, Sektion Physik, Bereich Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Die Temperaturabhängigkeit der Amorphisierungsdosis haben Morehead und Crowder /1/ in einfacher Weise interpretiert. Experimentelle Ergebnisse bestätigen auch im wesentlichen die theoretisch zu erwartenden Aussagen des Modells. Der Einfluß der Geometrie des Diffusionsprozesses auf die funktionalen Zusammenhänge bleibt aber unverständlich. Legt man für die Geometrie des amorphisierten Gebietes entlang einer Ionenbahn eine Zylindergeometrie zugrunde, so wird nach Morehead und Crowder um die Projektorbahn eine Kreisfläche vom Radius $r(0)$ bei einer hinreichend tiefen Temperatur postuliert, für die die Beziehung $\pi r^2(0) \cdot D(0) = N_0$ gilt. Hierbei bedeutet $D(0)$ die Amorphisierungsdosis bei der entsprechend tiefen Temperatur und N_0 die Flächendichte der Atome des Si-Gitters. Bei hohen Temperaturen reduziert sich dieser Radius $r(0)$ infolge der Ausdiffusion von Defekten auf den Wert $r(T)$ und für die Radiusänderung Δr setzen Morehead und Crowder die Beziehung $2\sqrt{DT}$ an, wobei D der temperaturabhängige Diffusionskoeffizient ist. Man erhält dann für die Kreisfläche $A(T)$ bei der Temperatur T den Ausdruck: $A(T) = \pi(r(0) - \Delta r)^2$. Da der meßbare Amorphisierungszustand bei hohen und tiefen Temperaturen gleichgesetzt werden kann, erhält man die Beziehung: $D(T) = D(0) / (1 - \frac{\Delta r}{r(0)})^2 = D(0) / (1 - \frac{K}{S_n} \exp(-U/kT))^2$, worin K und U Anpassungsparameter sind und S_n der Kernbremsquerschnitt des Projektils. Bei einer sphärischen Geometrie des Strahlenschadens gilt dagegen die Beziehung: $D(T) = D(0) / (1 - \frac{\Delta r}{r(0)})^3$.

Die experimentell mit Hilfe der Rutherford-Rückstreutechnik bestimmte Temperaturabhängigkeit der Amorphisierungsdosis zeigt jedoch weder eine quadratische, noch eine kubische, sondern eine lineare Abhängigkeit, wie aus der Abb. ersichtlich ist. Einen befriedigenderen Ansatz zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Amorphisierungsdosis wurde

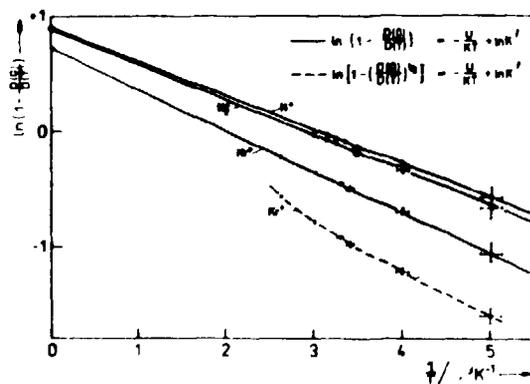


Abb.: Vergleich des linearen und quadratischen Zusammenhangs für Kr-Ionen

von Kondrachuk /2/ vorgeschlagen. Er geht davon aus, daß die Punktdefekte um die Projektorbahn symmetrisch verteilt sind, von wo sie einerseits ausdiffundieren und dem Strahlenschaden verlorengelangen, andererseits auch sie sich zu stabilen Defekten zusammenlagern können. Sein Modell führt zu den Diffusionsgleichungen:

$$\frac{dN_v}{dt} = D_v \Delta N_v - \alpha N_v^2; \quad \frac{dN_{2v}}{dt} = \frac{1}{2} \alpha N_v^2$$

woraus die Gleichgewichtsverteilung der Bivakanzen folgt. Aus dieser Verteilung läßt sich eine Beziehung für die Amorphisierungsdosis berechnen: $D(T) = D(0) / (1 - \frac{K_0}{S_n} \exp(-\frac{U}{kT}))$

Im Gegensatz zum Morehead-Crowder-Modell, wo der Nenner quadratisch oder kubisch in die Formel zur Berechnung der Amorphisierungsdosis

eingeht, liefert der Ansatz von Kondrachuk einen linearen Zusammenhang. Wie die Rechnungen zeigen, hängt K' in der Formel von Kondrachuk geringfügig von der Geometrie des Strahlenschadens ab, jedoch konnte die in der Formel enthaltene S_n -Abhängigkeit nicht experimentell bestätigt werden. Während nach der Formel ein Verhältnis der $K' = K_0/S_n$ für Kr- und N-Ionen von 1:10 zu erwarten ist, wird dagegen nur ein Verhältnis von 1:1,2 gemessen. Der Grund für diese Abweichungen wird darin gesehen, daß die Wechselwirkungssphäre innerhalb des geschädigten Gebietes, die das Ausdiffusionsverhalten bestimmt, für schwere und leichte Ionen nahezu gleich ist, nur bei schweren Ionen dieser Querschnitt auch tatsächlich mit Defekten ausgefüllt ist.

Literatur:

/1/ Morehead, F. F.; Crowder, B. L. Rad.Eff. 6 (1970) 27

/2/ Kondrachuk, A. V. Dissertation A, Institut Fiziki AN USSR, Kiew 1978

BERECHNUNG VON GEOMETRIEFAKTOREN FÜR EBENE B-RÜCKSTREUANORDNUNGEN

K. Irmer, I. Reiche, Ch. Uhlig, G. Zschornack, TU Dresden, Sektion Physik,
 WB Angewandte Kernphysik

Beim Aufbau radiometrischer Sensoren zur Schichtdickenmessung oder Materialerkennung auf der Basis der Ordnungszahlabhängigkeit der Albedo der B-Strahlung ist eine Optimierung der Meßgeometrie notwendig. Zur Berechnung der Abhängigkeit der Registrierungseffektivität I wird von der in Abb. 1 dargestellten Geometrie ausgegangen. Physikalische Prozesse bei der B-Rückstreuung werden nicht berücksichtigt.

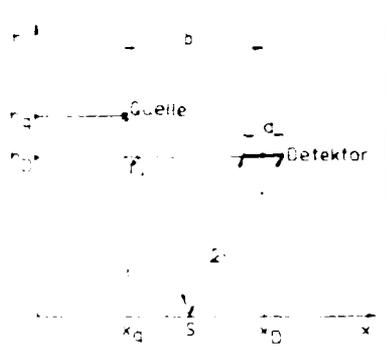


Abb. 1
 Verwendete Rückstreuengeometrie
 b-Abstand Quelle-Detektor; d-Detektor-
 breite; h_D, h_q -Detektor-bzw. Quellhöhe; x_q, x_D -
 Quell-bzw. Detektorfußpunkt.

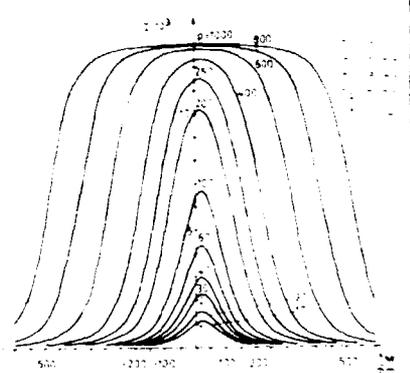


Abb. 2
 Abhängigkeit der Registrierungseffektivität I von der Lage x_M des Mittelpunktes von Streuern unterschiedlicher Breite p bezüglich des Lotfußpunktes der Quelle

Es wird eine isotrop "emittierende" Quelle und eine isotrop streuende Probe vorausgesetzt. Für den Winkelbereich $d\mathcal{J}$ ergibt sich dann der Anteil der Registrierungseffektivität zu

$$dI = \frac{\omega(\mathcal{J})}{\pi} \cdot \frac{d\mathcal{J}}{\pi}$$

und für I folgt näherungsweise

$$I = \frac{1}{\pi^2} \int_{\mathcal{J}_1}^{\mathcal{J}_2} \frac{h_D \cdot d}{b^2 - 2bh_q \tan \mathcal{J} + h_q^2 \tan^2 \mathcal{J} + h_D^2} d\mathcal{J}$$

Die Integration liefert

$$I = \frac{h_D \cdot d}{\pi^2 [(h_D^2 - h_q^2 + b^2)^2 + 4b^2 h_q^2]} \cdot \left[bh_q \cdot \ln \frac{1 + \tan^2 \mathcal{J}}{(b - h_q \tan \mathcal{J})^2 + h_D^2} + (h_D^2 - b^2 - h_q^2) \frac{h_q}{h_D} \arctan \left(\frac{b}{h_D} - \frac{h_q \tan \mathcal{J}}{h_D} \right) + (b^2 + h_D^2 - h_q^2) \cdot \mathcal{J} \right]_{\mathcal{J}_1}^{\mathcal{J}_2}$$

Zur Auswertung der Funktion I ($b, d, h_D, h_q, \mathcal{J}_1, \mathcal{J}_2$) wurde ein entsprechender Computercode an einem Rechner des Types EC 1055 erarbeitet. Des Programm ermöglicht über ein Zeichenunterprogramm die graphische Ausgabe der Resultate.

Als Beispiel für die erhaltenen Ergebnisse wird in Abb. 2 die Abhängigkeit der Registrierungseffektivität von der Lage eines Streuers der Breite p bezüglich des Lotfußpunktes der Quelle ($x_q=0$) dargestellt. Für große Probenbreiten ($p \gtrsim 800$ mm) ergibt sich im quellnahen Bereich eine Unempfindlichkeit gegenüber Verschiebungen der Probe.

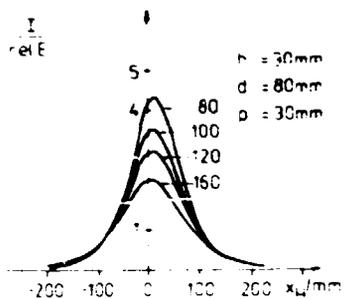


Abb. 3

Abhängigkeit von I von der Detektorhöhe h_D . x_D - Abstand des Streuermittelpunktes vom Lotfußpunkt der Quelle.

Bisherige Rechenresultate erlauben zu der in Abb. 1 dargestellten Geometrie folgende Aussagen:

1. Für $h_D \gg 5 d$ hängt I linear von der Detektorbreite d ab.
2. Bei $h_D = h_q$ liegt das Maximum der in den Detektor gestreuten Teilchen in der Mitte zwischen den Fußpunkten von Quelle und Detektor. Mit wachsendem Abstand der Fußpunkte sinkt der Absolutwert von I.
3. Abb. 3 zeigt die Änderung von I bei verschiedenen Detektorhöhen h_D . Wird der Streuer aus der günstigsten Rückstreugeometrie herausgeschoben, laufen die dargestellten Kurven zusammen, d.h., in den Rundpunkten hängt die Registrierungseffektivität also nicht wesentlich von h_D ab. Daher bewirkt eine größere Detektorhöhe auch keine Vergrößerung des empfindlichen Bereiches. Das Intensitätsmaximum verschiebt sich zum Fußpunkt des Detektors, wenn dieser näher an den Streuer lokalisiert ist.
4. Für den Einfluß der Quellhöhe treffen die unter den Punkten 1 bis 3 getroffenen Aussagen analog zu.

BERICHTE ZU DEN BESCHLEUNIGERN

DER BETRIEB DES ZYKLOTRONS U-120

B. Anders und H. Guratzsch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Nach der routinemäßigen Revision im Januar lief das Zyklotron bis Dezember ohne nennenswerte Störung. Wie schon in den vergangenen Jahren war das Zyklotron vorrangig zur Produktion von Radionukliden für medizinische Zwecke eingesetzt. In Tab. 1 ist die stundenweise Nutzung des Zyklotrons ausgewiesen. Zusammen mit Mitarbeitern des Bereichs NI wurden Versuche zur Herstellung von ¹³F mit einem Neon-Gastarget bei einem Gasdruck von 2 MPa durchgeführt.

Für kernphysikalische Arbeiten wurden neben α -Teilchen auch ⁶Li³⁺-Ionen (siehe Bericht S. 435) beschleunigt und ausgeführt. Eine Übersicht über die zeitlichen Anteile der beschleunigten Ionenarten vermittelt Tab. 2.

Tabelle 1

Zyklotronnutzung

Aufteilung	Stunden
Verfügbare Zeit	5732
Ein- und Ausschalten	
Wartung	521
reguläre Revision	475
Physik	1095
Nuklidproduktion	2173
Strahlentherapie	64
sonstige Nutzer	343
Beschleunigungs- technik	875

Tabelle 2

Zeitliche Anteile der Ionenarten im Strahlbetrieb

Ionenart	s
D ⁺	51
H ₂ ⁺	5
⁴ He ²⁺	40
⁶ Li ³⁺	4

Im Januar eingebaute zweiteilige Neptun /1/ hat zuverlässig funktioniert.

Literatur

/1/ Anders, H. et al., Jahresbericht ZfK-530 (1984)105

LITHIUM-IONENQUELLEN FÜR DAS ROSSENDORFER ZYKLOTRON U-120

J. Dietrich, G. Kerber, W. Naumann und H. Odrich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Mit dem Rossendorfer Zyklotron U-120 wurden ${}^6\text{Li}^{3+}$ -Ionen (40,5 MeV) und ${}^7\text{Li}^{3+}$ -Ionen (34,7 MeV) beschleunigt. Gegenwärtig stehen zwei verschiedene Penning-Ionenquellen mit direkt geheizter Katode zur Verfügung. Um Bogenspannungen von größer 300 V zu erreichen, wird eine Impulsbogenspannungsquelle (Tastverhältnis 1:1, Bogenspannung \approx 400 V, Bogenstrom \approx 5A) eingesetzt.

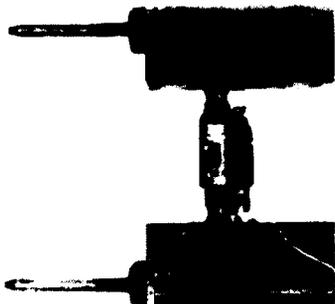


Abb. 1
Ionenquelle mit Verdampfer

Li^{3+} -Ionen mit mittlerer Intensität des ausgeführten Ionenstrahls bis zu 50 nA werden mit einer Ionenquelle mit Verdampfer erzeugt (Abb. 1). Bei früheren Experimenten wurde ein Verdampfer mit zusätzlicher äußerer Heizung (Heizpatrone, Drahtwicklung) benutzt /1/. Diese ist relativ störanfällig. Deshalb wurde der Verdampfer direkt an die Entladungskammer angeordnet, so daß auf eine äußere Heizung verzichtet werden konnte /2/. Die Heizleistung wird hauptsächlich über die in die Bogenentladung eingespeiste Leistung zugeführt. Der Verdampfer wird mit 1 g metallischem Lithium gefüllt. Diese Menge ist ausreichend für eine Betriebsdauer der Ionenquelle von annähernd 10 Stunden.

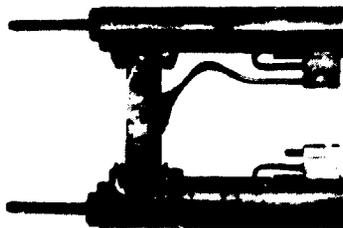


Abb. 2
Ionenquelle mit Sputteranode aus LiF

Als zweite Variante wird eine Penning-Quelle mit wasser gekühlter Sputteranode aus LiF verwendet (Abb. 2), wobei als Arbeitsgas Argon benutzt wird. Dabei macht man sich den Effekt zu nutze, daß ein Teil der extrahierten Ionen durch die hochfrequente Extraktionsspannung in Richtung Ionenquelle beschleunigt wird und durch den Emissionsspalt in den Entladungsraum eintritt. Diese Ionen gelangen auf die Sputteranode und bewirken dort einen kombinierten Effekt von Sputtern und lokaler Verdampfung. Mit dieser Ionenquelle wurde eine mittlere Intensität des ausgeführten Ionenstrahles bis zu 15 nA erzielt. Bei einer Substanzmenge von 2 g LiF beträgt die Betriebsdauer der Ionenquelle 5 Stunden. Letztgenannte Methode besitzt den Vorteil, daß die Quanten des Zyklotrons weniger durch Lithium verschmutzt werden. Dadurch kann über einen längeren Zeitraum als mit der Verdampferquelle ein stabiler Betrieb des Zyklotrons gewährleistet werden.

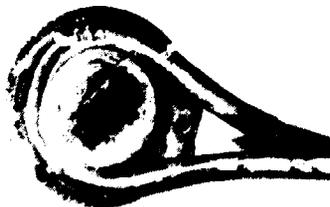


Abb. 3
Sputteranode nach 5 Betriebsstunden

Literatur

- /1/ Kerber, G. und H. Odrich, ZfK-363 (1978)27
- /2/ Kerber, G. et al., Wirtschaftspatent WF H05H/265 4898

BETRIEB DER ELEKTROSTATISCHEN BESCHLEUNIGER

W. Burger und S. Turuc

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Tandembeschleuniger

Im Betriebsjahr 1984 wurde der Beschleuniger dreischichtig betrieben. Er wurde für Experimente der Kernphysik, Festkörperphysik, die Aktivierung von Konstruktionsteilen im Zusammenhang mit radiometrischen Verschleißuntersuchungen und für beschleunigungstechnische Arbeiten eingesetzt. In den Tabellen 1, 2 und 3 sind die den Beschleunigerbetrieb charakterisierenden Daten angegeben.

Tabelle 1

Stundenverteilung

Tabelle 2

Beschleunigte Ionenarten

Tabelle 3

Terminalspannung

Aufteilung	Stunden	Ionenart	%	Spannung in MV	%
Verfügbare Zeit	6113	p	12,5	2	18,7
Beschleunigung unter Spannung	4200	d	50,1 ^x (22,) ^x	2-3	39,1
Experimente mit Strahl	4014	¹⁴ N ⁿ⁺ n=2...5	14,2	3-4	29,7
Entwicklungsarbeiten	762	¹⁵ N ⁿ⁺	16,6	4-5	12,5
Reparaturen und geplante Stillstandszeiten	1337	³⁵ Cl ⁷⁺	6,6		

^x bei Pulsungsbetrieb

Die Verfügbarkeit des Beschleunigers betrug 78 %. Er wurde im Berichtszeitraum viermal geöffnet. Das seit 1981 eingesetzte schwarze HVEC-Band mußte nach einer Laufzeit von 9628 h gewechselt werden. Das jetzt verwendete Greengate-Band hat inzwischen eine Betriebszeit von über 3600 h. Mit den selbstgefertigten Katoden für das Duoplasmatron wurden sehr befriedigende Standzeiten erreicht. Die zuletzt ausgewechselte Katode, die im H₂- D₂- und N₂-Betrieb genutzt wurde, erreichte eine Betriebszeit von 8128 h. Die Arbeiten am Schwerioneninjektor richteten sich auf die Vervollkommnung der Sputtertargettechnologie. Hauptziel ist mit Rücksicht auf die Bestrahlung von Polymer-Folien die stabile Erzeugung von Chlorionen. Änderungen der Ionenoptik im Injektorbereich ergaben eine nunmehr nahezu vollständige Transmission des Ionenstrahls durch den Beschleuniger auch bei hohen Terminalspannungen. Für die Protonenmikrosonde wurde in der Ionenleitung eine zusätzliche Quadrupollinse installiert. Die mit dem Einsatz eines Prozeßrechnersystems verbundenen Arbeiten zur Datenerfassung wurden fortgeführt.

2 MV-Van-de-Graaff-Beschleuniger

Im Jahre 1984 arbeitete der Beschleuniger 2369 Stunden. Es wurden Protonen, Deuterium- und Heliumionen für festkörperphysikalische Untersuchungen beschleunigt. Die Ionenquelle wurde mit einem neuen Fokussiersystem ausgestattet, das Vakuump Probleme der vorherigen Fokussiervariante umgeht und eine hohe Transmission gewährleistet. Arbeiten zur Erhöhung der Stabilität der Strahlparameter wurden fortgesetzt.

ERHÖHUNG DER TRANSMISSION DES TANDEMBESCHLEUNIGERS EGP-10-1

M. Friedrich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Für die Transmissionserhöhung des Tandembeschleunigers wurden bereits verschiedene Untersuchungen durchgeführt /1, 2/. Durch Senkung des Feldgradienten am Rohreingang konnte eine Verbesserung der Transmission insbesondere bei niedriger Terminalspannung (1-2 MV) erreicht werden /1/. Eine Reihe wichtiger Experimente erforderte jedoch eine Erhöhung des Strahlstromes bei mittleren und hohen Terminalspannungen (2,5 - 5 MV).

Mittels ionenoptischer Berechnungen /3, 4/ wurde untersucht, welche Verbesserungen bei einer Erhöhung der Injektorspannung von derzeit 23 kV auf die bei Luft realisierbaren Werte von 200-300 kV zu erwarten sind. Dabei ergab sich, daß durch das verwendete Injektionsprinzip mit einer dem Streufeld des Beschleunigungsrohres vorgelagerten Immersionslinse /5/ ein zur Injektion mit hoher Energie gleichwertiger Effekt erzielt wird (Abb. 1). Beim Passieren der Immersionslinse erhöht sich die Energie der Ionen von 23 keV auf eine zur Terminalspannung proportionale Energie (145 keV bei $U_T = 5$ MV und Originalspannungsteiler).

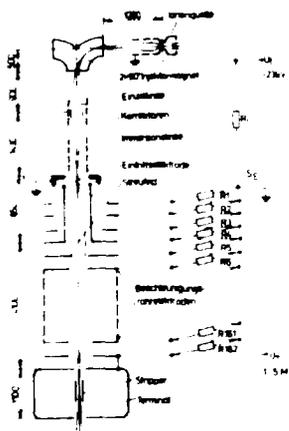
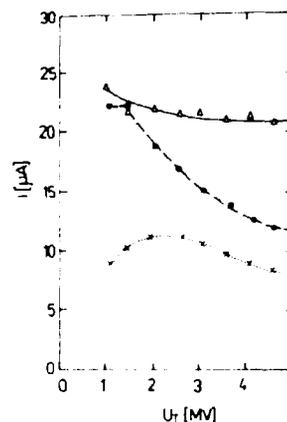


Abb. 1
Prinzip der Injektion

Abb. 2
Maximale Strahlströme für Protonen
Originaltransmission (punktirierte Kurve),
Transmission nach Gradientensenkung (gestrichelte Kurve)
und nach Optimierung der Position der Einzelzelle (ausgezogene Kurve)



Die Akzeptanz dieses Systems von 40-70 π mm mrad ist größer als die Emittanz der Duoplasmatron-Ionenquelle von etwa 15 π mm mrad. Durch Veränderung der Position der elektrostatischen Einzelzelle am Injektor um 0,26 m in Richtung Rohreingang wurde eine verbesserte Anpassung der Quellenemittanz an die Beschleunigerakzeptanz erreicht. Es ergab sich eine nahezu vollständige Transmission für alle Terminalspannungen (Abb. 2). Infolgedessen konnte auf die aufwendige Erhöhung der Injektorspannung verzichtet werden.

Literatur:

- /1/ Günzel, R., Dissertation, AdW der UDR (1983)
- /2/ Hentschel, R., ZfK-403 (1980)
- /3/ Friedrich, M., Arbeitsbericht G 70 (1984)
- /4/ Friedrich, M., Veröffentlichung in Vorbereitung
- /5/ Johnson, C.H. et al., Rev. Sci. Instr. 28 (1957)442

ELEKTRONISCHE ENTWICKLUNGSARBEITEN AN DEN ELEKTROSTATISCHEN BESCHLEUNIGERN (ESB)

W. Becher, W. Bürger, H. Curian, W. Probst und M. Seidel

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Im Rahmen von Arbeiten zur Erhöhung der Stabilität der Strahlparameter der ESB wurden an elektronischen Komponenten der Beschleuniger Änderungen vorgenommen. Ein System zur Zustandsanalyse der Regelkreise befindet sich im Aufbau.

Um die an den Energiespalten wirkenden Zeitkonstanten zu reduzieren, wurden am VdG-Beschleuniger Vorverstärker mit niederohmigem Eingangswiderstand eingesetzt. Damit kann der Frequenzgang der Schleifenverstärkung des Energiereglerkreises günstiger gestaltet werden.

Der lineare Spaltstrom-Differenzverstärker des Energiereglerkreises am VdG-Beschleuniger wurde durch einen Quotientenverstärker ersetzt, der die Funktion $U_a = f((I_1 - I_2)/(I_1 + I_2))$ realisiert. Dadurch wird in bekannter Weise der Einfluß der Höhe des Strahlstromes auf die Strahllage reduziert. Eine Auswerteeinheit signalisiert die Umkehrung der Stromrichtung an den Spaltplatten durch Sekundärelektronen und erleichtert damit die Einstellung der optimalen Schleifenverstärkung.

Für Stabilitätsuntersuchungen an den Regelkreisen der ESB wurde eine Meßapparatur aufgebaut. Sie besteht im wesentlichen aus dem intelligenten Gate-Controller AMCA-80, einem 12 bit-AD-Converter und einem Funktionsgenerator zur Erregung der Regelkreise. Im Generator ist die zu erzeugende Funktion in EPROM's gespeichert /1/. Sie wird periodisch ausgegeben und in ein analoges Ausgangssignal mit einer Frequenz von 0,001 Hz bis 1 kHz gewandelt. Die Meßwertfassung erfolgt im Echtzeit-Regime mit einem Assembler-Unterprogramm, die Auswertung der Meßdaten mit der BASIC-Variante für den AMCA-80 /2/. Durch Bildung der Korrelationsfunktion von Erreger- und Antwortfunktion werden die Kennwerte der Übertragungsfunktion des untersuchten Systems errechnet und bei der Messung wirkende Störungen weitgehend eliminiert.

Für Diagnosezwecke ist eine zeitlich auflösende Messung des Koronatriodenstromes wünschenswert. Diese Messung kann im Fußpunkt des Koronatriodenverstärkers erfolgen, wenn er geeignet aufgebaut ist. Dazu war es notwendig, Änderungen im Verstärker zur Reduzierung von 50 Hz-Störsignalen vorzunehmen. Außerdem wurde zur Ansteuerung der Hochspannungsrohre des Verstärkers ein kapazitätsarmer Trennverstärker realisiert.

Für die Bestrahlungsanlage für Folienmaterial /3/ wurden eine Wobbeleinrichtung und eine Strahlmeßeinrichtung aufgebaut.

Die Wobbeleinrichtung liefert den für die Bestrahlung benötigten aufgefächerten Strahl, indem dieser in einem Plattenpaar periodisch ausgelenkt wird. Die dreieckförmige Auslenkspannung von $\hat{U}_A \approx 4,5$ kV bei $f = 1$ kHz wird transformatorisch erzeugt. Die aus drei Faraday-Zylindern und Stromintegratoren bestehende Strahlmeßeinrichtung ermöglicht bei gestopptem Strahl die Messung des auf das Bestrahlungsfenster fallenden Strahlanteils. Während der Folienbestrahlung können nur die nichtgenutzten beidseitigen Randstrahlen ausgewertet werden. Die Differenz der Ströme dieser Strahlen beinhaltet eine Strahllageinformation. Ihre Summe erlaubt die Beurteilung der Stromkonstanz.

Literatur

- /1/ Deutschmann, G., rfe 30(1981)324
- /2/ Beuchel, T., ZfE Preprint 82-7 (1982)
- /3/ Matthes, H. et al., Jahresbericht ZfK-530 (1984)108

EIN FOKUSSIERSYSTEM FÜR DIE HF-QUELLE DES 2 MV-VAN-DE-GRAAFF-BESCHLEUNIGERS

M. Friedrich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Als eine Ursache für die verminderte Strahlqualität am 2 MV-Van-de-Graaff-Beschleuniger wurde eine instabile Arbeitsweise des Fokussiersystems der HF-Quelle ermittelt. Es wurde deshalb ein neues Fokussiersystem entwickelt, das ähnlich dem Injektionssystem am Tandembeschleuniger (siehe Bericht S. 137) aus einer dem Streufeld des Beschleunigungsrohreinganges vorgelagerten Rohrimmersionslinse besteht (Abb. 1). Außerdem wurde das Plasma in der Quelle durch einen Permanentmagneten konzentriert und die Gestaltung der Auszugssonde verbessert /1/. Mit diesem Fokussiersystem wurde im Gegensatz zu den früheren Systemen mit einer Einzellinse bzw. einer Gitterlinse /2/ ein erhöhter Strahlstrom bei verbesserter Lagestabilität erreicht (Abb. 2).

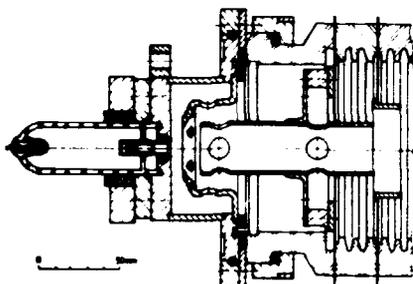


Abb. 1 Fokussiersystem mit Rohrimmersionslinse

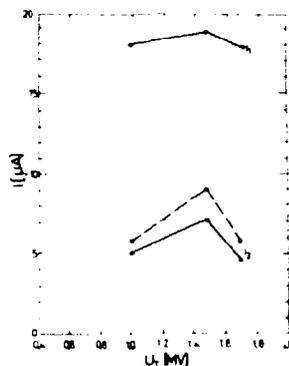


Abb. 2

Strahlströme für He^+ vor (I_1) und nach (I_2), dem Analysiermagneten.

Spalte am Analysiermagneten $1 \times 3 \text{ mm}^2$ (ausgezogene Kurve für I_2) bzw. $1,5 \times 4 \text{ mm}^2$ (gestrichelte Kurve)

Aus ionenoptischen Berechnungen /3/ ergab sich, daß die unterschiedlichen Strahlparameter nicht primär durch die Abbildungseigenschaften der verwendeten Fokussiersysteme hervorgerufen werden. Es sind vielmehr folgende Faktoren zu beachten:

- Verringerung der Restgasionisation und der Umladungseffekte durch kurze Flugstrecken für niederenergetische Ionen und Vermeidung von Vakuumdrosselstellen,
- ausreichende Belastbarkeit der Spannungserzeuger für die Strahlfokussierung,
- Reduzierung unerwünschter Linsenwirkungen.

Mit der Entwicklung eines stabil arbeitenden Fokussiersystems wurden die ionenoptischen Voraussetzungen für weitere Entwicklungsarbeiten zur Erhöhung der Energieschärfe des Ionenstrahles geschaffen.

Literatur

- /1/ Friedrich, M., Arbeitsbericht G 68 (1984)
- /2/ Hentschel, R., Dissertation, AdW der DDR (1985)
- /3/ Dietrich, J. und M. Friedrich, Veröffentlichung in Vorbereitung

MIKRORECHNEREINSATZ AN DEN BESCHLEUNIGERN

B. Hartmann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

An den zum verteilten Prozeßrechnersystem /1/ gehörenden Mikrorechnern kommt ein einheitliches Betriebssystem zum Einsatz. Jeder Mikrorechner ist nur für die Prozeßführung eines ihm fest zugeordneten Teilprozesses /2/ zuständig. Ausgehend von der beschleunigungstechnischen Seite werden an das Betriebssystem folgende Anforderungen gestellt:

- Laden und Starten des Mikrorechners durch den Kleinrechner TPAi oder über Lochbandleser
- Sichere Bedienung des Mikrorechners durch nicht spezialisierte Mitarbeiter
- Kurze Reaktionszeiten auf Prozeßstörungen
- Bereitstellung einer dezentralen Prozeßein- und -ausgabe (PEA)
- Gewährleistung der Meßwerterfassung (MWE), Grenzwertüberwachung (GWÜ), Zweipunktregelung und rechnergestützten manuellen Prozeßführung bei Kommunikationsstörungen am Kleinrechner TPAi.

Das Betriebssystem hat folgende Struktur (Abb. 1 und 2)

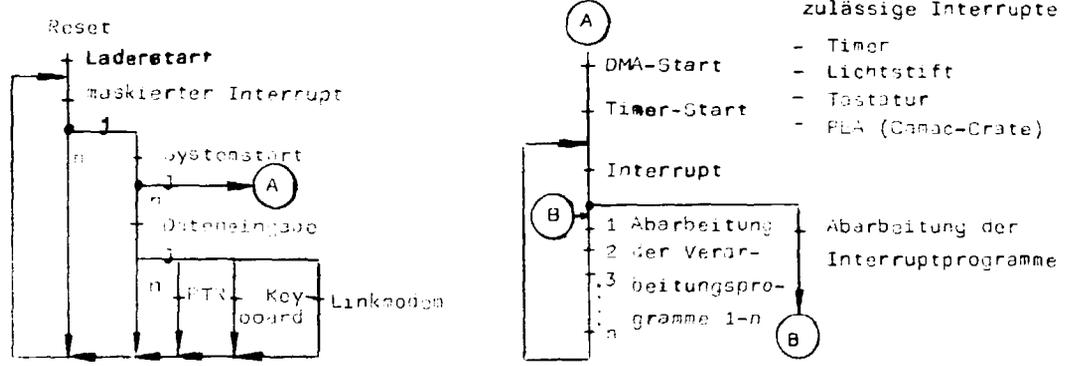


Abb. 1 PRUM-Modul

Abb. 2 Betriebssystem

Die lokale Ebene des Betriebssystems hat folgende Aufgaben zu erfüllen:

- Timergesteuerte und störbedingungsunabhängige MWE und GWÜ mit wahlweise 8 oder 12 Bit-Sensitivität
- Unterstützung des Lichtstiftmanuells mit Lichtstift zur rechnergestützten manuellen Prozeßführung
- Aktivierung von Bildprogrammen, welche sich in dem Mikrorechner oder dem angeschlossenen Kleinrechner befinden
- Realisierung der automatischen Prozeßführung und Realisierung der vom Kleinrechner oder manuell vorgegebenen Steuerwerte
- Austausch von gesteuerten Prozeßdaten zwischen den verbundenen Rechnern, z.B. für die Optimierung und den Protokolldruck

Prozeßstörungen erwirken die zwingende Anwahl eines Störbildes und dessen Kennzeichnung. Mehrere Störungen werden gespeichert und sind zur Bearbeitung frei abrufbar. Nach vollständiger Bearbeitung muß das Störbild manuell deblockiert werden.

Literatur:

/1/ Hartmann, B. und R. Fülle, Msr 25 (1982)621
 /2/ Fülle, B. et al., Msr 25 (1982)677

ARBEITEN ZUR AUTOMATISIERTEN FUHRUNG DES TEILCHENSTRAHLES AM TANDEMBESCHLEUNIGER
MITTELS SIMPLEX-METHODE

R. Fülle, S. Hiekmann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Zur Optimierung der Strahlführung am Tandembeschleuniger wird ein Suchverfahren verwendet. Aus der Vielzahl der bekannten Verfahren /1, 2/ wurde die Simplex-Methode /3/ ausgewählt. Sie führt den Prozeß in der Nahe des steilsten Anstieges zum Maximum und berücksichtigt die nach jedem Suchschritt veränderten Systemeigenschaften.

Im Prozeßrechnersystem am Tandembeschleuniger /4/ sind zwei Rechner an der Optimierung beteiligt: Ein Mikrorechner MPS 4944 steuert die Einstellung der Prozeßgrößen und die Erfassung der zugehörigen Intensitätswerte, während ein Kleinrechner TPA1 die Optimierungsrechnungen mit Hilfe des Programmes SIMPEL ausführt. Die Optimierung der Prozeßvariablen im Programm SIMPEL wird auf die Anwendung eines regulären Simplexes in einem Parameterraum $\vec{W} = (w_k)$ zurückgeführt. Die Prozeßvariablen $\vec{x}^{(k)} = \{x_i^{(k)}\}$ ergeben sich dann aus den linearen Transformationen

$$u = A \cdot W \quad \text{und} \quad \vec{x}^{(k)} = \vec{x}_0 + R \cdot \vec{\Delta x} \cdot u \quad (k = \text{konst.}).$$

$\vec{x}_0 = \{x_i^{(0)}\}$ sind die Koordinaten des Arbeitspunktes, $\vec{\Delta x} = \{\Delta x_i\}$ die Breiten der Prozeßfunktion bei 10 %igem Abfall bezüglich der Variablen $\{x_i\}$, R bedeutet einen Maßstabfaktor und $A = (a_{ik})$ die Transformationsmatrix, i bezeichnet die Parameter-Nr. und k einen Simplexpunkt bzw. ein Tupel Prozeßgrößen. Die Anzahl der Prozeßvariablen ist n . Damit gilt $1 \leq i \leq n, 1 \leq k \leq (n+1)$.

Nach Eingabe von Steuer- und Anfangswerten sendet das Programm über die Netzsoftware jeweils den Vektor der einzustellenden Prozeßvariablen $\{x_i^{(k)}\}$ an den Mikrorechner und empfängt den hierfür gemessenen Intensitätswert J_k , um mittels Simplex-Verfahren wiederum neue Werte $\{x_i^{(k+1)}\}$ bereitzustellen usw. Bleibt ein Punkt $k = p$ des Parameterraumes $(2n+1)$ mal hintereinander unverändert, so wird er als neuer Arbeitspunkt $\vec{x}_0 = \{x_i^{(p)}\}$ eingesetzt, der Wert von R verringert und das Simplexverfahren in W -Raum erneut gestartet.

An einem willkürlich vorgegebenen, komplizierten Potentialfeld wurden folgende Probleme untersucht:

- die Bedingungen für die automatische Veränderung des Meßwertfaktors R ,
- der Einfluß des Anfangswertes des Meßwertfaktors R auf die Anzahl der Suchschritte sowie
- die Abbruchbedingungen für den Suchprozeß.

Im Ergebnis dieser Untersuchungen entstanden zwei Varianten des Programmes SIMPEL, die sich bezüglich der Veränderung des Meßwertfaktors R beim Wechsel des Arbeitspunktes sowie der Abbruchbedingungen unterscheiden.

Beide Programmvarianten liegen sowohl in FORTRAN II als auch im Assembler-Code SLANG-1 des Kleinrechners TPA1 vor.

Literatur

/1/ Strobel, H., Experimentelle Systemanalyse, Akademie-Verlag, Berlin 1975 S. 81
 /2/ Hartmann, K. et al., Statistische Versuchsplanung und -auswertung in der Stoffwirtschaft, VE3 Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie Leipzig 1974 S. 315
 /3/ Spendley, W. et al., Technometrics 4 (1962)441
 /4/ Hiekmann, S. und R. Fülle, mrs 25 (1982)621

SPEICHERVERMITTLUNG IM VERTEILTEN PROZEBRECHNERSYSTEM (LAN GDPNET) AM ROSSENDORFER TANDEMBESCHLEUNIGER

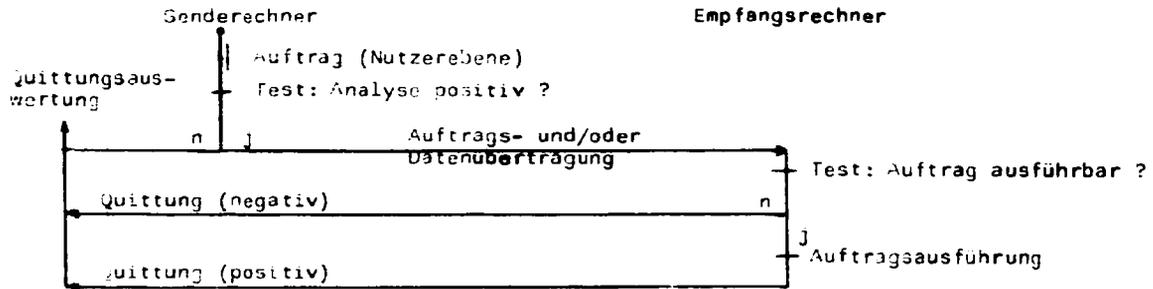
W.-J. Linnemann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Das für die Prozeßautomatisierung am Rossendorfer Tandembeschleuniger installierte Prozeßrechner-System /1/ wird durch das Softwaresystem GDPNET /2,3/ gesteuert. Neben der Punkt-zu-Punkt-Verbindung macht sich aufgrund der Sterntopologie auch ein Vermittlungsmechanismus notwendig, der kurz erläutert werden soll.

Der Punkt-zu-Punkt-Betrieb

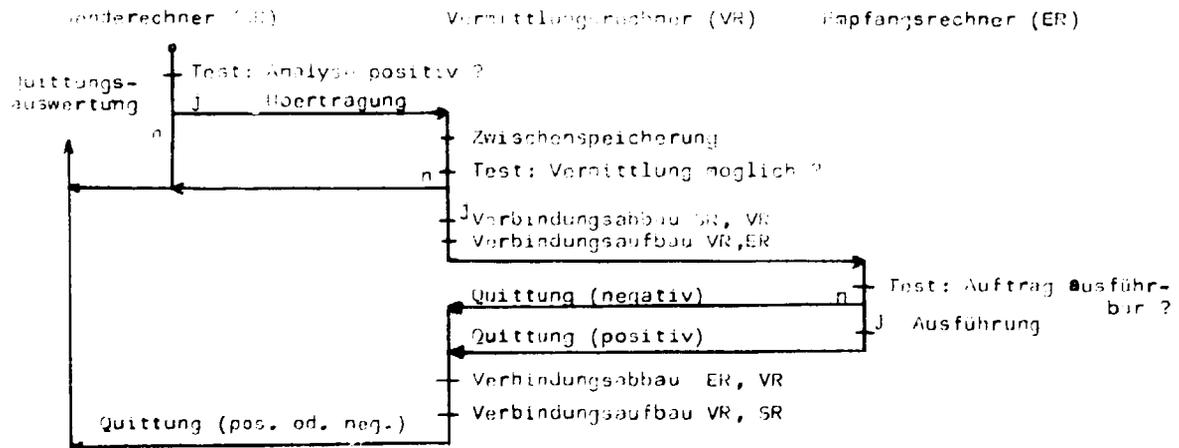
Grundlage für die Datenübertragung ist der Punkt-zu-Punkt-Betrieb zwischen zwei Rechnern. Dieser wird nach Analyse eines von einer Nutzertask (Sendetask) an die Netzkomponente übergebenen Auftrages eingeleitet und nach folgendem Schema abgearbeitet:



Wenn die Auftragsanalyse bezüglich des Netzes positiv ist, erfolgt die Übertragung. Dieser schließt sich eine nochmalige Analyse des Auftrages, aber diesmal bezüglich seiner Ausführbarkeit auf dem Empfangsrechner, an. Das Resultat wird in einem Quittungswort dem Senderechner zu dessen Auswertung mitgeteilt.

Speichervermittlung

Ist ein Empfangsrechner (ER) nur über den Sternpunktrechner (Vermittlungsrechner VR) erreichbar, so werden in Wechsel zwei Punkt-zu-Punkt-Übertragungen durchgeführt, die durch ein spezielles Programm auf dem Vermittlungsrechner gesteuert werden. Den stark vereinfachten Ablauf kann man aus dem folgenden Schema ansehen (Wiederholungen und Übertragungen mehrerer Datenstreife für einen Auftrag sind aus Übersichtsgründen nicht eingezeichnet).



Die Länge des Pufferbereichs beträgt in GDPNET Version 1.0 256 byte und kann entsprechend den zu sammelnden Informationen verändert werden.

Literatur

- /1/ Hickmann, S. und G. Sülle, Mas 25 (1982)621
- /2/ Linnemann, W.-J., Jahresbericht, 258-330 (1984)111
- /3/ Linnemann, W.-J., ZfK 490 (1983)50

SYNCHRONISATION DER ANWENDERPROZESSE IM VERTEILTEN PROZESSRECHNERSYSTEM (LAN GOPNET) AM
ROSSENDORFER TANDEMBESCHLEUNIGER

W.-J. Linnemann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Bei der Nutzung von Diensten eines lokalen Rechnernetzes (LAN) für die Prozeßsteuerung spielt die Synchronisation der Anwenderprozesse eine dominierende Rolle. Als Anwenderprozesse sind die im verteilten Betriebssystem /1/ zur Prozeßsoftware gehörenden Nutzertasks anzusehen.

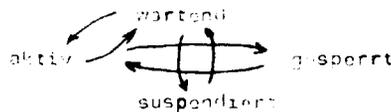
Die Synchronisation sowohl der System- als auch der Nutzertask innerhalb eines lokalen Echtzeitbetriebssystems geschieht häufig durch spezielle Steuerprogramme (Executives), die das Auftreten von Ereignissen zur Aktualisierung von Tasksteuervektoren heranziehen. Es liegt der Gedanke nahe, diese Methode über die Grenzen eines lokalen Betriebssystems auf die Netzkomponenten auszudehnen. Damit gibt man dem Nutzer die Möglichkeit, die Intern-Task-Kommunikation zwischen 2 gekoppelten Rechnern nach dem gleichen Prinzip wie innerhalb eines lokalen Betriebssystems zu gestalten.

In GOPNET wurde daher für jede Netzkomponente ein Tasksteuervektor mit einem Zustandsblock von 8 byte pro installierbarer Task implementiert:

- Taskzustandsblock: Startadresse der Task (X)
- Taskzustandsbyte
- Taskpufferbyte *) jeweils 1 byte
- Pufferadresse x)
- Pufferlänge x)

Jeder zu einer Nutzertask gehörende Taskzustandsblock wird beim Laden der Nutzertask mit Initialwerten beschrieben, während des Systemlaufes in der gegenwertigen Variante von der Nutzertask selbst aktualisiert und von der Netzkomponente abgefragt. Diese Methode ist zur Zeit notwendig, da noch nicht auf allen im GOPNET angeschlossenen Rechnern ein Task-System läuft. Sie bedingt auch eine einfache Variabilität der Faktoren, die dem folgenden Taskzustandsgraph zu entnehmen ist.

Taskzustandsgraph einer mit GOPNET kommunizierenden Anwendertask:



Der Nutzer hat nun die Möglichkeit, durch Bedienen von Aufträgen auf den Rechner, den ihm angesprochenen Rechner Taskzustandsänderungen zu erreichen und somit die Ausführung von Nutzertasks zu beeinflussen.

Auftrag in GOPNET:	ADDR	Adresse des Empfangsrechners (U - Z)
	CTRL	vorgesehen für HDLC-Kontrollwort
	ADDR	Adresse des Senderechners
	STAKNR	Nummer der sendenden Task
	RTAKNR	Nummer der Zieltask im Empfangsrechner
	TOUT	Time-out-Conditionen
	DATEN	Anzahl der Datenbytes
	RES1	Reserve 1
	RES2	Reserve 2
	DATEN	max. 244 Datenbytes

In diesem Auftrag sind alle für die Netzsteuerung und die Zieltaskaktivierung notwendigen Informationen enthalten. Die den Auftrag abgebende Nutzertask (sendetask) erhält von der Netzkomponente eine Rückmeldung in Form eines Antwortwortes, das sowohl die Arbeit der Netzkomponente als auch die Erfolg oder deren Verhinderung als auch die Gültigkeit der Übertragung enthält.

Literatur

/1/ Linnemann, W.-J., ZfK-190 (1977) 10

APPARATIVE UND METHODISCHE ARBEITEN

PHOBOS - EIN 4π -SPEKTROMETER FÜR SCHWERIONENREAKTIONEN

H. Sodan, Yu.E. Penionzkević, I.W. Kolesov, R. Kupczak und Yu.Ts. Oganessjan

Vereinigtes Institut für Kernforschung, Lubna

H.-J. Ortlepp, W. Seidel und D. Walzog

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In Reaktionen mit schweren Ionen bei Energien von $E/A \sim 100$ MeV sind Fragmentationen zu erwarten, bei denen im Ausgangskanal mehr als 2 Fragmente mit breiten Verteilungen von Energie, Masse und Kernladung auftreten. Für die Untersuchung derartiger Prozesse ist es notwendig, alle Fragmente gleichzeitig nachzuweisen und deren Energie, Masse und Kernladung in einem großen Winkelbereich und mit möglichst guter Auflösung zu messen. Im Zusammenhang mit dem vorgesehenen Aufbau des Beschleunigerkomplexes U-400 - U-400M im Laboratorium für Kernreaktionen des VIK Dubna wurde ein 4π -Spektrometer (PHOBOS /1/) für derartige Untersuchungen konzipiert. Wegen der vorgesehenen hohen Raumwinkelaktivität ist es auch für die Untersuchung seltener Ereignisse bei niedrigen Energien geeignet. In Abb. 1 ist der vorgesehene Gesamtaufbau skizziert. Im Interesse einer flexiblen Arbeitsweise und universellen Anwendbarkeit wurde eine modulare Bauweise gewählt.

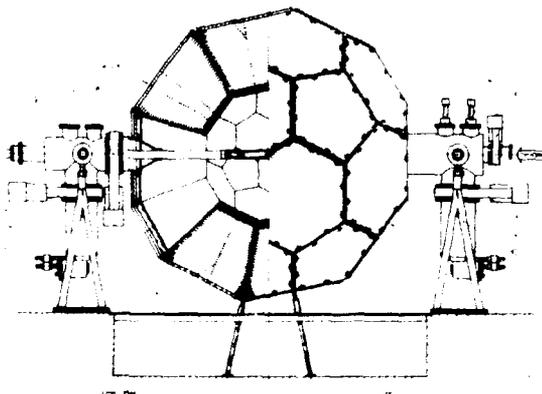


Abb. 1
Perspektivansicht des Spektrometers PHOBOS

" PHOBOS " besteht aus insgesamt 20 sechseckigen (1) und 10 fünfeckigen (2) Detektormodulen, die facettenartig im Abstand von 0,5 m um das Target angeordnet sind. Zwei gegenüberliegende, nicht mit Detektormodulen besetzte, fünfeckige Facetten dienen sowohl dem Strahlein- und -austritt als auch der Evakuierung des Innenraumes. Die Vakuumabdichtung erfolgt an der Rückseite der Module gegen den äußeren Rahmen (3). Jeder Modul besteht aus einem ortsempfindlichen Durchschuß-Lawinendetektor (LD) und einer Bragg-Ionisationskammer (BIK) von 0,5 m Tiefe. Als Zählergas für den LD sind Pentan oder Hexan ($p \leq 10$ Torr) und für die BIK 90 % Ar + 10 % CH_4 mit einem Druck bis zu $p = 400$ Torr vorgesehen. Damit werden Fragmente mit $Z = 8$ bis $E/A = 9$ MeV und

$E = 02$ bis $E/A=15$ MeV vollständig in der BIK abgebremst. Zur Registrierung leichter Teilchen können anstelle der beschriebenen Module (LD + BIK) Detektoren anderer Typen, z.B. Zählrohren oder Zählrohre montiert werden. Das Spektrometer PHOBOS ist für eine geometrische Nachweiserfektivität von 60 % des vollen Raumwinkels projektiert. Wegen der großen Anzahl einzelner Detektoren ist sowohl die Steuerung des Gassystems als auch die Einstellung und Kontrolle der elektronischen Parameter über Mikrorechner in Verbindung mit einer zentralen Recheneinheit vorgesehen. Aufbau und Erprobung des Spektrometers PHOBOS ist für den Zeitraum 1985-1990 vorgesehen. Gegenwärtig werden unter der Gesamtleitung des Laboratoriums für Kernreaktionen in Zusammenarbeit mit den beteiligten Kooperationspartnern die technischen Teilprojekte erarbeitet. Vom ZfK Rossendorf wurde die Entwicklung des Prototyps eines Detektormoduls, bestehend aus 2-dimensional ortsempfindlichem Lawinendetektor, Bragg-Ionisationskammer und spezialisierter Detektorelektronik übernommen.

L i t e r a t u r

/1/ H. Sodan, Vortrag auf Arbeitsberatung zu Experimenten am Strahl schwerer Ionen, 13. - 19. 9. 1984, Varna, VR Bulgarien

A FAST MONITOR FOR INTENSIVE BEAMS OF RELATIVISTIC PARTICLES

B. Naumann, L. Naumann, A.N. Homofilov, N.M. Piskunov, S.A. Zaporozhets, I.M. Sitnik,
 V.I. Sharov, E.A. Strakovsky, L.N. Strunov, G.G. Vorobiev
 Joint Institute for Nuclear Research Dubna, USSR
 B. Kühn, W. Neubert
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF
 A.A. Kotov
 Leningrad Nuclear Physics Institute, USSR

The spectrometer ALPHA-3S installed at the slow beam extraction line of the synchrotron of JINR Dubna allows data storage event by event during the extraction period of about 300 ms. Each storage takes about 3 ms. Between these records the monitor counts are written which give information on the accompanying intensity of the primary beam. Monitor devices which integrate over the whole period of the beam extraction /1/ are unsuitable for this purpose. Up to now the beam intensity has been monitored by a setup of scintillation telescopes which are directed to the target (located in the vicinity of the accelerator ring). The new monitor (see preceding contribution) can be installed immediately in the beam line providing a more reliable indication of the extracted beam intensity. The monitor has been tested with relativistic ³He ions of 18 GeV/c and protons of 9.5 GeV/c up to the highest available intensities of these extracted beams, i.e. $5 \cdot 10^9$ and $2 \cdot 10^{11}$ particles per extraction cycle, respectively. The monitor chamber was placed in the vicinity of the cross over F3 where the beam spot amounts to be about 25 mm in diameter which fits well into the active monitor aperture of 50 mm in diameter. The pulse from both collecting electrodes were connected to fast preamplifiers followed by fast discriminators for the adjustment of the thresholds (about 100 mV). Both signals were registered in coincidence. The selection of coincident signals in comparison with the single counts suggests a plateau in the counting rate but it is not much pronounced unlike that in a reaction with predominant fission yields. The reason is the overlap of the mass distributions of fission and fragmentation at incident energies above 5 GeV /2/. Therefore, the counter voltage is necessary to be kept constant. A stable long-time operation at about 10^{11} protons per cycle was achieved with 10 Torr of heptane and ≈ 450 V counter voltage. The counting rate of the monitor was supervised with the pick-up electrodes inside the accelerator ring, scintillation telescopes and a current MPPC by using the program MOTOR. Figs. 1 and 2 show that the data of the pick-up electrodes (intensity before and after beam extraction) and the counting rate of the fast monitor are proportional over a wide dynamic range of about three orders of magnitude.

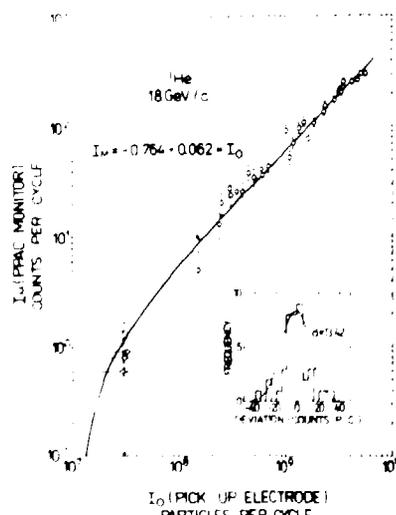


Fig. 1

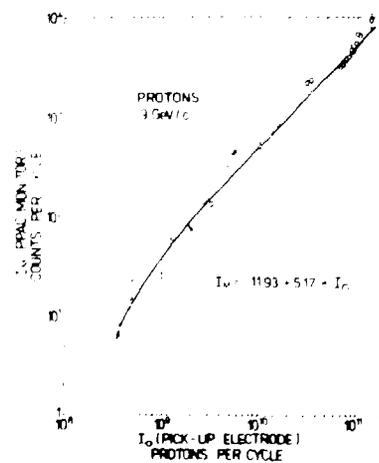


Fig. 2

References:

- /1/ С.А.Ильчицкий и др. А. Докл. Академии Наук СССР, 1982, 262-263, Зенников 1982.
- /2/ S.B. Kaufmann, E.P. Steinberg. Phys. Rev. C 22 (1980)167

CONSTRUCTION OF A BEAM MONITOR BY USING PARALLEL PLATE AVALANCHE COUNTERS

W. Neubert and I. Probst

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

L. Naumann

Joint Institute for Nuclear Research Dubna, USSR

The specific ionization of heavy fragments produced in the fission process of relativistic particles differs significantly from the ionization of the primary light particles. High intensity beams can be monitored via fission by using fast gas-filled detectors as parallel plate avalanche counters /1/ which are not feeling the beam particles. The gist of the present double-gap parallel plate avalanche counter is the large-area target-electrode (60 mm in diameter). It was prepared from a thin FORMVAR foil ($\approx 90 \mu\text{gcm}^{-2}$) evaporated with homogeneous Bi layers ($400 \mu\text{gcm}^{-2}$) on both sides which contact to a brass ring. Negative high voltage was applied to this central electrode. Aluminized MYLAR foils are spaced by a distance of 2 mm. All three electrodes are inserted into a PTFE frame which warrant good insulation under beam conditions. The signals from the collecting electrodes were fed via 50 Ω feed throughs into fast preamplifiers (see fig. 1). Two types of preamplifiers /2//3/ were tested by using a ^{252}Cf source. For this end, one MYLAR electrode was replaced by a thin FORMVAR electrode with $40 \mu\text{gcm}^{-2}$ Au cover. The measured counter plateaus are shown in fig. 2.

The dimensions of the monitor chamber permit an installation within the beam line at the slow extraction system of the synchrotron in Dubna. Two monitor counters can be mounted in the vacuum vessel which is sealed with two stainless steel foils (100 μm , 130 mm in diameter) providing entry and exit of the beam. The leakage ratio of about $7 \cdot 10^{-5}$ Torr \cdot l s^{-1} allowed an operation of the counters with a simple gas filling after evacuation to about 10^{-2} Torr. Under beam conditions, the adopted preamplifiers from /2/ proves a success whereas the others /3/ prove a failure.

References:

- /1/ L.A. Vaishnene, L.N. Andronenko, G.G. Kovshevny, A.A. Kotov, G.E. Solyakin, W. Neubert. Z.Phys. A 302 (1981)143
- /2/ H. Stelzer, Nucl. Instr. Meth. 133 (1976)409
- /3/ H. Koepfnick, P. Manfraß, E. Schuster. Jahresbericht 1982, ZfK-488 p.206

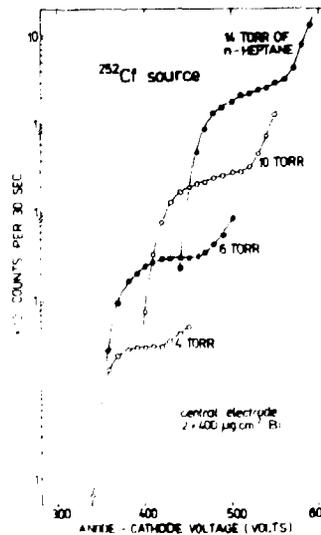
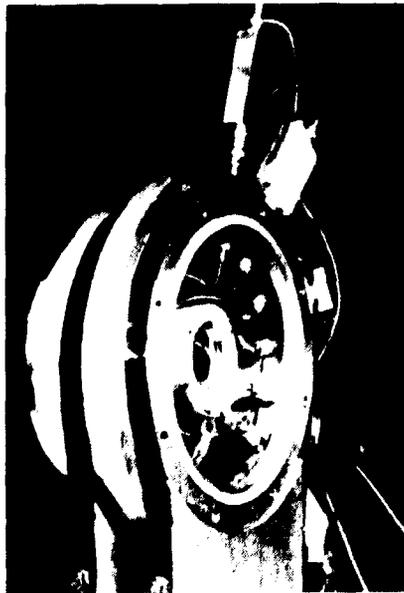


Fig. 1

Photograph of the open monitor chamber with preamplifiers. Manometer with gas inlet is removed.

Fig. 2

Counting rates vs. applied detector voltage at different pressures, threshold of the fast trigger ≈ 100 mV.

Fig. 1

Fig. 2

AUFBAU UND TEST EINES SZINTILLATIONSHODOSKOPIES

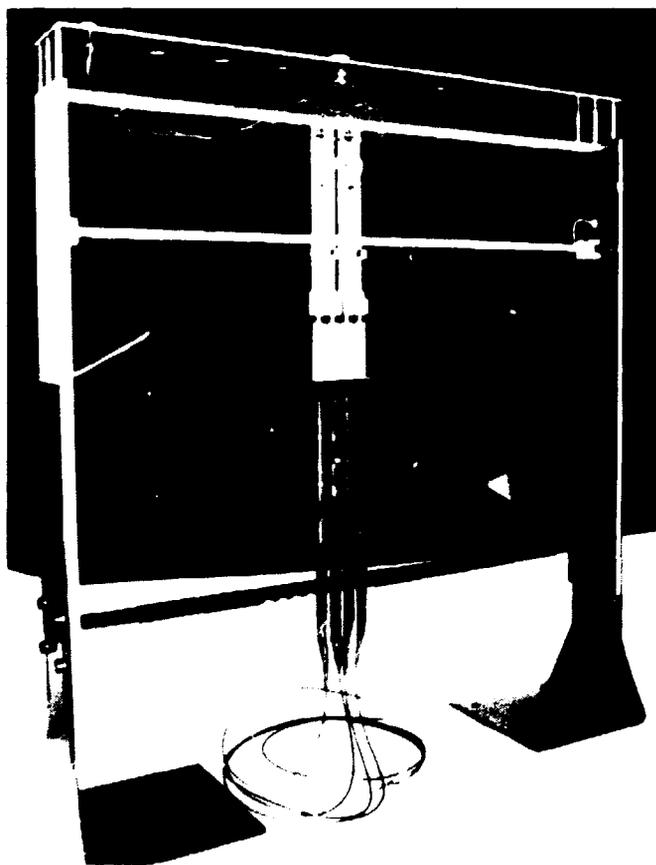
L. Naumann und V.I. Sharov

Vereinigtes Institut für Kernforschung, Dubna

J. Hutsch, J. Mösner, W. Neubert

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für Experimente der relativistischen Kernphysik im Laboratorium für Hohe Energien im VIK Dubna wird ein aus 64 Szintillationszählern bestehendes Hodoskop gebaut. Vier der geplanten 32 Module wurden bisher getestet. Ein Rahmen gewährleistet die lückenlose Aneinanderreihung aller Szintillatoren. Abbildung 1 zeigt zwei Module, von denen jeder aus zwei Szintillationszählern besteht. Die Szintillatoren sind 340 mm lang. Ihr quadratischer Querschnitt ($10 \times 10 \text{ mm}^2$) verjüngt sich an den beiden Deckseiten zu Kreisflächen ($\varnothing = 10 \text{ mm}$), die mit einem SEV (Typ $\Phi_{33} - 60$) sowie einer grünleuchtenden LED verbunden sind. Aluminisierte Mylarfolie umhüllt den Szintillator und reduziert die Inhomogenität der Impulshöhe des Anodensignals in Abhängigkeit vom Entstehungsort der Szintillation auf 8 Prozent. Magnetische Streufelder bis 10^{-2} T werden durch die Mu-Metall-Ummantelung jedes einzelnen SEV's hinreichend abgeschirmt. Beide SEV des Moduls sind an einen gemeinsamen Hochspannungsteiler angeschlossen. Zum Synchronabgleich dienen Potentiometer in der letzten Dynodenstufe sowie zwischen Photokathode und Hochspannungsgerät. Der Modul enthält zwei getrennte Anodenstufen. Das Anodensignal wird im Komparator (Typ K 597 CA1) digitalisiert. Die nachfolgende Differenzverstärkerstufe gewährleistet die Übertragung des Signals (ECL-Pegel) über ein 100 m langes 50Ω Kabel auf einen im CAMAC-Standard gebauten Hodoskop-Chiffратор. Die in den Komparatoren erzeugten invertierten Signale werden miteinander verodert. Sie bilden das Start-Signal (NIM-Pegel) des Chiffрators. Die Zeitaufösung der Szintillationszähler ergab sich aus einer vorläufigen Messung mit Protonen aus der Fragmentierung von Deuterium zu etwa 2 ns. Die Effektivität der getesteten Hodoskopmodule für Protonen mit 4,5 GeV/c wurde aus einer Dreifachkoinzidenzmessung zu $\epsilon = 0,99$ bestimmt.



Die Effektivität der getesteten Hodoskopmodule für Protonen mit 4,5 GeV/c wurde aus einer Dreifachkoinzidenzmessung zu $\epsilon = 0,99$ bestimmt.

Abb. 1

EINE POSITRONENKAMERA MIT VIELDRAHTPROPORTIONALKAMMERN

P. Manfrass, W.D. Fromm und D. Wohlfahrt

Zentralinstitut fuer Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Mit dem Aufbau einer Positronenkamera wurde das Ziel verfolgt, die Entwicklung neuer Radiopharmaka durch ein geeignetes Untersuchungsverfahren zu unterstuetzen. Gleichzeitig sollte experimentell geprueft werden, ob auf der Grundlage des von Jeavons u.a. [1] entwickelten Detektortyps eine moderne Positronenkamera fuer medizinische Anwendungen aufgebaut werden kann.

Die Positronenkamera besteht aus zwei Vieldrahtproportionalkammern mit Detektorflaechen von 20 x 20 cm², die zur Vergroesserung der Detektoreffektivitaet fuer die 511 keV Gammaquanten der Positronenvernichtungsstrahlung beidseitig mit Lochkonvertern aus einem Bleifolienlaminat bedeckt sind. Jede Konverterplatte enthaelt acht 0.4 mm dicke Bleifolien, die mit Zwischenlagen aus Glasseidengewebe elektrisch isoliert verklebt sind. In die Konverter wurden auf einer Flaeche von 20 x 20 cm² etwa 50000 Loecher mit einem Durchmesser von 0.8 mm in Abstaenden von 1.0 mm gebohrt, damit die Photoelektronen der in allen Bleifolien absorbierten Gamma-Quanten das Detektorgas ionisieren koennen. Mit einem Gasgemisch von Ar mit 30% CH₄ wurde bei Normaldruck fuer die 511 keV Gammastrahlung eine Ortsaufloesung von 2 mm und eine Detektoreffektivitaet von 1.25% bezogen auf eine Bleischicht von 1mm im Konverter erhalten. Eine Erhoehung des Gasdruckes auf 200 kPa ergab keine Vergroesserung der Detektoreffektivitaet und bestaetigt, dass alle Gamma-Quanten, deren Photoelektronen das Blei verlassen, im Detektor nachgewiesen werden. Sowohl die Ortsaufloesung als auch die gemessene Detektoreffektivitaet stimmen gut mit den von Jeavons u.a. [2] erhaltenen Werten ueberein.

Fuer die Datenaufnahme und die Berechnung der rueckprojizierten longitudinalen Tomogramme wurde ein Kleinrechner KRS4201 verwendet. Bei dem verwendeten on-line Programm fuer die simultane Berechnung von sieben rueckprojizierten Tomogrammen waehrend der Datenerfassung wird eine maximale Verarbeitungsrate von ca. 1500 Ereignissen/s erreicht. Die Darstellung der so erhaltenen Tomogramme erfolgt auf einem Farbdisplay [3], wobei 4 Schichten gleichzeitig betrachtet werden koennen.

Das fuer die Bearbeitung der rueckprojizierten Tomogramme erforderliche Rekonstruktionsprogramm wurde bisher mit Modellverteilungen auf einer EDVA EC1055 erfolgreich getestet.

L i t e r a t u r

[1] Jeavons, A.P. et al.

[2] Jeavons, A.P. et al.

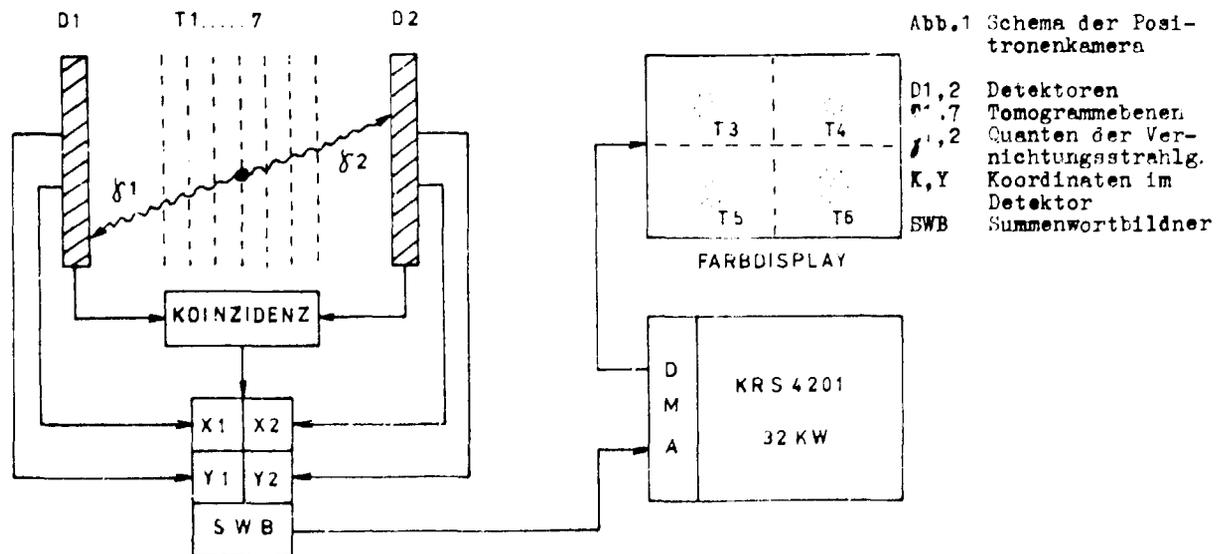
[3] Fromm, W.D.

CERN-EP/82-201, Genf, Dezember 1982

IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-25(1978)164

Nucl. Instr. Meth. 156(1978)41

Arbeitsbericht KFM-4/87, ZfK Rossendorf, Maerz 1984



ORTSEMPFINDLICHER LAWINENDETEKTOR UND DESSEN AUSLESEELEKTRONIK

H.-G. Ortlepp und W. Seidel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für Schwerionenexperimente im Laboratorium für Kernreaktionen des VIK Dubna sind für die Messung der Flugzeit (TOF) sowie der Laborwinkel θ und ψ zweidimensional ortsempfindliche Detektoren vorgesehen. Sie sollen im Durchschußbetrieb vor Ionisationskammern angeordnet werden. Wegen der großen realisierbaren Flächen (einige 100 cm^2), der geringen Flächenmasse ($< 0.5 \text{ mg/cm}^2$) sowie der guten Zeitauflösung ($< 0.5 \text{ ns}$) verwendet man dafür Parallelplattenlawinendetektoren, bei denen an Verzögerungsleitungen gekoppelte Drahtgitter für die Koordinatenauslese genutzt werden [1,2]. Es wurde ein derartiger Detektor mit einer Fläche von $130 \times 130 \text{ mm}^2$ aufgebaut. Die Katode besteht aus beidseitig goldbedampfter (je $40 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$) Formvarfolie ($50 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$). In variierbarem Abstand ($\geq 1.5 \text{ mm}$) sind die Anodengitter (CuBe-Drähte, $\varnothing 50 \text{ } \mu\text{m}$, 1 mm Abstand) angebracht. Die Ankopplung der Verzögerungsleitungen (VL) erfolgt kapazitiv [2]. Durch Optimierung der Frequenzkompensation der VL wurde bei 135 ns Gesamtverzögerung (1 ns/mm) eine Eigenanstiegszeit von 8 ns erreicht (Wellenwiderstand $Z = 370 \text{ } \Omega$). Das Ausleseprinzip des Detektors ist in Abb. 1 dargestellt.

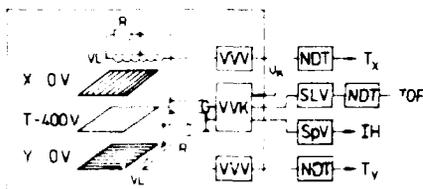


Abb. 1

Blockschema des Detektors und der Analoelektronik

Speziell dafür wurde an Analoelektronik entwickelt: Vorverstärker für Verzögerungsleitungen (VVV) sowie für Katodensignale (VVK), ein schneller Linearverstärker SLV sowie der daran angeschlossene Nulldurchgangstrigger (NDT). Der VVV arbeitet nach dem Prinzip des "kalten dynamischen Eingangswiderstandes" [3] und enthält ein Tiefpaßfilter zur Unterdrückung von Vorschwingungen der VL. Bei $R_{\text{eing}} = 370 \text{ } \Omega$ und $f_{\text{ogr}} \approx 30 \text{ MHz}$ (Anstiegszeit $\sim 10 \text{ ns}$) beträgt die effektive Eingangsräuschspannung ca. $12 \text{ } \mu\text{V}$. Der VVV ist im Vakuum betreibbar und gestattet aufgrund seiner 150fachen

Spannungsverstärkung die direkte Ansteuerung eines üblichen Nulldurchgangstriggers (NDT). Der VVK ist ebenfalls im Vakuum betreibbar und besteht aus einem Filter zur Zuführung der Katodenspannung, einem schnellen Kanal mit 0.5 ns Anstiegszeit (30fache Verstärkung) und einem langsamen Kanal, dessen Ausgangsimpuls über einen spektrometrischen Verstärker (SpV) zur Impulshöhenanalyse (IH) genutzt werden kann. Mit Hilfe des SLV (25fache Verstärkung, Anstiegszeit: 0.7 ns , maximale Impulshöhe: -4 V an $50 \text{ } \Omega$) kann der dynamische Bereich des nachfolgenden NDT voll genutzt werden (VVK kann aufgrund der geringen im Vakuum zulässigen Verlustleistung nur ca. 0.2 V liefern). Der spezialisierte NDT für Lawinendetektoren, bei dem die Zeitmarke an der Rückflanke des Impulses gebildet wird, hat einen dynamischen Bereich von 0.1 bis 4 V . Der Vorverstärker für VL-Auslese wurde auch in der Vieldrahtproportionalkammer einer Positronenkamera [4] eingesetzt. Durch die Bandbreitenbegrenzung und den "kalten" Eingangswiderstand konnten für 5.9 keV Röntgenstrahlung 0.2 mm Ortsauflösung erreicht werden, verglichen mit 0.4 mm bei Verwendung eines stromempfindlichen Vorverstärkers des Typs ZfK 5022-10. Der Zeitkanal (VVK, SLV, spezieller NDT) wurde mit einem Parallelplattenlawinendetektor und einem Siliziumdetektor im Stopzweig getestet. Für $5.5\text{-MeV } \alpha$ -Teilchen betrug die Zeitauflösung 400 ps .

Literatur

- [1] Mazur, C., M. Ribrag, Nucl. Instrum. Methods 212 (1983) 203
- [2] Fuchs, P., Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg 1976
- [3] Radeka, V., IEEE Trans. Nucl. Sci., NS 21, Nr. 1 (1974) 51
- [4] Manfraß, P. et al., dieser Jahresbericht, S. 148

EINDIMENSIONAL - ORTSEMPFINDLICHER LAWINENZÄHLER

W. Seidel, H.-G. Ortlepp und M. Sobiella
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

In Schwerionenexperimenten kommen Parallelplatten-Lawinenzähler aufgrund ihrer Eigenschaften (gutes Zeitverhalten, hohe Zählratenstabilität, unempfindlich gegen Strahlenschäden) immer mehr zum Einsatz. Für Untersuchungen ternärer Ereignisse am Spektrometer DEMAS im VIK Dubna wurde ein eindimensional-positionsempfindlicher Lawinenzähler entwickelt, der es gestattet, in der Reaktionsebene die Horizontalcoordinate zu messen. Es werden noch Fragmente getrennt, deren Emissionswinkel sich um 1° unterscheiden. Der Detektor besteht aus zwei parallelen Ebenen im Abstand von 3 mm. Die Anode besitzt eine effektive Zählerfläche von $7 \times 23 \text{ cm}^2$ und besteht aus 3 mm dickem, einseitig kupferkaschiertem, glasfaserverstärktem Polyester. Sie ist in 46 vertikal geätzte Streifen, die eine Breite von 4,5 mm und einen Abstand von 0,5 mm haben, unterteilt. Jeder Streifen ist galvanisch an die Verzögerungsleitung, die auf der Rückseite der Anode auf Abstandhaltern montiert ist, gekoppelt. Die Verzögerungsleitung ist 26 cm lang, besitzt eine Verzögerung von 1 ns/cm und einen Wellenwiderstand $Z = 370 \Omega$. Die Vorverstärker für die Ortsauslese [1] befinden sich unmittelbar an der Verzögerungsleitung. Als Kathode dient eine $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Formvar-Folie, die einseitig mit $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Gold bedampft ist. Der Folienrahmen definiert den Elektrodenabstand. Der Detektor wurde ohne Eintrittsfenster getestet, wobei sich die ^{210}Po - α - u. ^{252}Cf -Quelle im Gasvolumen bei 2-10 Torr Pentan befanden. Impulshöhen- und Zeitsignal wird von der Kathode abgeleitet. Abb. 1 zeigt die Impulshöhenspektren beider

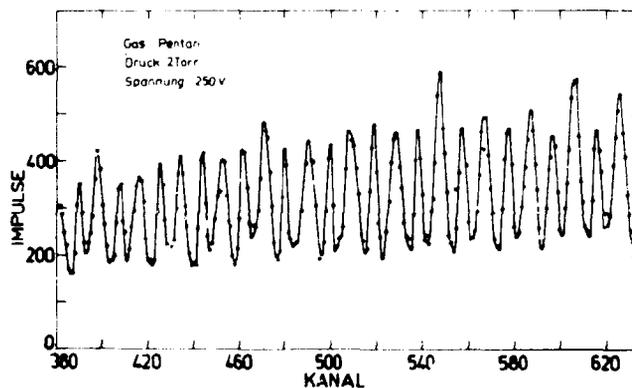
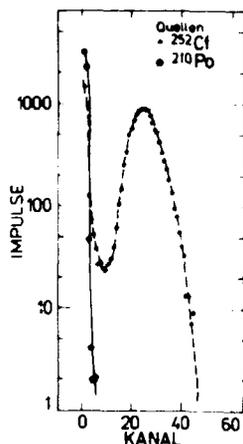


Abb. 1 Impulshöhenspektren Abb. 2 Ausschnitt des gemessenen Ortspektrums
 Quellen bei einem Druck von 2 Torr und einer Kathodenspannung $U_K = -250 \text{ V}$. Ein Ausschnitt des gemessenen Ortspektrums, bei gleichmäßiger Bestrahlung mit der ^{252}Cf -Quelle, ist in Abb. 2 dargestellt. Die Ausgangssignale der Vorverstärker wurden in Flankentriggern verarbeitet, wobei die Schwelle so eingestellt war, daß die α -Teilchen unterdrückt sind. Bedingt durch das Ausleseverfahren tritt im Ortspektrum die doppelte Anzahl von Peaks auf wie Anodensegmente vorhanden sind. Ursache ist das Ansprechen benachbarter Streifen.

Literatur

[1/ H.-G. Ortlepp und W. Seidel, dieser Jahresbericht, S. 149

EIN ZWEIDIMENSIONAL ORTSEMPFINDLICHER MIKROKANALPLATTENDETEKTOR

R.Kotte, B.Schmidt

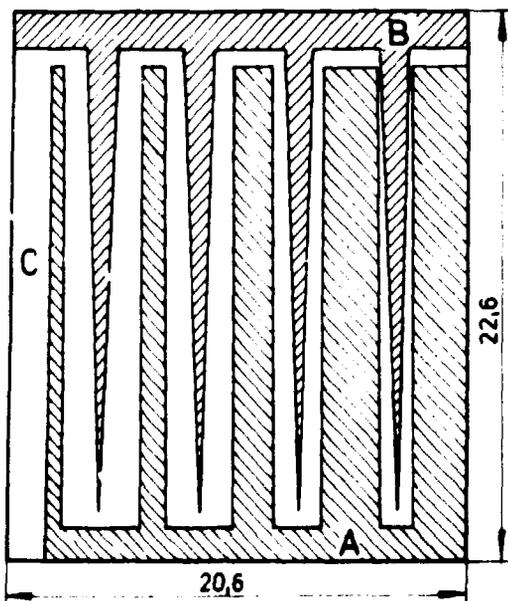
Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KP

Detektoren mit Mikrokanalplatten (MKP) als Start- und Stopdetektoren sowie gasgefüllte Ionisationskammern (IK) zum Energienachweis geladener Teilchen sind Bestandteil von Flugzeitspektrometern mit der höchsten Energie- und Massenauflösung. Soll zur Erhöhung der Nachweiseffektivität die meist sehr geringe Winkelakzeptanz solcher Spektrometer vergrößert werden, so muß für gleiche Auflösung der Auftreffort des geladenen Teilchens auf das Eintrittsfenster der IK detektiert werden. Erfolgt der Ortsnachweis in der IK, so verschlechtern die dafür notwendigen zusätzlichen Gitter oder Proportionaldrähte die Energieauflösung. Aus diesem Grund wurde die Möglichkeit der Positionsbestimmung mit einem zweidimensional ortsempfindlichen MKP-Detektor getestet.

Die von geladenen Teilchen aus einer dünnen Folie herausgeschlagenen Sekundärelektronen werden beschleunigt und anschließend mittels Magnetfeld um 180° oder mittels elektrischem Feld um 90° auf eine MKP-Chevroneinheit isochron abgelenkt und verstärkt. Die Folie wird dabei im Maßstab 1:1 auf eine positionsempfindliche Anode (Abb.1) abgebildet. Es wurde eine aus Keilen und Streifen bestehende Anode verwendet, die nach dem Prinzip der Ladungsteilung arbeitet. Sie besteht aus einer $1\mu\text{m}$ dicken Aluminiumschicht, die mittels der in der Halbleiterindustrie üblichen photolithographischen Technologie auf ein Glassubstrat aufgebracht wurde. Bei ersten Testmessungen wurden die MKP (Durchmesser $D=34\text{mm}$) direkt durch ein Gitter (Maschenweite $w=2\text{mm}$, Drahtdicke $d=0,19\text{mm}$) mit Alphateilchen einer ^{210}Po -Quelle bestrahlt. Die Ortskoordinaten erhält man aus den folgenden Ladungsverhältnissen: $x \sim q_A/q_1$, $y \sim q_B/q_1$, $q_1 = q_A + q_B + q_C$ (1) Anstelle der erforderlichen Division durch die Gesamtladung q_1 wurde mittels Impulshöhenauswahl im Summenspektrum eine konstante Größe q_1 ausgewählt. Es wurde folgende auf die Gitterdrahtstärke und die Quellenausdehnung korrigierte Auflösung gemessen:

$$\Delta x(\text{FWHM})=0,27\text{mm} \quad , \quad \Delta y(\text{FWHM})=0,42\text{mm}$$

Abb.1 : Strukturierte MKP-Detektor-Anode



- Strukturperiode : $p=1,0\text{mm}$
- Anzahl der Struktureinheiten : $N=20$
- Streifendicken -
zunahme pro
Strukturperiode : $\delta = 26\mu\text{m}$
- Keilöffnungswinkel : $\varphi = 1^\circ$

Literatur : /1/ C.Martin et.al. Rev. Sci. Instr. 52(1981)1067

SI-TEILCHENDETEKTOR IN 6FACH-RINGGEOMETRIE UND DESSEN AUSLESEELEKTRONIK

B. Schaidt, J. v. Borany und H.-G. Ortlepp
 Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Bei der Untersuchung von Schwerionenreaktionen sind diejenigen Ereignisse interessant, bei denen außer den unter größeren Winkeln detektierten Produkten auch hochenergetische (bis ca. 100 MeV) Alphateilchen emittiert werden. Diese können z.B. durch Projektilaufbruch entstehen und führen zu einer Verringerung von Anregungsenergie und Drehimpuls des vereinten Kernsystems. Die α -Emission erfolgt bevorzugt in Vorwärtsrichtung unter kleinen Winkeln ϑ . Gewöhnliche ΔE -E-Teleskope zum Nachweis der Alphateilchen haben folgende Nachteile:

- Der erfaßte Raumwinkelbereich ist gering, da nur ein kleiner Bereich des Azimutwinkels φ überstrichen wird.
- Der gleichzeitig erfaßte Bereich in polarer Richtung ist durch den Öffnungswinkel des Teleskops gegeben und begrenzt die Auflösung in ϑ .

Um den Winkel φ vollständig zu überstreichen und eine bessere ϑ -Auflösung zu erreichen, wurden ionenimplantierte Detektoren mit je 6 konzentrischen ringförmigen Dioden hergestellt. Die Dicke der $2''$ -Substrate beträgt 200 μ m. Verwendet wurde n-Si der Orientierung (111) mit einem spezifischen Widerstand von $\rho_n \approx 1500 \Omega \text{ cm}$. Ein Einleitest der Ringe ergab bei 70 V Detektorspannung Sperrströme von 40 bis 200 nA und für 8.78 MeV Alphastrahlung Energieauflösungen von 31 bis 53 keV. Die Ausleseelektronik des Detektors ist in Abb. 1

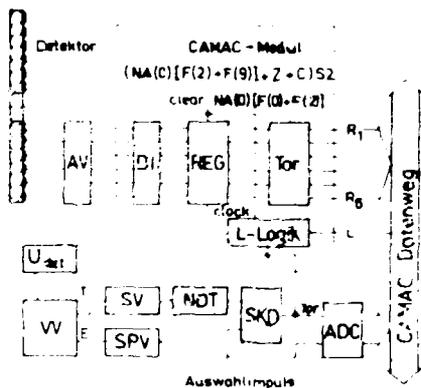


Abb. 1
 Blockschema der Detektorelektronik

ausgelöst. Über den CAMAC-Datenweg können Ringnummer und Impulshöheninformation ausgelesen werden. Speziell für dieses System wurde ein sechskanaliger Ausleseverstärker sowie ein ladungsempfindlicher Vorverstärker mit Zeitausgang entwickelt. Der AV ist im Vakuum betriebsfähig und enthält 6 weitestgehend vereinfachte Vorverstärker-Linearverstärkerkombinationen mit 0,25 μ s Formungszeit. Die Ausgangsimpulse sind negativ (ca. 40 mV/MeV) und können direkt einen Flankentrigger ansteuern. Zur Zeit wird ein CAMAC-Modul aufgebaut, in dem Diskriminatoren und Eingangregister zusammengefaßt sind (in Abb. 1 gestrichelt). Die Blockschaltung von Detektor, VW und AV wurde mit ^{249}Cf -Alphastrahlung getestet. Die Energieauflösung, gemessen über VW und SPV (1 μ s) betrug bei 6 angeschlossenen Ringen ca. 100 keV (Kauschbeitrag 60 keV), hauptsächlich bedingt durch den Einfallswinkelbereich der Alphastrahlung. Die sechste Diode war bei dem verwendeten Detektorexemplar defekt und deshalb nicht mit AV verbunden.

schematisch dargestellt. An der gemeinsamen Rückelektrode wird über den Vorverstärker VV die positive Spannung U_{det} zugeführt sowie Energie-(E) und Zeitinformation (T) entnommen (SPV: Spektronetrischer Verstärker, SV: Schneller Verstärker, NDT: Null-durchgangstrigger). Um festzustellen, welcher Ring angesprochen hat, ist jeder an einen Kanal des Ausleseverstärkers AV angeschlossen, auf dessen Ausgangssignale der entsprechende Diskriminator DI anspricht. Von einem Clockimpuls wird das Einschreiben der Information von DI in ein Register REG ausgelöst. Dazu wird das Zeitsignal des Detektors genutzt und über eine schnelle Koinzidenzeinheit SKD Auswahlkriterien festgelegt. Um eine eindeutige Zuordnung von Registerinhalt und ADC-Information zu gewährleisten, wird die AD-Wandlung vom gleichen Impuls

DETEKTORANORDNUNG ZUR MESSUNG VON TEILCHEN-GAMMA-KOINZIDENZEN

R. Schwengner, J. von Borany und M. Freitag
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Um bei spektroskopischen Experimenten am Rossendorfer Zyklotron für α -induzierte Kernreaktionen eine Endkaralauswahl durchzuführen und nur die Gammastrahlung zu registrieren, die von den nach der Emission geladener Teilchen entstandenen Endkernen ausgesendet wird, wurde eine Meßanordnung geschaffen, bei der ein Ge(Li)-Detektor in Koinkidenz mit einem Detektor zur Registrierung geladener Teilchen betrieben wird.

Als Teilchendetektor (Abb.1) wird ein großflächiger ionenimplantierter Halbleiterdetektor aus hochohmigem FZ-n-Si ($\rho_n \approx 2000 \Omega\text{cm}$) verwendet, der in der Abteilung KFA des ZfK aus einer $300 \mu\text{m}$ dicken Zwei-Zoll-Scheibe gefertigt wurde. Die empfindliche Detektorfläche beträgt 13.9 cm^2 , die Raumladungszonentiefe ist $\leq 150 \mu\text{m}$. Der Detektor hat bei einer Betriebsspannung von 50 V einen Sperrstrom von etwa $1 \mu\text{A}$. Mit dem Vorverstärker MKD 20027, $R_g = 1 \text{ M}\Omega$, wurde für Alphateilchen eine Auflösung von $\text{FWHM} = 160 \text{ keV}$ bei einer Energie von 6.78 MeV erreicht. Zur Verbesserung der Auflösung könnten Vorverstärker mit einer hohen dynamischen Eingangskapazität (z.B. ORFOM 142B) eingesetzt werden, um eine Verringerung der Ladungsempfindlichkeit bei der hohen Detektorkapazität von $C \geq 1000 \text{ pF}$ zu vermeiden.

Die geometrische Anordnung des Teilchen- und des Gammadetektors ist in Abb.2 gezeigt. Der Teilchendetektor ist in einer Reaktionskammer unter 90° zur Strahlrichtung in einer Entfernung von 2 cm von der Targetmitte angebracht und schließt etwa 15 % des gesamten Raumwinkels ein.

Gammapektren, die mit dieser Anordnung in Koinkidenz mit Protonen bzw. Alphateilchen gemessen wurden, sind in /1/ und /2/ gezeigt. Um die Raumwinkelenausnutzung zu erhöhen, sollen in einer verbesserten Anordnung zwei parallel betriebene Teilchendetektoren benutzt werden.

Literatur:

- /1/ Schwengner, R. et al., dieser Jahresbericht, S. 34
- /2/ Funke, L. et al., dieser Jahresbericht, S. 35



Abb.1: Si-Detektor zur Spektrometrie geladener Teilchen

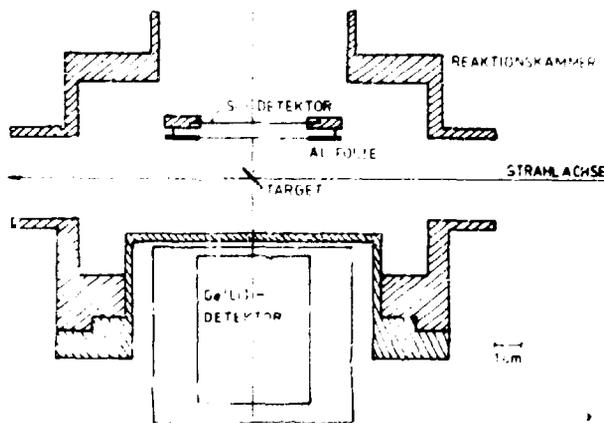


Abb.2: Detektoranordnung zur Messung von Teilchen-Gamma-Koinzidenzen

TEST-IONISATIONSKAMMER

W. Seidel

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Für verschiedene methodische Entwicklungsarbeiten, insbesondere für den Test von Zählgeräten, wurde eine kleine Ionisationskammer (IK) gebaut und erprobt. Die Elektroden haben eine Breite von 10 cm und eine Länge von 15 cm. Sowohl Anode und Kathode als auch der Rahmen für das Frisch-Gitter bestehen aus 3 mm dickem glasfaserverstärktem Polyester, das einseitig mit Kupfer kaschiert ist. Der Abstand zwischen Frisch-Gitter und Anode beträgt 1.5 cm und zwischen Frisch-Gitter und Kathode 5 cm. Als Abstandhalter für alle drei Elektroden dienen Teflonstäbe. Für das Frisch-Gitter wurden Be-Cu-Drähte von 70 µm Durchmesser in 0.5 mm Abstand auf einem Rahmen verlötet. Aus den geometrischen Abmessungen ergibt sich ein Unwirksamkeitsfaktor des Frisch-Gitters von $\sigma = 0.4\%$. Um Potentialstörungen durch das IK-Gehäuse zu vermeiden, wurde das aktive Volumen an drei Seiten mit je 5 Potentialstreifen umschlossen, die über einen Spannungsteiler von 50 MΩ ein homogenes elektrisches Feld gewährleisten. Als Eintrittsfenster ($2 \times 4 \text{ cm}^2$) dient thermisch gereckte Polypropylenfolie [1] mit einem Flächengewicht von $60 - 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Die Folie wird durch ein Gitter aus 180 µm dickem Federstahldraht gestützt. Der Abstand zwischen den Stützdrähten beträgt 2 mm. Über einen Spannungsteiler, an den alle Stützdrähte angeschlossen sind, wird ein annähernd homogenes elektrisches Feld im Fensterbereich erzeugt. Das Eintrittsfenster ist für Drücke bis zu 400 Torr ausgelegt. Dadurch ist es möglich, in Pentan, Hexan, 90 % Ar + 10 % CH₄ und reinem CH₄ α-Teilchen einer Energie bis zu 8 MeV innerhalb des aktiven Kammervolumens vollständig abzubremsen. Erste Messungen wurden mit Pentan und Hexan durchgeführt. Das gemessene Energiespektrum einer ²¹⁰Po- und ²⁴¹Am-Quelle ist in Abb. 1 dargestellt. Mit gereinigtem Hexan [2] wurde für die 5.486 MeV α-Teilchen einer ²⁴¹Am-Quelle eine Energieauflösung von $\Delta E = 25 \text{ keV}$ gemessen. Hierbei

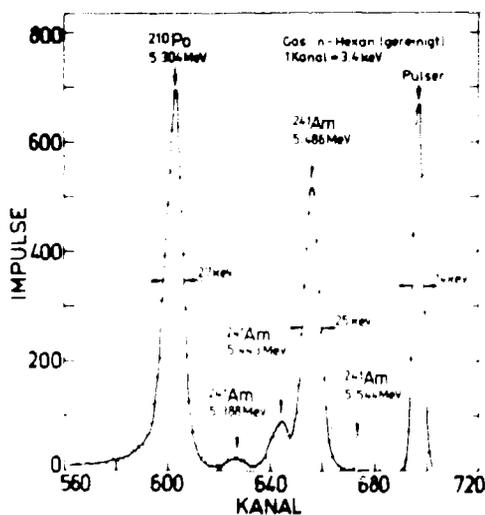


Abb. 1

Energiespektrum der α-Teilchen einer ²¹⁰Po-²⁴¹Am-Mischquelle, gemessen bei 46 Torr Hexan

wurde auf dem 8 cm^2 großen Eintrittsfenster eine Fläche von 1.5 cm^2 ausgeleuchtet. In einer Vergleichsmessung mit einem hochauflösenden Halbleiterdetektor [3] wurde der Anteil des Energiestragglings in dem Eintrittsfenster aus $60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicker Polypropylenfolie zu $\Delta E_{\text{Str}} = 14 \text{ keV}$ bestimmt. Der Anteil des elektronischen Rauschens des ladungsempfindlichen Vorverstärkers (ORTEC 120-3F) ergibt sich aus der Breite der Generatorlinie zu $\Delta E_{\text{El}} = 14 \text{ keV}$. Bei einem Fano-Faktor von $F = 0.19$ beträgt nach Alkhozov u.a. [4] der Anteil der Ladungsträgerstatistik $\Delta E_{\text{St}} = 12 \text{ keV}$. Unter Berücksichtigung dieser drei Beiträge zur Energieauflösung erhält man für das interne Auflösungsvermögen der IK einen Wert $\Delta E \leq 10 \text{ keV}$. Darin ist der Betrag des Gases, die Inhomogenität der ausgeleuchteten Fensterfolienfläche und der Anteil infolge nicht vollständiger Abschirmung durch das Frisch-Gitter enthalten. Gereinigtes Pentan liefert eine Auflösung von

$\Delta E = 29 \text{ keV}$ und eine um $\sim 17 \text{ keV}$ kleinere Amplitude. Weitere Untersuchungen sind erforderlich, um zu entscheiden, ob dieser Unterschied gasspezifisch oder durch die Reinigung bedingt ist.

L i t e r a t u r

- [1] Seidel, W. et al., Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 134
- [2] Walzog, D. et al., dieser Jahresbericht, S. 155
- [3] v. Borany, J. et al., private Mitteilung
- [4] Alkhozov, G.O. et al., Nucl. Instrum. Methods 48 (1967) 1

GASREINIGUNGSANLAGE

Dr. Walzogg und W. Seidel

Zentralinstitut für Kernforschung, Bessendorf, Bort 3 KF

HL. Baden

Verknüpfetes Institut für Kernforschung, Debes

Alle Zählergase in gasgefüllten Detektoren haben sich hochmolekulare Kohlenwasserstoffe (C_4H_{10} , C_5H_{12}) bewährt. Nachteilig bei der Verwendung derartiger Zählergase ist ihre relativ hohe Verunreinigung mit Wasser und Sauerstoff, die zu Ladungsverlusten führt. Es wurde deshalb eine Apparatur zur Reinigung von organischen Zählergasen entwickelt und gebaut (Abb. 1). Die gesamte Apparatur ist aus Bessotherglas hergestellt. Sie besteht aus mehreren Stufen, in denen die Kohlenwasserstoffe eingefroren und unter Vakuum dreifach destilliert werden. In der ersten Destillationsstufe besteht die Möglichkeit, den Kohlenwasserstoffdampf über ein entsprechendes Trockensmittel zu leiten. Um ein Eindringen der Kohlenwasserstoffe in das Vorpumpenöl zu verhindern, ist zwischen Gasreinigungsapparatur und der Vorpumpenpumpe eine stickstoffgekühlte Kühlfalle angeordnet. Das Einfrieren in den einzelnen Destillationsstufen erfolgt ebenfalls mit flüssigem Stickstoff bei einem Vakuum von 6 Pa (5×10^{-2} Torr). Die langsame Erwärmung des eingefrorenen Kohlenwasserstoffes erfolgt durch die Umgebungstemperatur ($20^\circ C$). Dadurch wird gewährleistet, daß sich die ausgefrorenen Substanzen nicht über $-40^\circ C$ erwärmen und somit der Dampfdruck des gelösten Wassers 13 Pa (10^{-1} Torr) nicht übersteigt. Erste Messungen mit gereinigtem Hexan und Pentan werden im [1] vorgestellt.

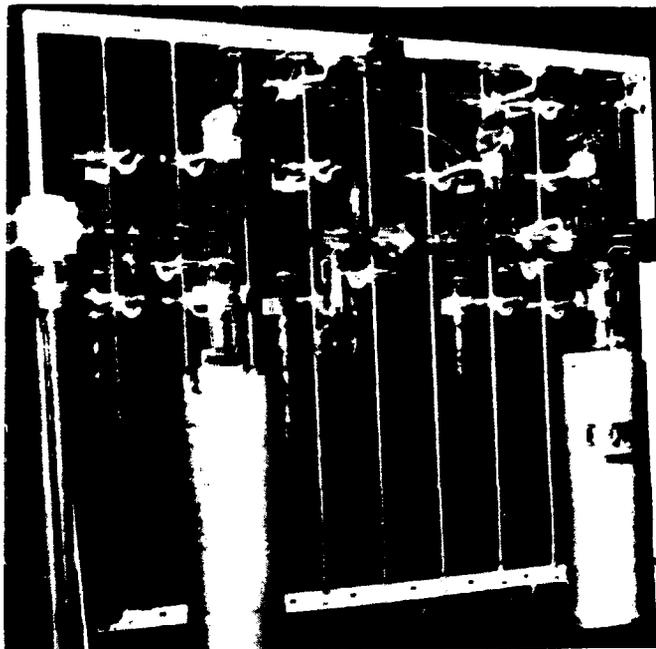


Abb. 1

Apparatur zur Reinigung von organischen Zählergasen

L i t t e r a t u r

[1] Seidel, W., *Stamm Jahrbuch*, 2. 459

ENTWICKLUNG DES INTENSIVEN NEUTRONENGENERATORS INGE-1

P. Eckstein, F. Gleisberg, H. Helfer, U. Jahn, R. Krause, E. Paffrath, D. Schmidt, R. Schwierz und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Ziel der Entwicklung war ein Geradeausbeschleuniger für Wasserstoffionen mit den elektrischen Parametern $U \approx 200$ kV, $I = 20...30$ mA, $N \approx 5$ kW. Bei Nutzung der DT-Reaktion können dann Quellstärken von 14 MeV-Neutronen um $10^{12} s^{-1}$ erreicht werden. Für den späteren Einsatz wurde ein kompakter Aufbau und ein Abstand Target-Beschleuniger von mindestens 1 m gefordert.

Im Rahmen dieser Zielstellung waren folgende Teilkomponenten zu erarbeiten:

- Duoplasmatron-Ionenquelle mit Oxidkatode und geeigneter Absauggeometrie;
- ionenoptische Elemente: Extraktion, Einzellinse, Quadrupoltriplett, Blenden;
- ionenoptische Berechnungen: unter Einschluß von Raumladungseffekten und -kompensation, zur Konstruktion und Optimierung der ionenoptischen Elemente;
- Vakuumsystem: Erzeugung und Steuerung ölfreien Vakuums ($p \approx 10^{-4}$ Pa) mit Saugleistungen oberhalb 2000 ls^{-1} ; dazu speziell Entwicklung einer Orbitronpumpe mit günstigem Leistungs-Masse/Volumen-Verhältnis zum Einsatz auf Hochspannungspotential;
- elektrische Versorgung: Entwicklung von Netzteilen (Grenzwerte $U = 50$ kV, $I \approx 50$ A, $N = 1.5$ kW) größtenteils mit hohem Wirkungsgrad nach dem Schaltreglerprinzip;
- Datenerfassung und -übertragung: Meßfühler zur Erfassung elektrischer und nicht-elektrischer Größen (Druck, Temperatur, Durchfluß); optoelektronische Übertragungstrecken zwischen Hochspannung und Erdpotential sowie störfreie Übertragungstrecken Generatorhalle - Meßraum; hard und soft ware für ein Mikrorechnersystem auf AMCA-Basis mit Anschluß eines Farbdisplays.

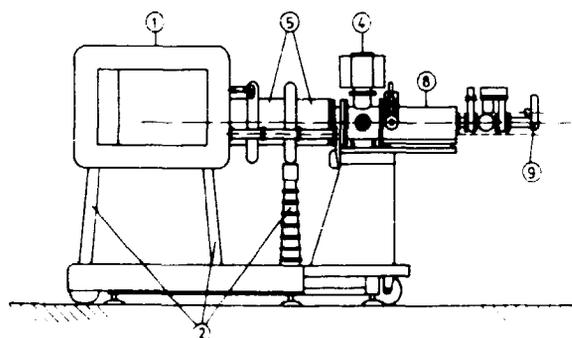
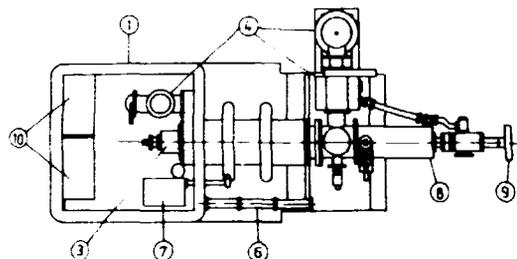


Abb. 1: Schematische Ansicht des Generators INGE-1; 1 Hochspannungsterminal, 2 Isolatoren, 3 Ionenquelle, 4 Vakuumpumpen, 5 Beschleunigungsrohr, 6 opto-elektronische Übertragungstrecken, 7 50 kV-Netzteil, 8 Quadrupoltriplett, 9 Target, 10 elektrische Versorgung der Quelle.

Andere Teile des Generators wurden kommerziell (Hochspannungsanlage und Isoliertransformator vom VEB TuR Dresden, rotierendes Target für maximal 5 kW thermische Leistung von der Fa. NUKEM Hanau/BRD) oder über Kooperation (Beschleunigungsrohr aus dem FZJ Obninsk/UdSSR) realisiert. Die Komponenten wurden einzeln erprobt. Untersuchungen an der Gesamtanlage INGE-1 ergaben die Notwendigkeit einer sorgfältigen Sekundärelektronenunterdrückung mittels elektrischer und magnetischer Felder. Abb. 1 zeigt die schematische Ansicht des Beschleunigers. Untersuchungen bezüglich Strahlintensität und Strahlprofil wurden durchgeführt.

MESS-UND STEUERSIGNALÜBERTRAGUNGSTECHNIK FÜR DEN INTENSIVEN NEUTRONENGENERATOR INGE-1

P. Eckstein, U. Schreiber, A. Tiedt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Keraphysik

Als Schnittstelle zwischen Sensoren bzw. Aktoren an Ionenstrahlapparaturen und der Ein- bzw. Ausgabeperipherie von Prozeßrechnern werden elektronische Übertragungssysteme benötigt, mit denen in der Regel Entfernungen bis zu einigen hundert Metern und unter Umständen hohe Potentialunterschiede zu überbrücken sind.

Für den intensiven Neutronengenerator INGE-1 ist unter den Gesichtspunkten Anzahl der Meß- und Stellgrößen, Störsicherheit und Ökonomie die direkte Übertragung der analogen Signale günstiger als die Analog-Digital-Wandlung und Übertragung digitaler Formate. Für das Automatisierungssystem von INGE-1 /1/ wurden ein galvanisches und ein optoelektronisches Übertragungssystem entwickelt und getestet. Bei der Übertragung analoger und binärer Signale auf Erdpotential konnte mit Gegentaktende- und Differenzempfangsstufen sowie Schutzschaltungen gegen Hochspannungsüberschläge eine ausreichende Störsicherheit erreicht werden.

Das in Abbildung 1 dargestellte Prinzip des realisierten Lichtleitübertragungssystems stellt eine aufwendigere aber auf Grund der galvanischen, hochspannungsfesten Trennung von Sensoren bzw. Aktoren und Prozeßperipherie sowie der frequenzmodulierten Übertragung analoger und binärer Größen eine sehr störsichere Lösung dar.

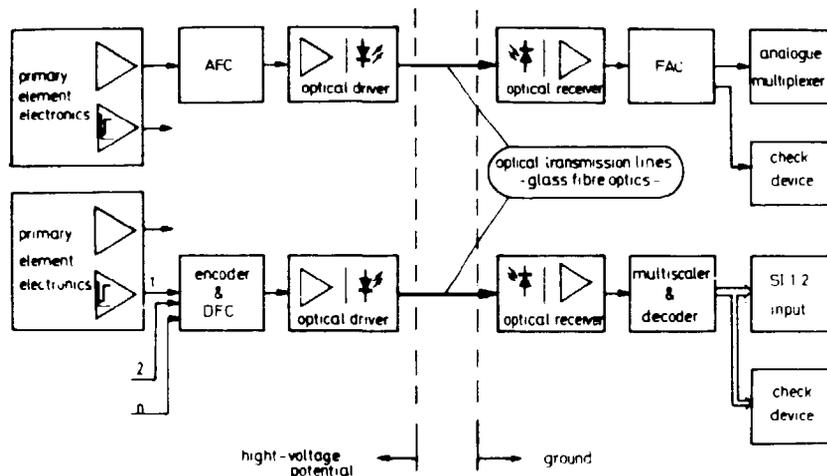


Abb. 1:

Blockschaltbild des optoelektronischen Systems zur Übertragung analoger und binärer Sensorsignale (Die Übertragung der Steuersignale erfolgt bei direkter Digital-Frequenz-Wandlung in der CAMAC-Prozeßperipherie in gleicher Weise).

Zur Modulation bzw. Demodulation wurden Analog-Frequenz-Konverter (AFC) bzw. Frequenz-Analog-Konverter (FAC) und für die direkte frequenzmodulierte Steuersignalausgabe CAMAC - Digital-Frequenz-Konverter (DFC) mit einem Frequenzhub von 2,5 kHz bis 250 kHz entwickelt /2/. Bis zu 8 unabhängige binäre Größen werden nach dem im unteren Teil der Abbildung 1 dargestellten Prinzip frequenzmoduliert übertragen und demoduliert.

Die neuentwickelten und in Kleinserie gefertigten optoelektronischen Sende- und Empfangsmodul besitzen gegenüber den in /3/ vorgestellten den Vorzug hoher Zuverlässigkeit und hoher Bandbreite. Sie sind durch folgende Parameter gekennzeichnet:

- Eingekoppelte Strahlungslichtleistung (Sender) P_{L} = 50 μ W
- Empfindlichkeit (Empfänger, rauschbegrenzt) $S \geq 0,5 \mu$ W
- Arbeitsfrequenzbereich (Sender - Empfänger) 10 Hz $\leq f \leq$ 1 MHz
- minimale Impulsbreite (Empfänger) T_{I} = 200 ns
- Abmessungen (Sender-bzw. Empfängermodul): 70 mm x 35 mm x 15 mm

/1/ P. Eckstein, et al., dieser Jahresbericht, S. 158

/2/ A. Hoffmann, et al., Jahresbericht 1982, ZfK-503 (1983) 136

/3/ F. Weidnase, S. Kreuzer, Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 162

AUTOMATISIERUNGSSYSTEM FÜR DEN INTENSIVEN NEUTRONENGENERATOR INGG-1

P. Eckstein und R. Schwiers

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Für den Intensiven Neutronengenerator INGG-1 wurde ein modulares, aufrüstbares Hard- und Softwaresystem entwickelt, das nach erfolgter Identifikation der Prozesse: Ionenzerzeugung, -beschleunigung und Strahlfokussierung einen weitgehend automatisierten Betrieb der Anlage zuläßt. Als Prozeßrechner kommt der Mikrorechner ANCA-80 mit erweiterter Steuerkanalarchitektur zum Einsatz. Die Erweiterungen betreffen eine Kassettenspeicherbandeinheit //1// und ein pseudographisches Computerterminal. Der Einsatz eines weiteren Mikrorechners zur Absicherung der Kommunikationsfunktionen ist vorgesehen. Zur Meßdatenabgabe und Steuerfunktionsausgabe werden überwiegend CAMAC-Standardmoduln eingesetzt. Die Hardwarekomponenten des Gesamtsystems sowie der Datenfluß sind der Abbildung 1 zu entnehmen.

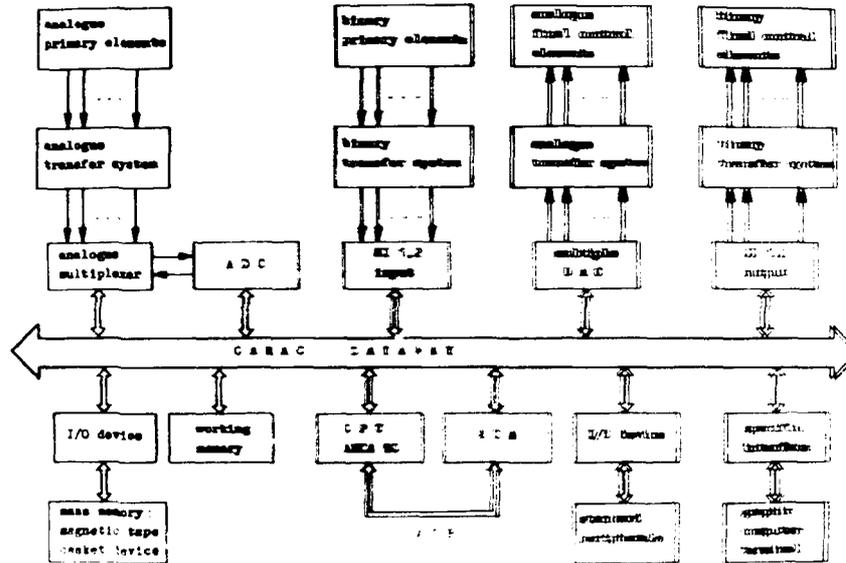


Abb. 1a
Blockschaltbild des Automatisierungssystems mit dem CAMAC-Apparatur, dem Übertragungssystem und dem Sensor- und Aktorsystem.

Anlagenspezifische Entwicklungen betrafen:

- die Sensor- und Aktortechnik für elektrische und nichtelektrische Größen,
- die Übertragungstechnik für die störreichere Übertragung analoger und digitaler Meß- und Steuersignale auf Erdpotential und über Potentialdifferenzen von 300 kV,
- spezielle CAMAC-Moduln zum Anschluß des pseudographischen Computerterminals und zur frequenzmodulierten Steuersignalausgabe.

Das entwickelte modulare Softwaresystem, dessen Programmmoduln von einem Hostrechner aktiviert werden, gestattet die zyklische Übernahme der Meßdaten, Störfälligkeitstests und Grenzwertkontrollen. Die Abgabe von Steuersignalen kann sowohl durch Zahlenwertabgabe über die Tastatur oder zyklisch in step mode erfolgen.

Literatur

/1/ Pöthig, J., Jahresbericht 1982, ZfK-503 (1983) 131

ERLEBUNGSPHYSISCHE COMPUTERERFOLGEMMI. ERLEBUNG

R. Knauss

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kempting

Die diese Prozessfaherzeugung und -steuerung beim Betrieb des Indirekten Neutronengenerators ERLEBUNG-1 dient im Zusammenhang mit dem als Prozessrechner eingesetzten ANCA-60-System ein funktionellgesteuertes parametrisches Bildflisplay. Bei gegenüber einer Rastergraphik wesentlich geringeren Softwareaufwand ermöglicht dies quasi-analoge Darstellung trotz der Vielzahl von Betriebsparametern des Beschleunigers in übersichtlicher und ansehnlicher Form. Das Terminal ist auf der Basis des Mikrocomputersystems K 1520 aufgebaut und besteht aus dem parametrischen Bildflisplay-Einheit //V//, einer ZRS-Karte einschließlich Programmrechner sowie einem Buswertegeräten, über die Bildinformationen in komprimierter Form (ca. 1,5 kByte/Bild) enthält. Die Kopplung mit dem ANCA-60-System erfolgt über einen speziellen CANAC-Modul.

Die Darstellung der gesamten Prozessparameter ist nach Systemkomponenten aufgeteilt und umfasst folgende Bilder: Gesamtübersicht (s. Bild 1), Ionensquelle, Ionoptik, Vakuum-system, Meßwert-Teilteile.

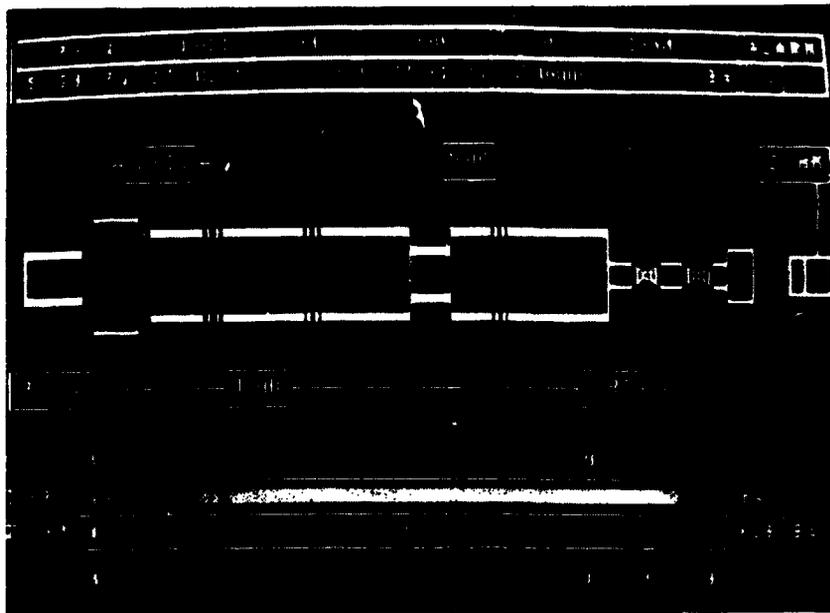


Bild 1:

Schematische Gesamtübersicht ERLEBUNG-1 mit Angabe einzelner Parameterwerte sowie quasi-analoge Darstellung von Targetstrom und Zählrate

Die Auswahl des darzustellenden Bildes ist über die ANCA-60-Tastatur möglich. Die oberen zwei Zeilen sind bei allen Bildern identisch und enthalten die wichtigsten Betriebsparameter sowie eine Alarmsignalfestlegung mit Angabe von Bild- und Reihenzahl bei Abweichung von vorgegebenen Grenzwerten.

Literatur

//V// Knauss, R.-H., Hiesler, J., Technische Dokumentation "Bildflisplay für K 1520", Technische Universität Dresden, Sekt. Inf.-Technik, Oktober 1981

GRAFISCHE AUSGABE MIT NADELDRUCKERN

W. Enhardt und W.D. Prohm

Zentralinstitut fuer Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Die Ausgabe experimenteller Daten in grafischer Form ist häufig fuer die Beurteilung grosserer Datenmengen unerlaesslich. Da Digitalplotter bisher nicht in ausreichender Zahl zur Verfuegung stehen, wurde nach Wegen gesucht, die auch an kleinen Systemen vorhandenen Nadeldrucker zur grafischen Ausgabe zu verwenden.

Der Spaltenmosaikdrucker daro 1154 ist in der Variante 5500 mit 10 Nadeln ausgeruestet, die einzeln angesteuert werden koennen. Die gegenueber der Normalvariante mit 8 Nadeln zusaetzlichen Nadeln ueberdecken den bei der Zeilenschaltung entstehenden Zwischenraum so dass ein lueckenloser Druck moeglich ist. Der Drucker verfuegt nur ueber eine geratespezifische Schnittstelle. Die Bereitstellung von Steuersignalen und Datenpegeln erfolgt daher softwaregesteuert ueber einen SI¹.2-Modul aus dem Mikrorechnersystem MPS 4944 heraus. Neben der Einbindung des Druckers als Listenausgabegeraet stehen Programme zur Spektrenausgabe und zur Darstellung zweidimensionaler Intensitaetsverteilungen zur Verfuegung. Die Daten werden aus dem Speicher des MPS genommen und koennen ueber Magnetbandkassette, Lochband oder andere Kanaele eingegeben werden. Spektren werden nach Skalierung in Einheiten von 10 Kanaelen (1 Zeile) gedruckt (Abb.1). Nach Ausdruck des Kanals mit dem groessten Inhalt in der Gruppe erfolgt Wagenruecklauf an der naechstmoeeglichen Position. Zweidimensionale Verteilungen der Grosse 64 x 64 (4k Worte) werden in einem Punktraster von 8 x 8 wiedergegeben, das 65 verschiedene Intensitaetsniveaus darzustellen gestattet. Die Rasterzellen werden von links unten nach oben und rechts entsprechend der jeweiligen Intensitaet aufgefuellt (Abb.2).

Der Drucker DZM-180 gehoert zur Peripherie des SKR und ist im Messzentrum am W400 des LJAR in Dubna an eine SM-4 angeschlossen. Ein spezieller Geratedriver [1] gestattet es, die Drucknadeln einzeln anzusteuern. Eine mechanische Modifikation der Zeilenvorschubsteuerung unterdrueckt den bei Textdruck ueblichen Zwischenraum von 2 Rasterpunkten. Die grafische Ausgabe erfolgt zeilenweise auf maximal 980 Druckpositionen. An jeder Druckposition koennen 7 Nadeln zum Abdruck gebracht werden. Das entsprechende Bitmuster wird in einem Byte kodiert. Der Druck erfolgt in 2 Durchlaeuften, wobei erst die ungeraden und nach Ruecklauf die geraden Positionen gedruckt werden. Die Herstellung von Zeichnungen mit einem Mosaikdrucker macht es im allgemeinen Falle erforderlich, die Grafik zunaechst in einem Puffer vollstaendig aufzubauen und erst danach auszugeben, da Papiervorschub nur in einer Richtung moeglich ist. Unter diesem Gesichtspunkt wurden einige FORTRAN-Unterprogramme geschrieben, die es ermoeeglichen, die meisten auftretenden Zeichenaufgaben zu bewaeltigen.

L i t e r a t u r

[1] Szekely, G. Driver for DZM-180 Printer (Graphic Version), MTA Atomki, Debrecen 1984

REF 5892 MIN-1284 MR-11072

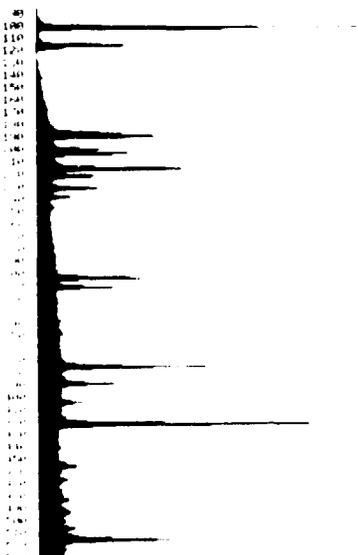


Abb.1 Hoehaufgeloesenes γ -Spektrum

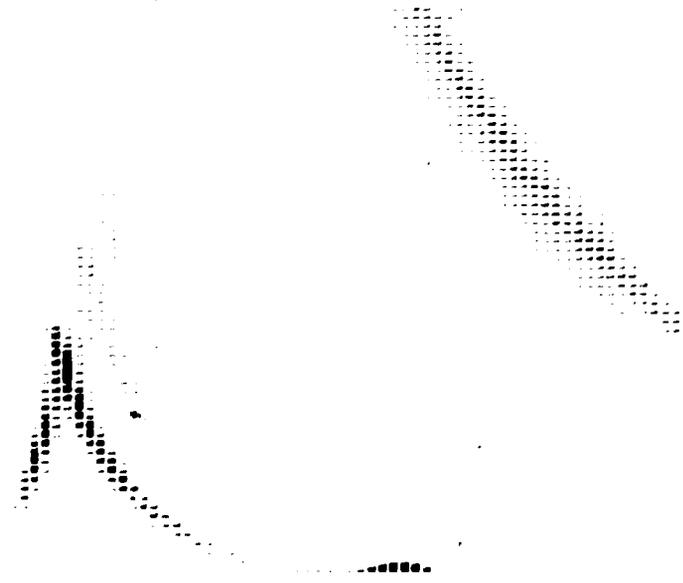


Abb.2 E/R-Spektrum (p, d, t, α)

SIP-1000-ANSCHLUSS FUER R300-PARALLELDRUCKER UND ZEICHENTISCH DIGIGRAF

H. Angermann, W.D. Fromm und F.Schwarzenberg
Centralinstitut fuer Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Der gute Erhaltungszustand des Paralleldruckers PD475 im Messzentrum legte nach Stilllegung der Datenendstelle nahe, die Weiterbenutzung des Druckers zu gewährleisten. Als Schnittstelle kam aufgrund seiner momentanen Verbreitung (KRS, AMCA, MPS) nur SIP-1000 in Betracht. Zur Interfaceanpassung und Druckersteuerung wurde der Einkartenrechner UPC880 [1] verwendet. Die Anpassung an die Druckerpegel erfolgte mit IC 75107 und 75110. Der das Druckwerk steuernde Druckpuffer arbeitet mit einem externen 100 kHz-Takt, der alle Abläufe bestimmt. Die Aufgaben des UPC 880 bestehen in der Takterzeugung, Codewandlung ASCII->R300, Zeileneübertragung (synchron, von hinten), Vorschubsteuerung, Auslösen des Druckvorgangs und der Statusbehandlung. Während des Druckvorgangs (35 ms/Zeile) kann der UPC bereits die nächste Zeile empfangen und im eigenen Puffer aufbauen. Zusätzlich zur eigentlichen Druckerfunktion wurden Testfunktionen implementiert, die durch SIP-Kommando mit KOM-A3=1 aktiviert werden, wie:

TEST	Drucken des gesamten Zeichensatzes
EEEE	Drucken einer Folge von 'EEEE' zur Justierungshilfe
KALE	Kalenderdruck
BILD	Formulardruck.

Es ist damit möglich, häufig benötigte Formulare komprimiert auf PROM zu bringen und im Bedarfsfall in der gewünschten Anzahl vom Drucker abzurufen. Der in der HA GD vorhandene R300-Drucker wurde gleichfalls mit einer intelligenten Steuerung ausgerüstet.

Der Zeichentisch DIGIGRAF ist Bestandteil der Rechenanlage EC1040 im LJPAP des VIK Dubna. Neben dem Anschluss an den ESER-Kanal ist ein Lochbandleser zur off-line Dateneingabe am Zeichentisch vorhanden. Im Messzentrum existiert ferner ein KRS4201 mit GD71 als grafisches Terminal. Die Ausgabe der an diesem Arbeitsplatz erstellten Grafiken auf dem Zeichentisch DIGIGRAF ueber den EC1040 ist mit einem hohen organisatorischen und zeitlichen Aufwand verbunden. Daher wurde der Direktanschluss des DIGIGRAF an den KRS4201 mit Hilfe des UPC880 realisiert. Die Schnittstelle des Lochbandlesers PS-500, der zur off-line Dateneingabe am DIGIGRAF dient, wurde an den UPC880 angepasst. Zum KRS4201 hin wurde SIP-1000 realisiert.

Die im Displayfile des GD71 befindlichen Grafikdateien werden mit dem Programm GDPL in Zeichenbefehle fuer den DIGIGRAF transformiert, die ihm im Lochbandcode angeboten werden. GDPL verfolgt die zyklische Struktur des Displayfiles einschliesslich der Unterprogrammtechnik (Hilfsstack) und geht von der Absolutkoordinatendarstellung des GD71 zur Ausgabe von Inkrementvektoren fuer den DIGIGRAF ueber.

Darueberhinaus wurde es nach dem Ausbau der MBR4000 auf 8 Bit Datenbreite möglich, auf ESER-Magnetband ausgegebene Plot-Files am KRS4201 off-line zu verarbeiten. Das Programm MRPL transformiert unter Steuerung von ESKO die auf dem Magnetband aufgezeichnete ESER-Kanalardarstellung in die Darstellung des Lochbandcodes und uebertraegt diese zum DIGIGRAF.

Schliesslich wurde mit TEST ein Hilfsprogramm geschaffen, das die Speicherung der vorhandenen Testlochbaender auf Magnetband und ihre Ausgabe auf dem Zeichentisch gestattet. Zwei der häufig benutzten Testprogramme sind auf PROM verdichtet im UPC880 gespeichert und koennen durch SIP-Kommando vom KRS4201 aus oder durch Schalter auf der Leiterkarte des UPC 880 aktiviert werden.

In beiden Anwendungsfaellen sind durch die Nutzung moderner Mikrorechentechnik die Gebrauchswerteigenschaften vorhandener, wenig benutzter Gerate erheblich verbessert worden.

L i t e r a t u r

- [1] Schwarzenberg, F. und W.D. Fromm Proc.XI.Int.Symp. on Nuclear Electronics, Bratislava B13-84-53, S.204, Dubna 1984
- [2] Angermann, H. et al. Arbeitsbericht KfW 5/84, Rossendorf, Juni 1984
- [3] Medved, S.V. et al. Preprint VIK Dubna 1985

ELEKTRONISCHE ENTWICKLUNGEN AUS DER AERT. WISM

F. Schwarzenberg und W.D. Prumm

Zentralinstitut fuer Kernforschung Rossendorf, Bereich RFP

CANAC-Pegelwandler NIM->TTL 5399

Fuer die gelegentlich erforderliche Wandlung von NIM-Signalen im TTL-Pegel und umgekehrt wurde ein CANAC-Modul einfacher Bauweise entwickelt. Es entspricht sachhaltungsmaessig dem 80 mm breiten EGS-Einschub Pegelwandler 51143, der nicht im K02-Kreislauf produziert wurde. In jeder Richtung sind 2 Kanäle vorhanden, wobei normales und invertiertes Ausgangssignal gleichzeitig ausgeben bereitgestellt werden.

Auto-Refresh-Zusatz fuer dynamische Speicher 46944-63...71

Zum Auffrischen dynamischer Speicher des MERS 46944 wird das Refresh-Signal des Prozessors U880 benutzt. Bei Ausfall dieses Signals (Schrittfehler oder HOLD-Steuerung durch Bus-Port-RAM s.B.) ist der Speicher schutzlos. Wiederum ist in dieser Baustufe die Moeglichkeit des Schrittbetriebs erwuenscht. Es wurde daher ein Zusatzstreifen entwickelt, der einen autonomen Refresh durchfuehrt. Damit wird die dynamische RAM-Karte auswertbar der statischen RAM-Karte einsetzbar.

Ein Refresh-Zyklus wird alle 115 ns angedreht zum Refresh-Signalsignal angeschlossen. Bei Vorliegen eines entsprechenden Zustandes (kein Laender Zugriff zum RAM-Karte) wird der Refresh-Zyklus angefahren (R/S-Only-Refresh). Beim Schrittbetrieb erfolgt der Refresh-Zyklus zwangsweise, aber synchron zu den Bus-Steuerungssignalen. Eine Miss-Just-Schaltung sichert den Datenerhalt aber auch beim voruebergehenden Wegfallen der notwendigen Bus-Steuerungssignale (HOLD). Der Zusatzstreifen ermöglicht zusammen mit dem Ausbleiben bestimmter Adressbereiche (in 4k-Schritten wahlbar).

Eingangs-Multiplexer fuer SI1.2-DMA-Modul 46944-224

Haeufig besteht der Wunsch, an den Mikrorechnersystemen nicht mehr als einem Datenkanal anschliessen zu koennen. Dabei unterwaendert man sich das gleichzeitige Messen zweier un-abhaengeriger Spektren in 2 voneinander getrennten Kanalen. Es wurde ein Multiplexer fuer zwei SI1.2-Eingangswerte mit je 12 Bit maximaler Datenbreite geschaffen, der als Zusatzstreifen in den DMA-Eingangsmodul eingebaut werden kann. Beim Hintereinander von Wort 1 wird dieses unverändert auf den Eingang des DMA-Moduls durchgeschaltet. Beim Hintereinander von Wort 2 wird in die hochwertigen Datenbits ein Wortzeichen eingeschoben, dessen Lage von Bit 9 bis Bit 13 mit einem Dreifachalter wandelbar werden kann. Damit wird Spektrum 2 hinter Spektrum 1 in Datenspeicher angelegt. Die Spektrenmessungen koennen dabei von 75% bis 40% Kanäle betragen. Bei gleichzeitigen Anliegen beider Eingangswerte wird zuerst Wort 1 verarbeitet.

Kleinbuchstabenerstellung mit alphanumerischem Displaytreiber 46944-101

Der alphanumerische TV-Treiber ANTW 46944-101 erzeugt eine Schieberegisterstellung von 16 Zeichen zu 64 Zeichen. Kleinbuchstaben erreichen in der unvollstaendigen Dekodierung, alle Ziffern bzw. Zeichen, wodurch die Lesbarkeit von Texten, die Kleinbuchstaben enthalten, verlorengeht. Durch Erweiterung des Schieberegisterregisters um 11 Bit durch Zufuegen eines Speicherbaustein U225 (Lockpark) und Herstellung eines Zeichengenerators mit Kleinbuchstaben auf EPROM 2716 (anstelle 2708) kann der ANTW mit wenig Zeitaufwand fuer Kleinbuchstabenwiedergabe erweiterbar werden. Montagemassnahmen und Bauelemente des Zeichengenerators sind bei KFB erhaeltlich.

EINFACHER MIKRORECHNERGESTEUERTER VIELKANALANALYSATOR

M. Köhler und W. Meiling

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

Ziel der Entwicklung war es, einen mit geringem Aufwand realisierbaren Vielkanalanalysator für Übersichts- und Routinemessungen sowie für Lehre und Ausbildung zu schaffen. Der Analysator ist für 256 Kanäle ausgelegt.

Grundlage des Gerätes ist ein universell einsetzbarer Leiterkartensatz (s. Tab. 1) mit dem Einchip-Mikrorechner U882 als Kern. Um den Hardware-Aufwand zu minimieren, wurden wesentliche Grundfunktionen eines Vielkanalanalysators programmtechnisch realisiert:

- Spektrakkumulation (25 μ s Totzeit)
- Spektrendarstellung (zyklische Ausgabe zur flimmerfreien Darstellung auf Oszillograph, 15 % Prozessorzeit)
- Tastaturabfrage.

Auflösung (8 bit) sowie Speichertiefe (16 bit pro Kanal) sind den Möglichkeiten des Rechners angepaßt. Die inneren Ressourcen des U882 erlauben es, asynchrone serielle Schnittstellen sowie Zeit- und Impulsvorwahl-Funktionen einfach zu integrieren.

Es sind folgende Funktionen realisiert:

- Start, Stop, Fortsetzen der Messung,
- Maßstabveränderungen der Anzeige in Y-Richtung,
- Arbeit mit dem Cursor zur Anzeige ausgewählter Kanalinnhalte.
- Vorgabe der Meßzeit (max. 65535 s) bzw. der Impulsanzahl (max. $6,5 \cdot 10^6$),
- Messung der Life-Time und der Real-Time und Darstellung auf LCD-Zeile,
- Addition und Subtraktion von Spektren,
- Spektrenglättung nach 5-Punkt-Algorithmus,
- Peakflächenberechnung durch Addition der Kanalinnhalte unter Berücksichtigung eines linearen Untergrundes,
- Ein- und Ausgabefunktionen für serielle Schnittstellen.

Das Gerät ist in einem EGS-Gehäuse mit den Abmessungen 140 x 300 x 380 mm³ untergebracht.

Tabelle 1: Module für einfachen Vielkanalanalysator

(1) ADC:	Wilkinson-Typ, 10 MHz, 8 bit
(2) Speicher:	4 Kbyte RAM, 4 Kbyte EPROM, 7 Spektren abspeicherbar
(3) Rechner	U882-Einchip-Mikrorechner, 2 Kbyte EPROM Interface für V. 24, 1FSS, Fernschreibeempfangsdrucker, Magnetbandkassettengerät
(4) Spektrendarstellung:	DA-Wandler für Darstellung auf Oszillographen über X-, Y-, Z-Eingänge
(5) Bedienerkommunikation:	20 Funktionstasten, 9-Digit-Siebensegmentanzeige (LDC)
(6) Verstärker:	Verstärkungsfaktor in Stufen von 1...50 einstellbar
(7) Hochspannung:	0...2000 V, 0,5 mA

INTERFACE-ERWEITERUNG IFE-1 FÜR RECHNER EMG 666

S. Kasper

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Zur Bearbeitung der am 2 MeV van de Graeff-Beschleuniger der Sektion Physik gemessenen Gammaspекtren wird ein mit dem ungarischen Tischrechner EMG 666 gekoppelter Vielkanalanalysator NTA 1024 verwendet. Um Meßablauf und Auswertung weitgehend zu automatisieren und die Experimentsteuerung vom Rechner aus zu führen, wurde das Peripheriegerätesystem des Rechners so erweitert, daß sich zusätzliche, vom Hersteller nicht vorgesehene Digitalsignale (z. B. Start und Stop) verarbeiten lassen. Das vor uns entwickelte Zusatzgerät IFE-1 /1/ verarbeitet die noch freien Befehle des Schreibmaschinen-Interface 79841 /2/. So konnten Entwicklung und Aufbau eines kompletten Interface eingespart werden. Das Zusatzgerät gestattet

- durch Tastendruck bzw. während der Programmabarbeitung auf dem Rechner am IFE-1 entnehmbare Signale zu erzeugen (H- bzw. L-aktive TTL-Rechteckimpulse)
- durch externe Signalquellen erzeugte Schaltflanken mit TTL-Pegel (bzw. über Pegelwandler daran angepaßt) oder durch manuelle Auslösung am IFE-1 eine Bedienanforderung (SRQ) an den Rechner zu stellen, um ein entsprechendes Unterbrechungs-Unterprogramm zu aktivieren.

Die genannten Funktionen sind unabhängig voneinander zweimal realisiert. Zur Steuerung dient folgende Software:

Signalausgabe X OUT (bzw. PR OUT) / ACOS X = 1. Ausgang aktiv

X IN (bzw. PR IN) / ACOS X = 2. Ausgang aktiv

Signaleingabe Bei der Aktivierung des Eingabekanals werden die folgenden, dann im Rechnerspeicher notwendigen Unterbrechungs-Unterprogramme aufgerufen:

MARK ((4)) = Eingabekanal 1 aktiv

MARK ((8)) = Eingabekanal 2 aktiv

Das Mustergerät wurde zusätzlich mit einem Eingabekanal für die Signalpegel der MOS-Technik (U 10-Serie) versehen, um auch den Anschluß älterer Geräte zu ermöglichen.

Die Realisierung der Anschlußeinheit erfolgt auf drei Platinen 95 mm x 170 mm, die in ein separates EGS-Gehäuse eingebaut werden. Über einen an der Interface-Einheit 79841 angebrachten Steckverbinder (mind. 12-polig) wird die Verbindung des IFE-1 zum Rechnerystem hergestellt. Die nötige Versorgungsspannung liefert das Netzteil der Einheit 79841.

Das aufgebaute Gerät ist seit mehreren Monaten im Einsatz und arbeitet zuverlässig.

Das hier verwendete Prinzip der Funktionserweiterung einer Interface-Einheit zur digitalen Signalein- und -ausgabe läßt sich auch mit anderen Peripheriegeräten des EMG-Systems (z. B. Lochstreifen-Interface 79842) verwirklichen, da diese mit den gleichen Schaltungsmodulen ausgerüstet sind.

Mit dem Zusatzgerät IFE-1 wurde eine einfach handhabbare Einheit entwickelt, die es auch in anderen Anwendungsfällen ermöglicht, relativ problemlos

Ablaufsteuerungen

Zeitsteuerungen u. ä.

softwaremäßig mit dem Tischrechner zu realisieren.

Für andere Anwendungsfälle können die Ein- und Ausgabekanäle noch den speziellen Forderungen angepaßt werden.

Literatur

/1/ Kasper, S., Forschungsbeleg, KMU Leipzig, 1984

/2/ Programmierbarer Tischrechner EMG 666 (Bedienungsanleitung), Budapest

EINSATZ DES VKA 4995 FÜR ROUTINEMESSUNGEN

W. Trippensee, U. Bornhessel
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Der Einsatz des Analysators VKA 4995 an der FSU Jena, Sektion Physik, erfolgt hauptsächlich für Routinemessungen an RBS- und Oberflächen-Analyse-Verfahren, wobei die unmittelbare Auswertung der gewonnenen Rückstreuenspektren mit dem integrierten Prozeß-MONITOR erfolgt. Dafür wurden umfangreiche Service-, Hilfs- und Anwenderprogramme erstellt, die teilweise auch in Assemblersprache geschrieben sind. Um im Routinebetrieb nicht ständig zwischen Monitor-Betriebssystem für die Spektrenerfassung und BASIC für die Spektrenauswertung umschalten zu müssen, werden die notwendigen Kommandos des Monitor-Systems (#M, #D, #O, #G, #S, #R, #P) durch BASIC bzw. Assemblerprogramme realisiert.

Der dafür zur Verfügung stehende Speicherplatz beträgt 1,1 K Byte.

Bei einem Betriebsregime mit einer Spektrenlänge von 256 Kanälen und einer Datenwortbreite von 3 Byte werden 10 Datenbereiche zur Abspeicherung von Spektren genutzt.

Die Grundausstattung des Gerätes wurde durch eine Prozeßbedieneinheit (PBE) mit Prozeßbedientastatur (PBT) des MIO 4944 erweitert, wodurch es möglich ist, laufende Programme durch Sprunginterruptsignale (max. 256) zu unterbrechen. Mit Hilfe dieser Prozeßbedientastatur und entsprechendem Assemblerprogramm werden die VKA-spezifischen Monitorkommandos #G, #O, #C realisiert sowie die Auswahl des Datenbereiches als Hintergrundspektrum vorgenommen.

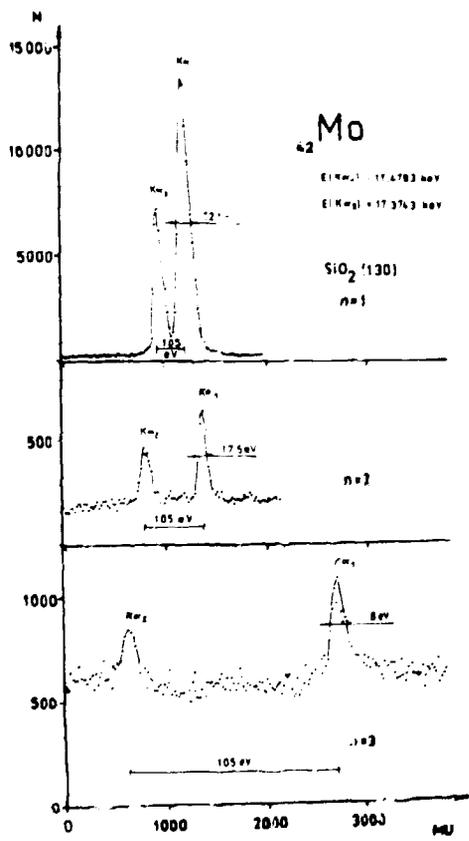
Weiterhin ist es möglich, bis zu 3 Spektren gleichzeitig als Hintergrundspektren zu Vergleichszwecken über die Tastatur anzuwählen und darzustellen als auch den Transfer von Datenbereichen darüber vorzunehmen.

Das für den Routinebetrieb zugeschnittene und erweiterte Betriebssystem kann jedoch bei anderen Aufgabenstellungen durch die VKA-spezifischen Kommandos des Standard-monitorprogramms MONITOR ersetzt werden, da diese weiterhin volle Gültigkeit besitzen.

EIN RÖNTGEN - KRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETER
JOHANSSON - GEOMETRIE

G. Karrasch, D. Kreißler, H.-J. Oertner, W. Schulze, W. Wagner: VIK Dubna
G. Musiol, G. Zechornack: TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

In der Abteilung Neue Beschleunigungsmethoden (ONMU) des VIK Dubna wurde ein Kristall-
diffraktionsspektrometer in Betrieb genommen, welches für die Analyse der charakte-
ristischen Röntgenstrahlung hochionisierter Schwerionen konzipiert ist.
Um die lichtstarke Geometrie nach Johansson /1/ mit den Anforderungen durch die
außerhalb des Rowlandkreises angeordnete Strahlungsquelle kombinieren zu können, wurde
ein neuartiges Lösungsprinzip realisiert /2/. Eine konstante Einfallsrichtung der
charakteristischen Röntgenstrahlung wird dabei durch ein Feinpositionierungssystem
gewährleistet /3/. Zur genauen Messung des Reflexwinkels ($\Delta\theta \approx 0,1''$) wird ein Laser-
winkelinterferometer eingesetzt /4/. Das Spektrometer ist vollautomatisiert /5,6/
und ist im kontinuierlichen und im Schrittbetrieb betreibbar. Bei kontinuierlicher
Arbeitsweise kann die Winkelgeschwindigkeit des Analysatorkristalls über die Ansteuer-
frequenz des zentralen Schrittmotors geändert werden. Der Schrittbetrieb kann durch
definierte Inkrementierung bzw. durch zusätzliche Winkelfeinverstellung mit Hilfe
eines Piezostellgliedes /7/ realisiert werden. Je nach gewähltem Arbeitsregime werden
unterschiedliche Anstellgenauigkeiten des Spektrometers erreicht.

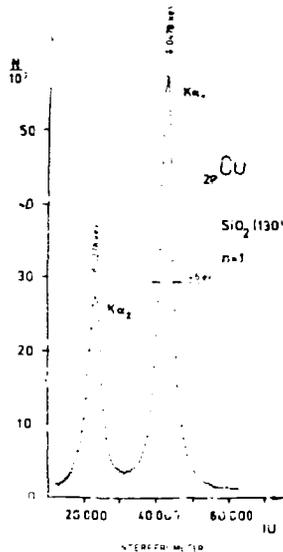


In Abb.1 wird das MoK α -Spektrum in den ersten
drei Beugungsordnungen dargestellt, welches
im Inkrementierungsregime aufgenommen wurde.
Die unterschiedlichsten Reflexbreiten sind
durch den winkelabhängigen Einfluß der geome-
trischen Aberrationen erklärbar. Die Intensität
der Linien wird von der integralen Reflektivität
des Kristalls bestimmt, die neben
anderen Größen auch von der Beugungsordnung
abhängt /8/.

Abb.2 zeigt das CuK α -Spektrum einer inter-
ferometrisch kontrollierten Messung. Die
Halbwertsbreite der Reflexe setzt sich aus
der natürlichen Linienbreite (2,11eV für CuK α_1),
der geometriebedingten Reflexbreite (2,08 eV
/9/ und der Breite der Rocking-Kurve des ge-
bogenen SiO $_2$ (1340)-Kristalls zusammen.

Abb.1: Im Inkrementierungsregime aufgenommenes
MoK α -Spektrum für die Beugungsord-
nungen n=1,2,3. MU-Schrittmotoreinheiten

Abb.2: In interferometrisch kontrolliertem Regime g. gemessenes CuK_α -Spektrum. IU- Interferometereinheiten



Literatur:

- /1/ Johansson T., Z. Phys., 1933, 82, S. 507
- /2/ Zschornack G., Dissertation B, TU Dresden, Fakultät für Naturwissenschaften und Mathematik, Dresden, 1984
- /3/ Karrasch G. u.a., "Ein Feinpositioniersystem für die Blendenjustierung in fokussierenden Bragg-Kristalldiffraktionspektrometern", in diesem Jahresbericht
- /4/ Zschornack G. u.a., "Das Zweistrahl-Laserwinkelinterferometer am Kristalldiffraktionspektrometer des VIK Dubna", in diesem Jahresbericht
- /5/ Karrasch G. u.a., VIK, P 13-83-473, Dubna, 1983
- /6/ Karrasch G. u.a., VIK, P 13-83-474, Dubna, 1983
- /7/ Karrasch G. u.a., VIK, P 13-83-484, Dubna, 1983
- /8/ Zschornack G. u.a., Gemeinsamer Jahresbericht, ZfK-503, Rossendorf 1983, S. 103
- /9/ Reichmann A., Diplomarbeit, TU Dresden, Sektion Physik, Dresden 1984

VERDI 1 - EIN PROGRAMM ZUR UNTERSUCHUNG DES EINFLUSSES DER GEOMETRIEPARAMETER VON BRAGG-KRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETERN AUF DIE FORM UND POSITION VON DIFFRAKTIONS-REFLEXEN'

A. Reichmann, G. Zschornack: TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
 W. Wagner: VIK Dubna

Die Messung mit einem Kristalldiffraktionspektrometer (KDS) entspricht einer Abbildung des Wellenlängenspektrums der Strahlungsquelle in eine Verteilung über den Spektrometereinstellwinkel \mathcal{J}_E (Reflexspektrum). Dieser Abbildungsprozess kann bei Vernachlässigung des Eindringens der Strahlung in den Kristall wahrscheinlichkeits-theoretisch beschrieben werden:

$$p(\mathcal{J}_E) = \int_{\mathcal{J}=0^\circ}^{30^\circ} g(\mathcal{J}, \mathcal{J}_E) \cdot \int_{\lambda=0}^{\infty} \varepsilon(\lambda) e(\lambda) r(\lambda, \mathcal{J}) d\lambda d\mathcal{J} = \int_{\mathcal{J}=0^\circ}^{30^\circ} g(\mathcal{J}, \mathcal{J}_E) \tilde{p}(\mathcal{J}) d\mathcal{J}$$

Dabei bedeuten \mathcal{J} -Auftrittswinkel der Quanten auf die Netzebene des Kristalls, $p(\mathcal{J}_E)$ - Reflexspektrum, $\varepsilon(\lambda)$ - Detektoreffektivität, $e(\lambda)$ - Spektrum der Strahlenquelle und $r(\lambda, \mathcal{J})$ - Reflexionsvermögen des Kristalls. Bei dieser Beschreibung des Meßprozesses finden alle geometrischen Eigenschaften des KDS ihren Ausdruck in der Funktion $g(\mathcal{J}, \mathcal{J}_E)$. Diese Funktion ist die Wahrscheinlichkeitsdichte zu der stetigen Zufallsgröße:

Auftreffwinkel \mathcal{J} eines zufällig ausgewählten Quants auf die Netzebenen des Kristalls bei einem bestimmten Spektrometereinstellwinkel \mathcal{J}_E unter der Bedingung, daß das Quant im Falle einer Reflexion auf den Detektor fällt. Damit kann die Untersuchung des Einflusses der Spektrometergeometrie auf das gemessene Reflexspektrum in zwei Teilschritten erfolgen:

1. Untersuchung des Einflusses der Spektrometergeometrie auf die Winkelverteilungsdichte $g(\mathcal{J}, \mathcal{J}_E)$
2. Analyse der Auswirkungen der Winkelverteilungsdichte auf das gemessene Reflexspektrum über die oben angegebene Formel

Das Monte-Carlo-Programm VERDI 1 ermöglicht die Berechnung einer Stufenfunktion $\tilde{g}(\mathcal{J}, \mathcal{J}_E)$ als Näherung für $g(\mathcal{J}, \mathcal{J}_E)$ in Abhängigkeit von allen geometrischen Parametern für Bragg-KDS mit ebenem Kristall und für fokussierende KDS in Johann- bzw. Johansson - Geometrie. Neben entsprechenden Rechnungen für ein ideal justiertes KDS gestattet es das Programm auch, die Auswirkungen von Dejustierungen der Spektrometernordnung (Verdrehungen, Verkippungen und Verschiebungen der Spektrometerelemente) auf $g(\mathcal{J}, \mathcal{J}_E)$ und somit auf das Reflexspektrum zu analysieren. Neben $\tilde{g}(\mathcal{J}, \mathcal{J}_E)$ berechnet das Programm den

Schwerpunkt β_S und die Streuung σ_{β_S} von $\tilde{g}(\beta, \beta_E)$.

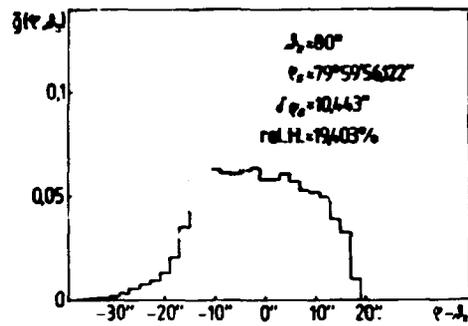


Abb.1: Darstellung der diskreten Winkelverteilungsdichte $\tilde{g}(\beta, \beta_E)$.

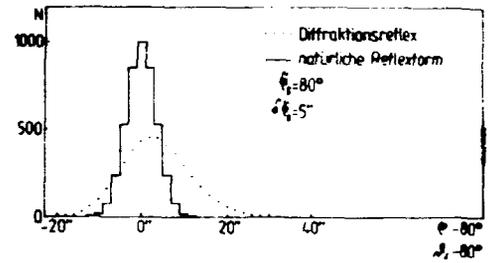


Abb.2: Einfluß der Spektrometergeometrie auf einen gaußförmigen Diffraktionsreflex

In den Abbildungen 1 und 2 werden charakteristische Resultate für ein Johansson-Spektrometer mit einem Fokalkreisradius von 324 mm und einem Abstand Quelle - Kristall von 950 mm vorgestellt. Die Höhe von Quelle, Kristall, Primär- und Detektorblende betrug 10 mm, die Breite der Quelle, der Primär- und Detektorblende 0,1 mm sowie die Breite des Kristalls 40 mm.

BERECHNUNGEN ZU ABBILDUNGSEIGENSCHAFTEN VON BRAGG-KRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETERN

A. Reichmann, G. Zachornack, TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
W. Wagner, VIK Dubna

Zur Berechnung der Parameter von Bragg-Kristalldiffraktionsspektrometern (KDS) (z.B. Lichtstärke u.s.w.) ist es erforderlich, Aussagen über den Strahlungsverlauf in Spektrometer zu erhalten. Dazu wurde, ausgehend von dem im /1/ vorgestellten Modell, das Programm VERDI 2 erarbeitet. Mit diesem Monte-Carlo-Programm kann berechnet werden, welche Bereiche des Kristalls Strahlung eines Winkelintervalls reflektieren (Reflexionszonen des Kristalls) und auf welchen Ort die Strahlung auf die Detektorblendenenebene auftrifft.

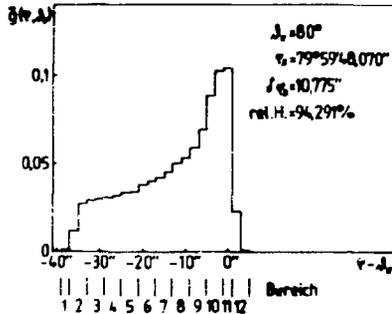


Abb. 1: Winkelverteilungsdichte $\tilde{g}(\theta, \theta_E)$ für ein Bragg-KDS in Johansson-Geometrie

Abb. 1 zeigt die Winkelverteilungsdichte $\tilde{g}(\theta, \theta_E)$ für ein Bragg-KDS in Johansson-Geometrie unter der Annahme, daß sich eine Punktquelle auf dem Fokalkreis befindet. Weiter wird angenommen, daß die gesamte vom Kristall reflektierte Strahlung auf den Detektor fällt, daß die Kristallabmessungen die gleichen wie in /1/ sind, die Detektorblende 10 mm breit und 50 mm hoch ist. In Abb. 2 sind die Reflexionszonen des Kristalls und in Abb. 3 die Auftreffbereiche der Strahlung auf die Detektorblendenenebene dargestellt.

Es zeigt sich, daß die von Johansson /2/ postulierte vollkommene Fokussierung seines Spektrometers nicht der Realität entspricht. Für eine ideale Fokussierung müßten zumindest an der Schnittlinie zwischen Fokalebene und Kristall alle Strahlen unter exakt dem gleichen Winkel reflektiert werden. Aus den Abbildungen ist weiter zu ersehen, daß bei den angenommenen geometrischen Bedingungen die Breite der Winkelverteilungsdichte $g(\theta, \theta_E)$ entweder durch eine Verringerung der Kristallhöhe oder durch eine Reduzierung der Detektorblendenhöhe verkleinert werden kann.

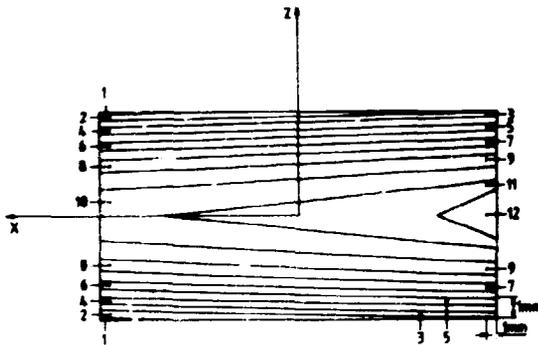


Abb.2 : Kristallreflexionszonen

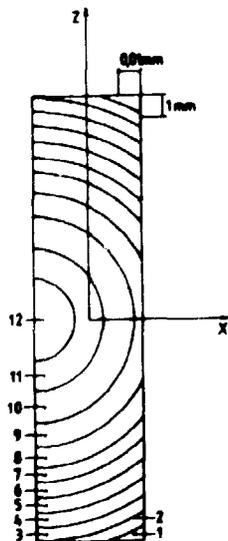


Abb. 3: Ausleuchtung der Detektorblendenenebene

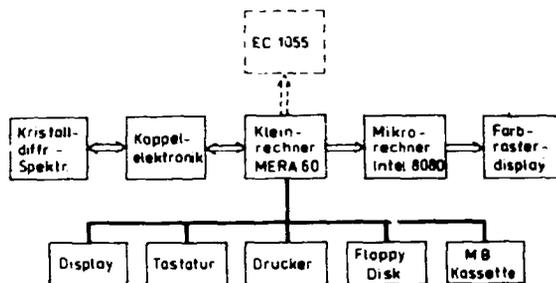
Literatur:

- /1/ Reichmann A., Zachornack G., Wagner W. „VERDI1- Ein Programm zur Untersuchung des Einflusses der Geometrieparameter von Bragg-Kristalldiffraktionsspektrometern auf die Form und Position von Diffraktionsreflexen“, in diesem Jahresbericht S. 167
- /2/ Johansson T., Zeitschrift für Physik, 1983, 82, S. 507
- /3/ Reichmann A., Diplomarbeit, TU Dresden, Sektion Physik, Dresden, 1984

AUTOMATISIERUNG EINES DIFFRAKTIONSSPEKTROMETERS MIT HILFE VON KLEIN- UND MIKRORECHENTECHNIK

G. Karrasch, D. Kreiseler, N.A. Nevskaya, W. Wagner, VIK Dubna
U. Beschmitt, TU Dresden, Sektion Informationsverarbeitung
G. Zschornack, TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Zur Steuerung und Automatisierung des Betriebes eines Kristalldiffraktionspektrometers (KDS), welches am VIK Dubna in Betrieb genommen wurde, bestand die Notwendigkeit der Einbeziehung von Steuer- und Auswertelektronik sowie rechentechnischer Hilfsmittel. Die Einheit zwischen Spektrometer als physikalisches Meßsystem sowie elektronischem bzw. rechentechnischem Auswertekomplex gestattet eine effektive Nutzung des KDS und die schnelle Selektion der durch ein Spektrum erhaltenen Informationen. Dadurch erhält der Nutzer bereits während des Experimentbetriebes die Möglichkeit, Rückschlüsse für die weitere Versuchsdurchführung zu ziehen.



Die Abbildung zeigt das Blockschema des Gesamtsystems.

Die MASTER-Funktion zur Steuerung des Experimentes, Kommunikation mit dem Nutzer und zur Kommunikation mit dem Mikrorechner besitzt der Kleinrechner MERA 60 - 30. Durch das Programmpaket des Kleinrechners werden folgende Angaben realisiert:

- Steuerung der Schrittmotoren des KDS über Bedieneingabe Tastatur/Bildschirm
- Auslösung und Steuerung des Meßvorganges nach Erreichen der geforderten Positionierung des Kristalls, Ablage der Meßwerte des Spektrums in 3 Beugungsordnungen auf Diskette
- Temperaturregelung am Kristalltisch
- Datenübergabe über eine serielle Schnittstelle an den Mikrorechner INTEL 8080 und Steuerung des Mikrorechners zur Spektrenbearbeitung
- Die Kopplung an einen Großrechner EC 1040/ EC 1055 befindet sich in Vorbereitung.

Durch das Programmsystem des Mikrorechners zur unmittelbaren Steuerung des Mikrorechners werden folgende Aufgaben realisiert:

- Darstellung der Spektren in 3 Beugungsordnungen als Grafik bzw. diskret im Meßwertfenster des Farbbildschirms
- Darstellung weiterer Informationen über Versuchsbedingungen, Anfangswerte usw.
- Quadrierung bzw. Logarithmierung des Spektrums in einer wählbaren Beugungsordnung
- Subtraktion des Hintergrundes
- Darstellung eines ausgewählten Bereiches des Gesamtspektrums im Dialogbetrieb mit Hilfe eines Cursors
- Blättern innerhalb der x-Achse

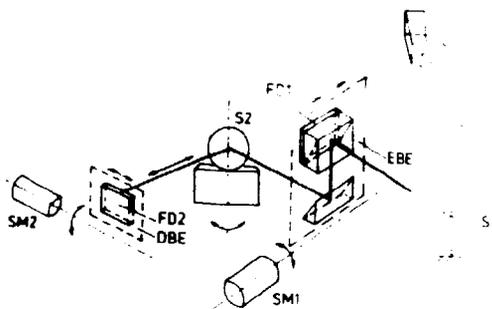
Neben dem Einsatz im on-line Betrieb gestattet das Programmsystem des Mikrorechners auf Diskette abgelegte Spektren zur Anzeige zu bringen. Auch in diesem Fall erfolgt die Steuerung des Mikrorechners über den Kleinrechner MERA 60 - 30. Die Schnittstellen des Systems wurden im CAMAC-Standard ausgeführt.

EIN FEINPOSITIONIERSYSTEM FÜR DIE BLENDENJUSTIERUNG IN FOKUSSIERENDEN
BRAGG - KRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETERN

G. Karresch, W. Schulze, W. Wagner : VIK Dubna

G. Zechornack, TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

In der Abteilung neue Beschleunigungsmethoden des VIK Dubna wurde ein hochauflösendes Kristalldiffraktionsspektrometer in Johansson-Geometrie für die Spektrometrie der charakteristischen Röntgenstrahlung von Schwerionen entwickelt. Für die Realisierung der mechanischen Bewegungsabläufe im Spektrometer ergibt sich aus der durch die Verwendung industriell gefertigter Zahnräder erzielbaren Einstellgenauigkeit die Notwendigkeit, sowohl für die Kristalldrehung /1/ als auch für die Positionierung der Blenden /2/ Feinpositioniersysteme einzusetzen. Die für die Einstellung des Blendensystems zulässigen Toleranzen senkrecht zur Richtung des einfallenden Röntgenstrahles betragen, abgeleitet aus der erforderlichen Winkeleinstellgenauigkeit von $0,1''$, $5 \mu\text{m}$ für die Strahleintrittsblende und $20 \mu\text{m}$ für die Positionierung der Detektorblende.



Optisch-kinematisches Schema der
Feinpositioniereinheit

In der Abbildung ist das optisch-kinematische Schema der realisierten Feinpositioniereinheit dargestellt. Dabei wird der justierte Strahl eines Lasers L (Laser HN 15 Q der Produktion des VEB Carl Zeiss Jena) zur Ausrichtung der Eingangsblendeinheit EBE und der Detektorblendeinheit DBE genutzt. Der Strahl wird in einem Teleskop T parallelisiert und von einem Umlenkepiegel S1 in Röntgenstrahleintrittsrichtung in das Spektrometer eingespiegelt. In der Eingangsblendeinheit wird der Laserstrahl in zwei Komponenten geteilt. Eine Strahlkomponente trifft auf eine Differenzphotodiode FD1 und die zweite wird über einen über den Kristall montierten Spiegel S2 unter dem gleichen Winkel wie die Röntgenstrahlung zur Detektorblendeinheit auf der positionsempfindlichen Sensor FD2 abgelenkt. Das Nachführen der Blendeinheiten erfolgt über die Schrittmotoren SM1 und SM2. Die Bewegungsrichtungen der einzelnen Funktionseinheiten werden durch Pfeile angegeben.

Literatur:

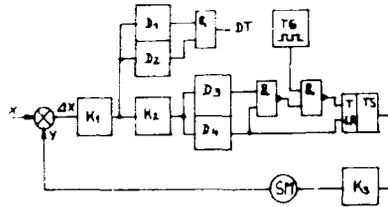
/1/ Karresch G. u.a. : VIK, B13-83-484, Dubna, 1984

/2/ Zechornack G. : Dissertation B, TU Dresden, Fakultät für Naturwissenschaften
und Mathematik, Dresden, 1984

EINE REGELELEKTRONIK FÜR DIE BLENDEFEINPOSITIONIERUNG IN FOKUSSIERENDEN BRAGG - KRISTALLDIFFRAKTIONSSPEKTROMETERN

G. Karrasch, W. Schulze, W. Wagner: VIK Dubna
G. Zschornack: TU Dresden, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

Es wurde eine elektronische Steuerung für ein System zur präzisen Positionierung von Primär- und Detektorblende in einen fokussierenden Bragg - Kristalldiffraktionspektrometer entwickelt. Das optisch-kinematische Schema des Feinpositioniersystems wird in /1/ beschrieben. In der Abbildung ist das Blockschaltbild der Elektronik für



die Positioniereinheit dargestellt. X bezeichnet die Position des Leitstrahls, Y die Lage der Photodiode und ΔX das Differenzsignal der Photodiode. K1 symbolisiert den Differenzvorverstärker, KZ den Vorverstärker, D1 - D4 Diskriminatoren, TS die Takt- und Laufrichtungssteuerung der Schrittmotoren, K3 den Leistungsverstärker für die Ansteuerung der Statorspulen der Schrittmotoren und TG den Taktgenerator, welcher mit einer

Blockschaltbild der Regelelektronik einer Positioniereinheit

Frequenz von 200 HZ den Takt T für die sich in Laufrichtung LR bewegend Schrittmotoren erzeugt. Ein Motorschritt realisiert eine Verschiebung der

Blendeneinheit von $0,25 \mu\text{m}$. Das gemessene mechanische "Rauschen" an der Strahleintrittsblende beträgt $2,6 \mu\text{m}$, während an der Detektorblende ein Wert von $8,6 \mu\text{m}$ beobachtet wurde.

K1 wurde so eingestellt, daß den Diskriminatorschwellen D1 und D2 von $\pm 0,6 \text{ V}$ ein Differenzsignal ΔX entspricht, welches durch eine Verschiebung der Strahleintritts- bzw. Detektorblende von $5 \mu\text{m}$ bzw. $20 \mu\text{m}$ erzeugt wird. Ein Über- bzw. Unterschreiten der Schwellen führt zu einem Totzeitsignal DT, welches durch die Spektrometerelektronik weiterverarbeitet wird.

K2 wurde so gewählt, daß für die Gewährleistung der Stabilität der Regelschleife den Schwellen der Diskriminatoren D3 und D4 von $\pm 2 \text{ V}$ mehr als ein Motorschritt entspricht bzw. daß das Rauschen innerhalb der gewählten Schwellen bleibt.

Das dynamische Verhalten der Regelung wird von der Taktfrequenz bestimmt und erlaubt bei der gegebenen Geometrie eine Nachführgeschwindigkeit der Detektoreinheit von mindestens $50 \mu\text{m/s}$. Damit ist eine Winkelgeschwindigkeit der Kristalldrehung von $32''/\text{s}$ für den kontinuierlichen Meßbetrieb erlaubt.

Literatur:

/1/ Karrasch G. u.a., dieser Jahresbericht 5. 171

ZENTRALE RECHENTECHNIK UND RECHENPROGRAMME

DECOMPOSITION OF γ -RAY SPECTRA RECORDED IN DOPPLER-SHIFT EXPERIMENTS

G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In Doppler-shift experiments the energy displacements for γ -rays emitted from moving nuclei are measured. If the velocity distribution of the emitting nuclei is known the lifetime of the nuclear level de-excited by the γ -ray can be deduced from the lineshape of the peak. In this analysis the time behaviour of the processes leading to the population of the level must be taken into account.

Usually, overlapping peaks in the γ -ray spectrum are emitted from different levels and, therefore, the population processes should have different time dependences. The simple approximation of assuming a prompt population of all levels results in "effective" lifetimes for the levels but for overlapping peaks this procedure might cause systematic errors in the decomposition.

In this work the decomposition of overlapping peaks has been performed by taking the histories of the level population explicitly into account. A history is defined by the lifetimes of 4 levels and the relative intensities feeding from these levels directly (3) or via a cascade (1) to the level of interest. At present, three different histories can be considered and three different sets of tables are calculated containing sample lineshapes for 16 different lifetimes and 4 different halfwidths. For the least squares fit to the experimental data the values of the lineshape function are found by interpolation in these tables.

The decomposition of a doublet measured at angles of 25 and 155 degrees with respect to the beam axis is illustrated in figure 1. In order to reduce systematic errors the two measurements have been analysed in a common fit. For each observation angle two sets of tables have been calculated. The extension of the fit to the second measurement increases the experimental information considerably, while only one additional parameter must be introduced (the relative normalization of the intensity in the two measurements). Optimal values of the parameters are given in the insert of figure 1.

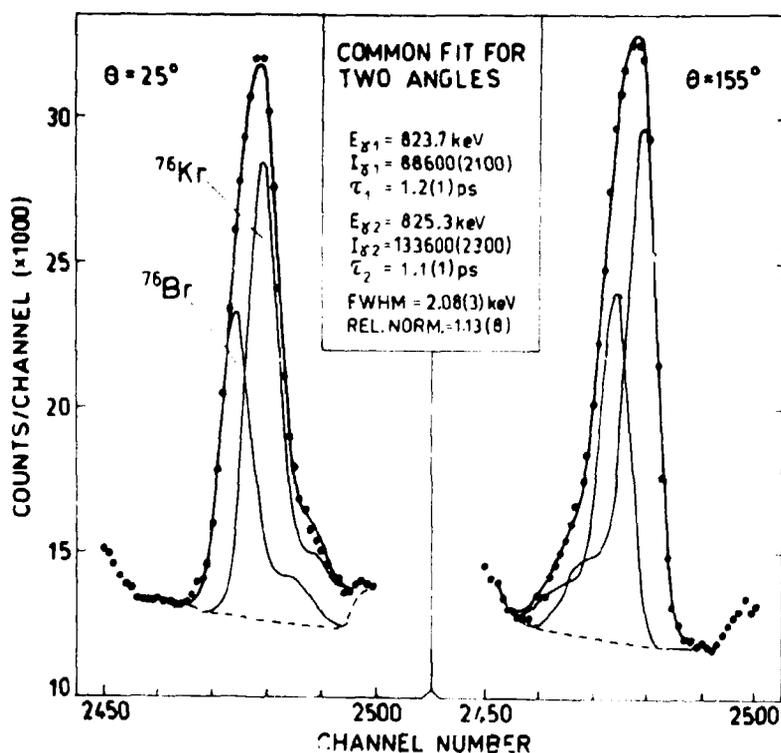


Figure 1. Decomposition of a doublet measured during the irradiation of ^{74}Se with 27 MeV α -particles. The measured data points are shown by dots. The curves are found as the result of the fit.

AUFBAU VON $\gamma\gamma$ -KOINZIDENZMATRIZEN AM EC 1055

W. Enghardt und U. Fromm
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereiche KF und G

Zur Aufklärung zeitlicher Korrelationen zwischen γ -Quanten, die beim Zerfall angeregter Kernzustände entstehen, werden $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimente durchgeführt. Die Ergebnisse solcher Messungen sind die wesentliche Grundlage für das Aufstellen des Niveauschemas eines Kernes. Bei γ -spektroskopischen Experimenten am Strahl des Rossendorfer Zyklotrons werden koinzidente Ereignisse, von denen jedes durch zwei nach 2048 Kanälen digitalisierten γ -Energiewerten (E_1, E_2) repräsentiert wird, sequentiell auf Magnetbändern (320 m, 300 bpi) gespeichert [1]. In einem Experiment werden bis zu 10^8 Koinzidenzereignisse (≈ 30 Magnetbänder) aufgezeichnet.

Die Akkumulation dieser Primärdaten zu physikalisch interessanten Fensterspektren erfolgt off-line und wurde bisher am Kleinrechner KRS 4201 bzw. am ZRA-2 vorgenommen [2]. Es konnten gleichzeitig 168 bzw. 256 Spektren aufgebaut werden, wobei ca. 1250 Primäreignisse je Sekunde verarbeitet werden konnten. Gewöhnlich sind zur Erfassung aller für den Aufbau eines Niveauschemas relevanten Informationen mehrere Durchläufe der Bänder mit den experimentellen Daten erforderlich.

Der nunmehr im ZfK verfügbare Computer EC 1055 eröffnet die Möglichkeit, aus den Primärdaten eine Matrix der Dimension $2048 \times 2048 = 2^{22}$ zu konstruieren. Der offensichtliche Vorteil ist, daß nach einem Durchlauf der sequentiell vorliegenden Koinzidenzdaten die gesamte experimentelle Information in Form von 2048 Zeilenspektren zu je 2048 Kanälen auf einem Magnetband vorliegt.

Der Aufbau einer Matrix erfolgt durch das FORTRAN-Programm MASO, welches bei der Ausführung durch den Compiler des EC 1055 oder durch die Assemblerroutine M870 übersetzt wird. Jedes Koinzidenzereignis (E_1, E_2) wird durch 22 Bits ($B_0 \dots B_{21}$) dargestellt. Diese werden in eine niedere [$LA = (L_0 \dots L_{15}) = (B_0 \dots B_{15})$] und in eine höhere Adresse [$HA = (H_0 \dots H_6) = (B_{16} \dots B_{21})$] zerlegt. Durch HA werden im Hauptspeicher des Rechners 64 Pufferbereiche adressiert. Die Koinzidenzereignisse werden nach ihren HA sortiert, und ihre LA werden sequentiell in die Puffer eingetragen. Ist ein Puffer gefüllt, wird er als ein logischer Satz auf eine im Direktzugriffsregime benutzte Magnetplatte überschrieben.

Ist die Magnetplatte (29 MBytes) mit den vorsortierten niederen Adressen (LA) der Primärdaten von 4 ... 5 Magnetbändern beschrieben, erfolgt das Aufdatieren der zeilenweise auf Magnetband gespeicherten Matrix. Dazu werden die zu einer HA gehörenden 32 Matrixzeilen als ein Spektrum der Länge 64 K in den Hauptspeicher transferiert, gemäß den in der Direktzugriffsdatei gespeicherten LA inkrementiert und auf einem zweiten Magnetband wieder abgespeichert. Das Aufsuchen aller zu einer HA gehörenden Sätze der Direktzugriffsdatei beginnt mit dem jeweils zuletzt übertragenen Puffer. Der entsprechende logische Satz enthält neben den LA die Nummer des vorletzten Satzes mit Ereignissen dieser HA usw., wodurch alle zu einer HA gehörenden, aber i. a. nicht hintereinander in der Direktzugriffsdatei stehenden, Sätze gefunden werden. Dieses Verfahren [3] erlaubt unter dem Betriebssystem MVS des EC 1055, ca. 2500 Koinzidenzereignisse je Sekunde zu bearbeiten.

Die Konstruktion physikalisch interessanter Fensterspektren kann sehr leicht durch Addition von Zeilen der Matrix erfolgen. Um die Fensterauswahl in beiden Achsen der Koinzidenzmatrix vornehmen zu können, empfiehlt es sich, auch die Transponierte der Matrix zu speichern (Programm TRAN).

L i t e r a t u r

- [1] Kemnitz, P. und E. Will, Dissertation, ZfK-397 (1980) 18; Fromm, W.D. und E. Will, Gemeinsamer Jahresbericht 1980, ZfK-443 (1981) 182
- [2] Böttger, H. und U. Fromm, Gemeinsamer Jahresbericht 1979, ZfK-408 (1980) 182; Fromm, W.D., Gemeinsamer Jahresbericht 1980, ZfK-488 (1982) 190
- [3] Kemnitz, P., Private Mitteilung

ZOOMA - EIN PROGRAMM ZUR RÄUMLICHEN DARSTELLUNG VON FUNKTIONEN $Z = F(X, Y)$

H. Lischke und J. Bechstein

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich G

P. Gippner

Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

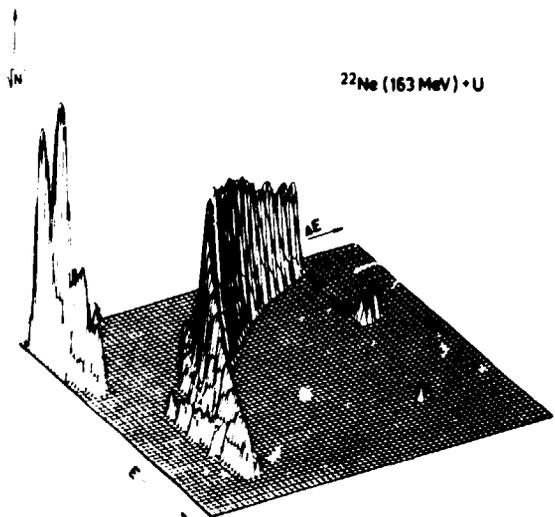
Nach der Auswertung von Daten, die am Doppelarm-Flugzeitspektrometer DEMAS erhalten werden /1,2,3/, liegen die Ergebnisse mit dem höchsten Informationsgehalt in Form von Funktionen $F(x,y)$ vor, bei denen eine berechnete Intensität F in Abhängigkeit zweier physikalischer Parameter x und y gegeben ist. Die FORTRAN-Subroutine ZOOMA dient der räumlichen Darstellung derartiger Funktionen, wobei die Funktionswerte über einem regelmäßigen Rechteckgitter mit den quadratischen Gitterabständen $\Delta x, \Delta y$ gegeben sein müssen /4/. ZOOMA wurde für den Rechner EC 1095 geschrieben, der in Verbindung mit einem Plotter vom Typ Calcomp 565 arbeitet. Die verwendeten Plotterpositionen wurden der Arbeit /5/ entnommen. Der Aufruf der Subroutine lautet:

```
CALL ZOOMA(IP,HZ,IQ,D,ALPHA,BETA,HX,HY,MZ,NX,NY,F,...).
```

Die aufgeführten Funktionalparameter haben folgende Bedeutung:

- IP 0/1: lineare Verbindung der Gitterwerte des Funktionsnetzes
- IP 1: Verbindung durch quadratische Interpolation
- HZ: voraussichtliche maximale Höhe der Zeichnung in Plottereinheiten PE (1 PE = 0,1 mm)
- IQ 1,2 bzw. 0: Zeichnen der Bildlinien in x- oder y-Richtung bzw. in beiden Richtungen
- D 0: Darstellung der Funktionen in Parallelprojektion. Für $D > 0$ ist unter bestimmten Bedingungen eine Darstellung in Zentralprojekten möglich.
- ALPHA: Drehwinkel der (x,y)-Ebene
- BETA: Blickwinkel auf die (x,y)-Ebene
- HX, HY: Abstand der Grundgitterlinien in x- bzw. y-Richtung in Plottereinheiten
- MZ: Maßstab der gezeichneten Funktion $F(x,y)$ in z-Richtung, angegeben durch die Anzahl der PE, die einer Einheit der Funktion entsprechen soll.
- F: Matrix der Funktionswerte auf dem Rechteckgitter der Dimension (NX,NY).

Abb. 1 zeigt als Beispiel für eine durch ZOOMA gezeichnete Funktion das Spektrum $F(E, \Delta E)$ leichter Teilchen, die mit Hilfe eines $\Delta E, E$ -Teleskops im Spektrometer DEMAS bei der Untersuchung der Reaktion $^{22}\text{Ne}(163 \text{ MeV}) + \text{natU}$ registriert wurden. In der Nähe des Koordinatenursprungs sind die Teilchen mit der Kernladung $Z=1$ dargestellt (Protonen, Deuteronen, Tritonen), deutlich getrennt von diesen erscheint die Gruppe der α -Teilchen ($Z=2$). Die geschwungene Form der α -Gruppe ist auf den unterschiedlichen Energieverlust ΔE von α -Teilchen verschiedener Energie E zurückzuführen. Die Darstellung des Spektrums F erfolgt im Wurzelmaßstab. Dieser ist durch ein FORTRAN-Rahmenprogramm vorgegeben, in welchem die Matrix $F(x,y)$ aufbereitet wird.



Literatur

- /1/ Sodan, H. et al., JINR Rapid Communications No 4-86, S. 15
- /2/ Gippner, P. et al., Jahresbericht KF 1983, ZfK-530 (1984) 115
- /3/ Gippner, P. et al., Jahresbericht KF 1983, ZfK-530 (1984) 146
- /4/ Bechstein, J., ZfK-335 (1977)
- /5/ Böttger, H., ZfK-396 (1979)

Abb. 1

DORIS - EIN FORTRANPROGRAMM FÜR DIE AUSWERTUNG VON RBS-SPEKTREN

R. Grötzschel

Zentralsinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Bereich KF

Eine der hauptsächlichen Meßaufgaben der RBS ist die Ermittlung der tiefenabhängigen Konzentration von Komponenten in heterogenen Festkörpern. Auf Grund der mit einem Fehler $< 1\%$ analytisch verfügbaren Werte für die differentiellen Streuquerschnitte von He-Ionen an allen Atomen mit $Z > 6$ /1, 2/ ist die erreichbare Genauigkeit für die relativen Elementkonzentrationen gleichfalls $< 1\%$. Diese Genauigkeit erreicht man bei der Analyse der RBS-Spektren im allgemeinen Fall weiter mit der surface approximation noch mit der linear approximation /3/. Notwendig ist eine genaue numerische Berechnung der Energie-Tiefe-Beziehung, d.h. der Energie E_c als Funktion der Tiefe T und des Finalenergieintervalls $\Delta E_f(T)$, das dem Tiefenintervall Δt entspricht.

Für diesen Zweck wurde für das Ortec-DAAS 7041 (PDP 11/04) das FORTRAN-4-Dialogprogramm DORIS erarbeitet. Es ist Teil des "Software-Paketes RBS", bei dem generell auf einen komfortablen Dialog bei minimalen Tastatureingaben Wert gelegt wurde. Im Falle des Programmes DORIS ist das dadurch möglich, daß beim Start einer Messung und beim Abspeichern der Spektren einer Reihe wichtiger apparativer Daten von anderen Dienstprogrammen abgefragt und die aktuellen Werte in die zwei Informations-Blocks des Spektrum-Files eingetragen werden, u.a. Primärionenenergie E_0 und -dosis Q , Goniometerwinkel, Detektions- und Raumwinkel Ω des Detektors und drei Parameter für die Energie-Kanal-Eichparabel.

Für die über die Tastatur einzugebende Targetzusammensetzung (jeweils chem. Symbol und relativer Anteil von max. 16 Komponenten) werden unter Verwendung der Bragg-Regel und der Koeffiziententabellen von Ziegler /4/ in Schritten von 20 keV die Bremsquerschnitte für He-Ionen bis zu einer Energie von 2 MeV gerechnet und in einer Tabelle $S(E)$ abgelegt. Mit diesen energieabhängigen Bremsquerschnitten wird eine Energie-Weg-Basistabelle $E(T)$ mit Streckenintervallen von $\Delta T = 10$ nm gerechnet und in einem Feld von maximal 500 Elementen abgelegt. An dieser Stelle erfolgt die Tastatureingabe des interessierenden Elementes, dessen Atommasse (falls sie vom mittleren Wert abweicht), der Schrittweite Δt für die Tiefenprofilrechnung und der unteren Kanalgrenze, bis zu der das Spektrum ausgewertet werden soll. Danach wird einfach fortschreitend für jedes Tiefenintervall Δt durch Interpolation in der Tabelle $E(T)$ der Energieverlust der einlaufenden Ionen, die daraus resultierende Stoßenergie E_c und der Energieverlust der mit $k \cdot E_{c_i}$ startenden, auslaufenden Ionen bestimmt. In dem zu jedem Δt_i gehörenden Finalenergieintervall $\Delta E_{f,i}$ werden über die Energie-Kanal-Beziehung die Ereignisse im Spektrum summiert und aus den so erhaltenen Werten A_i die absoluten Konzentrationen N_i berechnet:

$$N_i = \frac{A_i \cdot \cos \theta}{\Delta t \cdot \Omega \cdot \sigma(E_c)}$$

Als differentieller Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ wird der Rutherfordquerschnitt mit Screening-Korrektur nach /1/ benutzt. Die Konzentrations-Tiefe-Verteilungen können auf dem Display grafisch dargestellt, mittels des Plotters 831 (ZWG) gezeichnet oder als Liste ausgedruckt werden.

L i t t e r a t u r

- /1/ J.L. Ecuyer, J.A. Davis und N. Matsunami, Nucl. Instr. Meth. **160** (1979), 337
- /2/ J.F. Ziegler und J.E.E. Baglin, Jour. Appl. Phys. **45** (1974), 1888
- /3/ J.W. Mayer und E. Rimini, eds., Ion beam handbook for material analysis, New York 1977
- /4/ J.F. Ziegler, The Stopping and Ranges of Ion in Matter, Vol. 4, Pergamon Press 1977

PROGRAMM ZUR AUSWERTUNG VON RBS-SPEKTREN MIT DEM EMG 666

A. Witzmann, F. Schwabe und U. Barth
 Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

In das Softwarepaket /1/ des EMG-NTA, das in einem 32 K-PROM zur Verfügung steht, wurde ein neues Programm zur Berechnung der Konzentrationsprofile $c_i(x)$ der einzelnen Elemente aus den RBS-Spektren eingebunden. x ist dabei wahlweise die Flächendichte oder bei bekannter Dichte N die Tiefe. Voraussetzung zur Anwendung dieses Programms ist die Separierbarkeit der Elemente-spektren. Für die Separierung liegen eine Reihe von Zusatzprogrammen vor. Grundlage für unser Programm ist die Berechnung der Energie des Teilchens vor dem Stoß nach Chu /2/. Für Systeme mit geringem Konzentrationsgradienten kann das Verfahren nach Lever /3/ angewendet werden. Er benutzte konstante Energieverlustverhältnisse α . Für Festkörper mit hohen Konzentrationsgradienten und Elementen sehr unterschiedlicher Massen (z.B. Sandwich-Systeme) ist diese Annahme nicht mehr gerechtfertigt. Um auch in solchen Fällen die RBS-Spektren auswerten zu können, haben wir, ausgehend von der Energieberechnung nach Chu, das Verfahren in der Weise weiter entwickelt, daß die Auswertung bezüglich der Tiefe schrittweise vorgenommen wird. Innerhalb der Intervalle (z.B. entsprechend einer Kanalbreite) können die Energieverlustverhältnisse α_i wieder als konstant angenommen werden.

Der stöchiometrische Anteil des i -ten Elementes c_i in einer solchen Schicht der Dicke Δx in der Tiefe x ist gegeben durch

$$c_i(x) = \frac{\frac{H_i(x, \Delta x)}{G_i} \cdot [\alpha_i(x, \Delta x) + K_i] \cdot \frac{S(E_{2i})}{S(x; E_1)}}{\sum_j \left[\frac{H_j(x, \Delta x)}{G_j} \cdot [\alpha_j(x, \Delta x) + K_j] \cdot \frac{S(E_{2j})}{S(x; E_1)} \right]}$$

Dabei sind: H_i die Rückstreusausbeuten, G_i die Streuquerschnitte, S der Bremsquerschnitt der betreffenden Schicht nach der Bragg-Regel aus den G_i der einzelnen Elemente nach Ziegler /4/, K_i die kinematischen Faktoren, E_1 die Eintrittsenergie in die differentielle Schicht und E_{2i} die zugehörige Rückstreuenergie für das i -te Element.

Spektrumsimulationen nach Ziegler /5/ unter Verwendung der berechneten Konzentrationsprofile ergaben eine Reproduktion der gemessenen Spektren.

Die Bearbeitungszeit (Separation, Berechnung, Plott) für ein Spektrum beträgt ca. 5-10 min.

L i t e r a t u r

/1/ U. Barth, und F.Schwabe Jahresbericht 1983, ZfK Rossendorf 530 (1984) 151.
 /2/ W.R. Chu, und J.F. Ziegler J.Appl.Phys. 46 (1975) 2768.
 /3/ R.F. Lever Ion Beam Surface Layer Analysis, Plenum Press (1976) 111.
 /4/ J.F. Ziegler Stopping and Ranges of Ions, Pergamon Press (1977) Vol.4.
 /5/ J.F. Ziegler, R.F.Lever. und J.K. Hirvonen Ion Beam Surface Layer Analysis, Plenum Press (1976) 163.

DEFEKT - Ein Programm zur Bestimmung der Defektdichte in mit Ionen belasteten Einkristallen

**H.-E. Zschau, Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik,
Wissenschaftsbereich Angewandte Kernphysik**

Die Lokalisierung von Defekten in mit Ionen beschossenen GaP-Einkristallen /1/ erforderte die rechnerische Auswertung der gemessenen RBC-Spektren. Das mit diesem Ziel erstellte FORTRAN-Programm realisiert:

1. Eine Energie-Tiefenkonvertierung - wahlweise für Protonen bzw. He-Ionen - für ein Target gegebener Elementzusammensetzung. Das Bremsvermögen berechnet sich dabei nach /2/.
2. Bearbeitung der gemessenen RBC-Spektren hinsichtlich:
 - Korrektur möglicher Verschiebungen der Lage der Oberflächenkante bzw. des Oberflächenpeaks
 - Reduktion des Zweikomponenten-Spektrums auf ein einkomponentiges unter den in /1/ genannten Voraussetzungen
 - Glättung.
3. Berechnung der Defektdichteverteilung nach Westmoreland /3/ unter Verwendung der in /4/ tabellarisierten Dekanalierungswahrscheinlichkeiten. Die Ortsauflösung **gleich** der für die Energie-Tiefenkonvertierung verwendeten.

LITERATUR

- /1/ Ascheron, C., Zschau, H.-E., Flaggmeyer, R., Otto, G.: Dieser Jahresbericht
/2/ Ziegler, J.F.: The stopping and Ranges of Ions in Matter, Vol. 3 Hydrogen,
Vol. 4, Helium. New York Pergamon Press, 1977
/3/ Westmoreland, J.E., et al., Rad. Eff. 6, 161 (1970)
/4/ Keil, G., et al., Z.f. Naturforschung, 15 a, 1031 (1960)

ISOKON - EIN PROGRAMMSYSTEM ZUR AUFARBEITUNG VON NEUTRONENFLUGZEITSPEKTREN

T. Elfruth, K. Seidel und S. Unholzer

Technische Universität Dresden, Sektion Physik, WB Ke. Physik

Auf der Grundlage bereits vorhandener Bearbeitungsprogramme /1,2,3/ wurde mit ISOKON ein Dialogprogrammsystem entwickelt, welches die Auswertung verschiedenartigster Flugzeitspektren unter Ausnutzung der vorhandenen Gerätekonfiguration des Kleinrechner-systems KRS 4200 mit graphischen Displays gestattet. Das in der Programmiersprache FORTRAN vereinbarte Programmsystem wird mit dem Betriebssystem FOBS 4200 abgearbeitet. Durch die beschränkte Speicherkapazität des Hauptspeichers von 16 K wurde das Programmsystem in 13 Hauptprogramme unterteilt und ist entsprechend den Bearbeitungsstufen strukturiert.

Durch ISOKON sind folgende Bearbeitungskomplexe möglich:

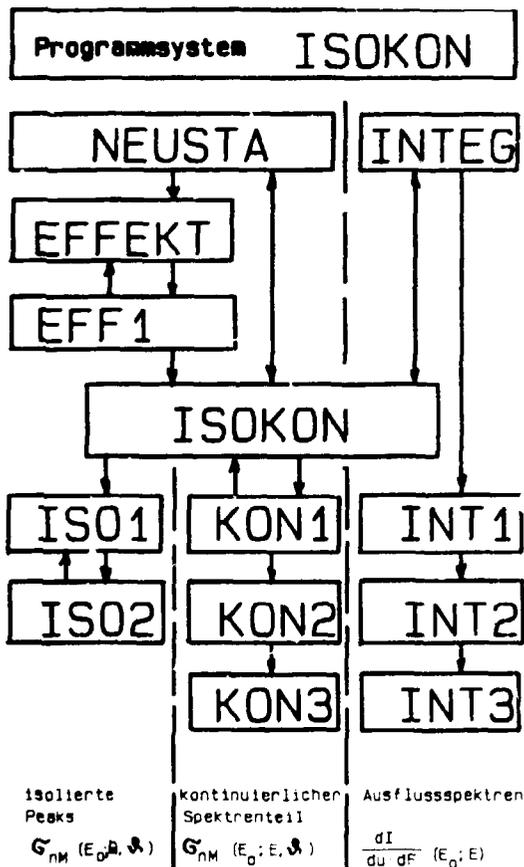


Abb. 1: Programmstruktur von ISOKON

- a) Aufarbeitung differentieller Neutronenflugzeitspektren /4/
- Spektrenbegutachtung
 - Spektrensummation und Untergrundabtrennung
 - Spektrenglättung
 - Anpassung, Abtrennung und weitere Aufbereitung von Peaks im Spektrum
 - Transformation $t \rightarrow E$ des kontinuierlichen Spektrenteils
 - Transformation Labor- \rightarrow Schwerpunktsystem
 - Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte
 - einbezogene Korrekturen
 - . Totzeitkorrektur
 - . Korrektur der differentiellen Nichtlinearität des Spektrometers
 - . Detektoreffektivität unter Einbeziehung der Ergebnisse aus NEUCEF und EFCF /5/
 - . Korrektur der Quellenisotropie unter Einbeziehung der Ergebnisse aus QUELL und RIMI /6/
 - . Geometrie- und Absorptionskorrektur aus dem Programm ABSH /7/

b) Aufarbeitung von Neutronenflugzeitspektren aus integralen Anordnungen, in denen die Neutronenrelaxationszeit klein ist im Vergleich zur Flugzeit

- Spektrenbegutachtung
- Spektrenglättung
- Transformation $t \rightarrow E$
- Berechnung der Neutronenausflussspektren pro Energie- und Lethargieintervall
- Korrekturen wie oben

/1/ Gierg, H.D. et al., Kernenergie 14 (1971) 115
 /2/ Schubert, J., Diplomarbeit, TU Dresden, Sektion Physik, 1980
 /3/ Gräfe, H., Diplomarbeit, TU Dresden, Sektion Physik, 1982
 /4/ Elfruth, T., Diplomarbeit, TU Dresden, Sektion Physik, 1983
 /5/ Bauersfeld, J., Diplomarbeit, TU Dresden, Sektion Physik, 1981
 /6/ Seidel, K., Unholzer, S., TU-Informationer 05-09-82
 /7/ Seidel, K. unveröffentlicht

LISTE DER VERÖFFENTLICHUNGEN, DIPLOMARBEITEN, PROMOTIONEN, VORTRÄGE, VERANSTALTUNGEN,
WISSENSCHAFTLICHEN PREISE UND AUSZEICHNUNGEN

ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG, ROSSENDORF. BEREICH KF

VERÖFFENTLICHUNGEN

Andronenko, L.N., A.A. Kotov, M.M. Nesterov, V.F. Petrov, N.A. Tarasov, L.A. Vaishnena, W. Neubert: Fission studies of highly excited nuclei. Z. Phys. A318 (1984) 97

Andronenko, L.N., L.A. Vaishnena, A.A. Kotov, M.M. Nesterov, W. Neubert, V.F. Petrov, N.A. Tarasov: Isotchenic prozessa delenia vysokovosushdjonnich jader. Preprint LIJaf Nr. 882, Leningrad 1984

Angermann, H., W.O. Fromm, F. Schwarzenberg: Realisierung des SIF-1000-Anschlusses für den Paralleldrucker PD 475 mit dem intelligenten Peripheriekontroller UPC 880. Arbeitsbericht KFK-5/1984, Rossendorf, Juni 1984

Bankwitz, P., M. Betzl, L.P. Drechsler, K. Feldmann, L. Fuentes, H. Kämpf, S. Matthies, K. Walther: Investigation of Preferred Orientations of the Quartz Crystallites in Granulite Rocks by Neutron Time-of-flight Diffraction. Proc. 7. ICOTOM (International Conference of Texture of Materials), Noordwijkerhout, Holland, September 1984, 473

Barz, H.-W., H. Iwe: Calculation of kaon production in heavy ion collisions within the cascade model. Phys. Lett. 143B (1984) 55

Barz, H.-W., B. Kämpfer, L.P. Csernai, B. Lukacs: Dynamical aspects of the transition from nuclear matter to a Quark Gluon Plasma in heavy ion collisions. KFKI-1984-35 (Budapest)

Barz, H.-W., B. Kämpfer, L.P. Csernai, B. Lukacs: Dynamical aspects of the transition from nuclear matter to a quark-gluon plasma in heavy ion collision. Phys. Lett. 143B (1984) 334

Barz, H.-W., B. Kämpfer, L.P. Csernai, B. Lukacs: Dynamical aspects of the plasma excitation in heavy ion collisions. Proceedings of the VIIth Int. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna 1984

Barz, H.-W., B. Kämpfer, B. Lukacs, L.P. Csernai: Extra entropy production due to non-equilibrium phase transitions in relativistic heavy ion reactions. University of Minnesota Preprint UMINP-69 (1984)

Bengtsson, R., H. Frisk, F.R. May, J.A. Pinston: Signature inversion - a fingerprint of triaxiality. Nucl. Phys. A415 (1984) 189

Betzl, M., L.P. Drechsler, K. Feldmann, L. Fuentes, K. Hennig, K. Kleinstück, S. Matthies, W. Matz, J. Tobisch, K. Walther: Progress in Neutron Time-of-Flight Texture Studies at Pulsed Reactors. Proc. 7. ICOTOM (International Conference of Texture of Materials), Noordwijkerhout, Holland, September 1984, 753

Betzl, M., K. Hennig, W. Matz, K. Feldmann, I. Natkaniec, K. Walther, I. Zaleski, K. Kleinstück, R. Sprungk, J. Tobisch: Das Neutronenspektrometer NSWR für den Impulsreaktor IBR-2 im VIK Dubna. Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 68

Bischoff, L., K. Irmer, G. Zschornack: Detektoren aus neutronendotiertem Silizium als Kernstrahlungssensoren für Industrieroboter. Eingereicht 10/84 bei Isotopenpraxis

Boden, G.: Untersuchungen zur Homogenität von Kieselgläsern und zur Ordnung von röntgenamorphem SiO_2 mit Hilfe von Lumineszenzmessungen, Teil II. Sprechsaal 117 (1984) 467

Boden, G., A. Kolitsch, I. Poitz, R. Penk, E. Richter: Verfahren zur Herstellung goldfarbener Dekore auf Glas. DD-205 677, 15.04.82/04.01.84

Boden, G., A. Kolitsch, E. Richter, L. Städtler, I. Poitz, G. Umlauf: Verfahren zur Herstellung goldfarbener filigraner Dekore. DD-205 418, 15.04.82/28.12.83

Boden, G., E. Richter: Untersuchungen an Lybischem Wüstenglas mit Hilfe ionisierender Strahlung. Chem. Erde 43 (1984) 101

Boden, G., E. Richter, N. Sieber, K. Wollschläger: Verfahren zur Kristallisationshemmung und zur Erhöhung der Formstabilität von Kieselgläserzeugnissen. DD-204 468, 19.01.82/30.11.83

Boden, G., E. Richter, K. Wollschläger: Kristallisationshemmung an Kieselglas nach Ionenimplantation. Silikattechnik 35 (1984) 149

Boede, W., P. Reichel, W. Voitus: Mikroprozessorgesteuertes Doppelkristallspektrometer am Kanal 4 des RFR. Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 67

Brauer, G., E. Richter: Untersuchungen an Natriumalumosilikat- und Natriumkalziumsilikatgläsern nach Kalium/Natrium-Ionenaustausch mittels Positronenannihilation. Silikattechnik 35 (1984) 121

- Chen, Y.S., S. Frauendorf, G.A. Leander: Shape of rotating quasiparticle orbits and signature splitting in La, Ce and Pr Nuclei. Phys. Rev. C28 (1983) 2437
- Csernai, J.P., H.-W. Barz, B. Kämpfer, B. Lukacs: Entropy production due to non-equilibrium phase transitions in relativistic heavy ion reactions. KFKI 1984-53 (Budapest)
- Dioszegi, I., A. Veres, W. Enghardt, H. Prade: Investigation of ^{138}Ba Low Spin States in the (n,n') Reaction and within the Shell Model. Report IZIN-2 (1984) Institute of Isotopes of the Hungarian Academy of Sciences; J. Phys. G 10 (1984) 969
- Döring, J., G. Winter, W.D. Fromm, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will: In-beam study of excited states in ^{80}Br . Z. Phys. A (Atoms and Nuclei) 316 (1984) 75
- Driebe, U., T. Potiz, E. Richter: Verfahren zur Herstellung von metallischen Mattglanzdekoren DD-211 546, 22.11.82/18.07.84
- Dvurechenskii, A.V., N.M. Igonina, R. Grötzschel, N.I. Lebedeva, D.I. Proskurovskii: Defect layer at pulsed electron heating of silicon. Poster EPM'84 in Dresden, 25. - 28.9.1984, Extended abstracts 7.7
- Dvurechenskii, A.V., R. Grötzschel, N.M. Igonina, B.A. Koval, N.I. Lebedeva: Impurity diffusion in undercooled molten silicon produced at transient heating of ion-implanted layers. Poster EPM'84 in Dresden, 25. - 28.9.1984, Extended abstracts 2.9
- Dvurechenskii, A.V., R. Grötzschel, N.M. Igonina, B.A. Koval, N.I. Lebedeva: Diffusion of impurities in undercooled melt of pulse heated ion-implanted silicon. Phys. Status Solidi (A) 84 (1984) 171
- Enghardt, W., H.U. Jäger: The Core-Particle Structure of the $11/2^-$ Isomeric States in $N = 82$ Isotones. Proc. Int. Symp. on Electromagnetic Properties of Atomic Nuclei, Tokyo, 9. - 12.11.1983, p. 541
- Enghardt, W., H.U. Jäger, L. Käubler, H.-J. Keller, H. Prade, F. Sary: Excited states above the 6^+ isomer in ^{140}Ce . Z. Phys. A316 (1984) 245
- Enghardt, W., H.U. Jäger, L. Käubler, H.-J. Keller, H. Prade, F. Sary: Evidence for Core Coupled States of Negative Parity in ^{138}Ba and ^{140}Ce . Int. Symp. on In-Beam Nuclear Spectroscopy, Debrecen, 14. - 18.5.1984, Abstracts of Contributions, p. 34
- Frauendorf, S., V.V. Pashkevich: Quasiparticles in pearshaped rotating nuclei. Phys. Lett. 141B (1984) 23
- Fromm, W.D.: Beschreibung Grundsoftware für Farbdisplay FD 4971. Arbeitsbericht KFM-3/83, Rossendorf, Dezember 1983
- Fromm, W.D.: Digitales Datenerfassungssystem für Gamma-Kameras. Arbeitsbericht KFM-4/84, Rossendorf, März 1984
- Fromm, W.D.: Die Entwicklung des Meßzentrums des Bereiches KF. XI. Internationales Symposium für Kernelektronik, Dubna 1984. JINR D13-84-53, S. 452
- Fuentes, L., K. Walther, K. Feldmann, L.P. Drechsler, E.N. Vlassova, V.I. Maturin, M. Betzl: Neutron Texture Investigations of Hard Magnetic Mn-Al-Bars. Cryst. Res. and Techn. 20 (1985) 179
- Gergely, H.U., F. Herrmann, P. Kleinwächter, I. Fodor, J. Sziklai: The $d_{5/2}$ analog strength in ^{59}Cu . Nucl. Phys. A415 (1984) 57
- Goncharova, N. G., H.R. Kissener, H.W. Barz, I. Rotter: Giant resonances built upon excited states in $1p$ shell nuclei. Proc. Int. Symp. Electromagnetic Properties of Atomic Nuclei, Ed. by H. Horie and H. Ohnuma, Tokyo 1984, p. 517
- Grambole, D., C. Bauer, P. Gippner, C. Heiser, W. Rudolph, H.-J. Thomas: Fluorine determination in the near surface region of solids using the $^{19}\text{F}(p,p')^{19}\text{F}$ resonance reaction. J. Radioanal. Nucl. Chem. 83 (1984) 107
- Hähnert, M., A. Kolitsch, E. Richter: Alkaliselbstdiffusionskoeffizienten im Glasystem $x\text{Na}_2\text{O}-(1-x)\text{K}_2\text{O}-0,4\text{B}_2\text{O}_3-45\text{SiO}_2$. Z. Chem. 24 (1984) 229
- Hamilton, J., A.V. Ramayya, C.F. Maguire, R.B. Piercey, R. Bengtsson, P. Möller, J.R. Nix, Jing-ye Zhang, R.L. Robinson, S. Frauendorf: Effect of reinforcing shell gaps on the competition between spherical and highly deformed shapes. J. Phys. G10 (1984) L87
- Heera, V., B. Rauschenbach: Verfahren zur Herstellung von dünnen amorphen magnetischen Schichten. Wirtschaftspatent, H01 F/268 890 5
- Heera, V., B. Rauschenbach: Verfahren zur Herstellung von dünnen amorphen magnetischen Schichten. Wirtschaftspatent H01 F/268 891 3
- Heera, V., G. Seifert, P. Ziesche: A semirelativistic variant of the scattered-wave X_α method. J. Phys. B17 (1984) 519

- Helming, K., S. Matthies: On the Interpretation of Orientation Distributions and Qualitative Ghost Corrections for Hexagonal-Orthorhombic Textures. Phys. Status Solidi (B) 126 (1984) 44
- Helms, H., W. Pätz, C. Friedemann, R. Grötzschel: Herstellung von Cr/Si-Schichten unterschiedlicher Zusammensetzung mittels Ionenstrahlzerstäubung und Untersuchung ihrer elektrischen Eigenschaften. Wiss. Z. Tech. Hochsch. Karl-Marx-Stadt. H. 5, 1984
- Hennig, K., J. Bouillot, A. Mücklich: Magnetic texture. Annual Report ILL Grenoble 1983, p. 149
- Hennig, K., A. Mücklich, I.I. Novikov, V.K. Portnoy, V.M. Ilenko, S. Matthies: Study of superplasticity of Al-5Ca-5Zn via neutron texture analysis. Proc. 7. ICOTOM (International Conference of Texture of Materials), Noordwijkerhout, Holland, September 1984, p. 499
- Hildebrandt, D., H. Strusny, R. Grötzschel, E. Kotai, F. Paszti: Damage and Trapping Behaviour of Crystalline Silicon at Low Energy Deuterium Implantation. Phys. Status Solidi (A) 85 (1984) K 35
- Hoffmann, W., M.T. Pham, W. Skorupa, E. Hensel, U. Kreißig: Chemisch sensitiver Feldeffekttransistor. WP G 01 N 263 52 68, 30.5.1984
- Hoffmann, W., M.T. Pham, W. Skorupa, E. Hensel, U. Kreißig: Chemisch sensitiver Feldeffekttransistor. WP G 01 N 263 5276, 30.5.1984
- Hohmuth, K., A. Kolitsch, B. Rauschenbach: Verfahren zur Herstellung von harten und verschleißfesten Oberflächenschichten. DD-210 081, 17.09.82/30.05.84
- Hohmuth, K., A. Kolitsch, B. Rauschenbach, E. Richter: Beeinflussung mechanischer Eigenschaften durch Ionenimplantation. Neue Huelle 29 (1984) 174
- Hoppe, U., W. Matz: Structure Investigation into Acetonitrile Solutions of $Mq(ClO_4)_2$ by Neutron Diffraction. Z. Naturforsch. 39A (1984) 437
- Hovner, W., A. Müller, W. Matz, M. Wobst: Neutron Scattering Investigation on Molten Ga-Te-Alloys. Phys. Status Solidi (A) 84 (1984) 11
- Jäger, H.-U.: Physics of Electronic and Atomic Collisions (Buchbesprechung). Exp. Tech. Phys. 31 (1983) 443
- Jäger, H.-U., M. Kirchbach, E. Truhlik: Meson exchange corrections to the axial charge density and the interplay with the nuclear structure in the isovector transition $^{18}O(0_1^+) \leftrightarrow ^{18}N(0_1^-)$. Yad. Fiz. 39 (1984) 387
- Jäger, H.-U., M. Kirchbach, E. Truhlik: Two-body weak axial charge density and nuclear structure correlation effects in the isovector transition $^{18}O(0_1^+) \leftrightarrow ^{18}N(0_1^-)$. JINR E4-83-130 (1984); Yad. Fiz. 39 (1984) 387
- Jäger, H.-U., M. Kirchbach, E. Truhlik: The two-body weak axial charge density operator in the hard-pion model. In: Few Body Problems in Physics, vol. II - Contributed Papers, B. Zeitnitz (editor), Amsterdam; Elsevier Science Publishers B.V., 1984, p. 67
- Janssens, R.V.F., P. Chowdry, H. Ehling, D. Frekers, I.L. Khoo, W. Kühn, Y.H. Chung, P.J. Daly, Z.W. Grabowski, M. Kottelahti, S. Frauendorf, J. ye Zhang: Aligned $i_{13/2}$ bands coupled to different shapes in ^{186}Hq . Phys. Lett. 131B (1983) 35
- Kachurin, G.A., V.A. Mayer, S.I. Romanov, M. Voelckow, R. Klages, E. Wieser: Low Energy Implantation of Arsenic in Silicon. Phys. Status Solidi (A) 82 (1984) 475
- Kämpfer, B.: Phase transitions in dense nuclear matter and consequences for neutron stars. J. Phys. G9 (1983) 1487
- Kämpfer, B.: An upper bound on neutron star masses. Astron. Nachr. 305 (1984) 193
- Kämpfer, B., B. Lukacs: Hydrodynamics in curvilinear coordinates. KFKI-1984-100 (Budapest)
- Kämpfer, B., H. Schulz: The phase transition from quarks and gluons to hadrons in the early universe. Z. Phys. C21 (1984) 351
- Kämpfer, B., R. Wünsch: The unified description of direct and resonant processes in the inelastic scattering of medium-energy projectiles on ^{40}Ca . Nucl. Phys. A426 (1984) 301
- Kämpfer, B., H. Schulz, B. Lukacs: Spherical hydrodynamical expansion of weakly excited blobs of nuclear matter. KFKI-1984-88 (Budapest)
- Käubler, L., W. Enghardt, H.J. Keller, L. Kostov, H. Prade, F. Stary: Half-lives of ^{109}Sn and shell-Model Calculations. Int. Symp. on In-Beam Nuclear Spectroscopy, Debrecen, 14.-18.5.1984, Abstracts of Contributions, p. 27
- Kemnitz, P., J. Göring, L. Funke, F.R. May, P. Ojeda, E. Will, G. Winter: Evidence for non-axial shapes in $^{81,82,83}Kr$. Z. Phys. A313 (1983) 367

- Kemnitz, P., J. Döring, L. Funke, G. Winter, L. Hildingsson, D. Jerrestam, A. Johnson, Th. Lindblad: Evidence for shape coexistence in ^{82}Kr . Proc. 5th Nordic meeting on nuclear physics, Jyväskylä/Finnland, 12. - 16.3.1984, p. 23
- Kemnitz, P., P. Ojeda, J. Döring, L. Funke, L.K. Kostov, H. Rotter, E. Will, G. Winter: Collectivity and the role of two-proton and two-neutron excitations in ^{82}Kr . Nucl. Phys. 4425 (1984) 493
- Kirchbach, M., S. Kamalov, H.-U. Jäger: Short-range and medium polarization effects in the two-body weak axial charge density for the isovector transitions $^{16}\text{O}(0_1^+) \leftrightarrow ^{16}\text{N}(0_1^-)$. JINR E4-84-37; Phys. Lett. 144B (1984) 319
- Klabes, R., T. Matthäi, M. Voelskow, E. Wieser, J.-W. Erben, W. Scharff, C. Weissmantel: Epitaxial Regrowth of Amorphous or Polycrystalline Silicon Layers on Silicon Single Crystals and Bridging Epitaxy by Flash Lamp Irradiation. Phys. Status Solidi (A) 82 (1984) K 121
- Kleinwächter, P., I. Rotter: Missing spectroscopic strength and microscopic calculations of the background below giant resonances. ZfK-520 (1984)
- Kleinwächter, P., I. Rotter: The interplay between background and giant resonances. Proc. Int. Symp. Electromagnetic Properties of Atomic Nuclei, Ed. by H. Horie and H. Ohnuma, Tokyo 1984, p. 568
- Klimanek, P., M. Betzl., G. Höttsch, S. Matthies, A. Mücklich: Fibre textures in low-temperature deformation of two-phase stainless steel X5CrNi126.6. Proc. 7. ICOTOM (International Conference of Texture of Materials), Noordwijkerhout, Holland, September 1984, p. 333
- Klimanek, P., G. Kückhold, A. Mücklich, U. Scherch: Texturentwicklung bei der Warmumformung von zweiphasigem Cr-Ni-Stahl. Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 66
- Kolitsch, A., B. Rauschenbach, E. Richter: Verfahren zur Herstellung von Gegenständen aus Glas mit keramisierte Oberfläche. DD-206 140, 27.05.82/18.01.84
- Kolitsch, A., B. Rauschenbach, E. Richter, J. Schneider, G. Dienel: Verfahren zur Erhöhung der Verschleißbeständigkeit. DD-214 153, 17.03.83/03.10.84
- Kolitsch, A., E. Richter: Zur Natriumdifusion in Kieselglas mit unterschiedlichem Al_2O_3 -Gehalt bei Temperaturen oberhalb 700 °C. Sil. -technik 35 (1984) 80
- Kolitsch, A., E. Richter, G. Dienel, K. Hohmuth, B. Bücken, D. Schulze, R. Wilberg: Verfahren zur Verbesserung der Verschleißbeständigkeit. DD-214 393, 07.04.83/10.10.84
- Kolitsch, A., E. Richter, M. Hähnert, W. Müller: Über den Einfluß kationischer und anionischer Verunreinigungen im Salzbad auf den Ionenaustausch zwischen Natriumalumosilikatgläsern und Kaliumnitratschmelzen. In: Steklooprasnoe sostojanie, Nauka Leningrad 1983, S. 118
- Komarov, V.I., H. Müller, S. Tesch: Phenomenological analysis of the backward production of fast protons in high-energy collisions with nuclei. Konferenzbeitrag: International Conference on Particles and Nuclei (PANIC), Heidelberg 1984, Book of Abstracts vol. II, S. 120
- Küchler, R., E. Richter, L. Fleischer, P. Weigelt: Verfahren zur Messung der Spannungszonenbreite von chemisch verfestigten Glasoberflächen. DD-208 667, 21.07.82/04.04.84
- Kuhn, B.: 30 Jahre Strom aus Atomkraft. Zum 30. Jubiläum der Inbetriebnahme des ersten Atomkraftwerkes. URANIA 7/84
- Larabee, A.J., L.H. Courtney, S. Frauendorf, L.L. Riedinger, J.C. Waddington, M.P. Fewell, N.R. Johnson, I.Y. Lee, F.K. McGowan: Shape effects in $h_{11/2}$ and $g_{7/2}$ bands in ^{159}Im . Phys. Rev. C29 (1984) 1934
- Leander, G.A., P.B. Semmes, F. Dönau: Unpaired nucleons as probes of core collective fields. Int. Workshop at Gull Lake, in: Interacting Boson-Boson and Boson-Fermion Systems, World Scientific Publishers, ed. O. Scholten, 1984
- Matthies, S.: The present Situation in the field of ODF Reproduction and Ghost Correction. Proc. 7. ICOTOM (International Conference of Texture of Materials), Noordwijkerhout, Holland, September 1984, p. 737
- Matz, W.: Structural investigation of amorphous alloys by neutron diffraction. Proc. XI. Conference on Applied Crystallography, Kozubnik 1984, Poland, Vol. 1, p. 82
- Matz, W., N. Mattern, W. Löser: Strukturuntersuchungen an amorphem $\text{Fe}_{75}\text{B}_{25}$. Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 64
- Mücklich, A., K. Hennig, J. Bouillot, S. Matthies: Magnetic texture study of an Fe-Ni-base alloy by means of Mößbauer spectroscopy and neutron diffraction. Proc. 7. ICOTOM (International Conference of Texture of Materials), Noordwijkerhout, Holland, September 1984, p. 657
- Müller, H., V.I. Komarov, S. Tesch: Target mass number dependence of cluster excitation in hadron-nucleus collisions. ZfK-528 (1984)
- Müller, H.-J., H.-J. Wünsche: Model calculation for bound excitons and bound excitonic molecules in $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. Phys. Status Solidi (B) 124 (1984) 747

Münchow, L., R. Reif: Monographie: Nuclear Many Body Problem. Teubner-Taschenbuch, I. 1. Abschluss Dezember 1984

Niese, U., J. von Borany, P. Urwank, S. Niese: Alphaspektrometrische Isotopenverdünnungsanalyse von Plutoniumisotopen in Kernbrennstofflösungen. *isotopenpraxis* 20 (1984) 11, 401

Pham, M.T., W. Hoffmann: Ion-sensitive Membranes fabricated by the ion beam technique. *Sensors and Actuators* 5 (1984) 217

Prade, H., W. Enghardt, W.D. Fromm, H.U. Jäger, L. Käubler, H.-J. Keller, L.K. Kostov, F. Stary, G. Winkler, L. Westerberg: New Positive-Parity States and the Shell Model Description of ^{111}Sn . *Nucl. Phys.* A425 (1984) 317

Prade, H., W. Enghardt, H.U. Jäger, L. Käubler, H.-J. Keller, F. Stary: Shell-Model Description of Even-Parity States in ^{111}Sn , *Proc. Int. Symp. on Electromagnetic Properties of Atomic Nuclei*, Tokyo, 9. - 12.11.1983, p. 540

Prokert, F.: Quasielastische Neutronenstreuung an Ferroelektrika. KTB, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, WB 1983/53 (014), Teil 2, S. 23

Prokert, F., K.S. Aleksandrov: Contribution of the neutron scattering for investigation of successive PT's in crystals of O_h structure types. KTB, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, WB 1985/2 (016), S. 154^h

Prokert, F., K.S. Alexandrov: Neutron Scattering Studies on Phase Transitions and Phonon Dispersion in $\text{Cs}_2\text{NaBiCl}_6$. *Phys. Status Solidi (B)* 124 (1984) 503

Rauschenbach, B.: Segregation an Silikatglasoberflächen. *Silika-technik* 34 (1983) 299

Rauschenbach, B.: Untersuchungen zur Ionenstrahlinduzierten Mischung des Systems Ag-Cu. *Less-Common Met.* 97 (1984) 39

Rauschenbach, B., G. Blasek, L. Dietsch: Modification of concentration profiles in iron and aluminium by high-fluence implantation of nitrogen and boron ions. *Phys. Status Solidi (A)* 85 (1984) 473

Rauschenbach, B., K. Hohmutz: Formation of iron carbinitride and iron carbide phases during ion implantation. *Crystal. Res. & Technol.* 19 (1984) 1425

Rauschenbach, B., A. Kolitsch: Formation of compounds by nitrogen ion implantation in iron. *Phys. Status Solidi (A)* 80 (1983) 211

Rauschenbach, B., A. Kolitsch, K. Hohmutz: Iron nitride phases formed by nitrogen ion implantation and thermal treatment. *Phys. Status Solidi (A)* 80 (1983) 471

Reinhardt, H.: On the description of dissipative collective motion. *Nucl. Phys.* A413 (1984) 475

Reinhardt, H., R. Balian, Y. Alhassid: Geometric approach to dissipation. *J. Phys.* 45 (1984) C6

Reinhardt, H., R. Balian, Y. Alhassid: Extended time dependent mean-field theories. *Nucl. Phys.* A422 (1984) 349

Reinhardt, H., P. Schuck: Hydrodynamic approximation to adiabatic fission. *Phys. Lett.* 133B (1983) 31

Reinhardt, H., H. Schulz: Field theoretical treatment of the liquid-vapor phase transition in nuclear systems. NBI-84-29 (1984)

Reuther, H.: Contribution to the thermotransport in silicate glasses. *Phys. Status Solidi (A)* 83 (1984) 173

Reuther, H.: Verfahren zur Herstellung von Lichtleitfasern. DD-205 154, 27.05.82/15.12.83

Reuther, H.: Verfahren zur Herstellung von Optiken mit Brechzahlgradienten. DD-214 838, 20.04.83/21.10.84

Richter, E., A. Kolitsch, J. Schneider, B. Rauschenbach: Verfahren zur Herstellung dünner Opalglasoberflächen. DD-214 369, 17.03.83/10.10.84

Röpke, G., M. Schmidt, H. Schulz: Particle clustering and Mott transitions in hot nuclear matter at finite temperature (III) Heavy cluster abundances and Coulomb interaction. *Nucl. Phys.* A424 (1984) 594

- Röpke, G., H. Schulz, L.N. Andronenko, A.A. Kotov, W. Neubert, E.N. Volnin: On the depletion of the light cluster production in high energy proton-nucleus. NBI-84-22 (1984)
- Rotter, I.: Nuclear structure investigations with inclusion of continuum states. ECAJA 15 (1984) 762
- Rotter, I.: Spectroscopic investigation of isolated and overlapping resonance states. ZfK-537 (1984)
- Rotter, I.: Comment on a discrepancy between proton- and alpha-induced cluster knockout reactions on ^{16}O . Phys. Rev. C29 (1984) 1119
- Rotter, I.: Nuclear structure investigations with inclusion of continuum states. Workshop on coincident particle Emission from Continuum States, Bad Honnef/FRG, Juni 1984
- Rotter, I.: Statistical fluctuations versus resonances. 5th Adriatic International Conference on Nuclear Physics: Fundamental Problems in Heavy Ion Collisions, Hvar, Jugoslavien, September 1984
- Rotter, I., C. Heiser, K.-D. Schilling, W. Andrejtscheff, L.K. Kostov, M.K. Balodis: Electromagnetic transition Probabilities in the Doubly odd N = 81 Nucleus ^{154}Eu . Nucl. Phys. A417 (1984) 1
- Rotter, I., C. Heiser, K.D. Schilling, W. Andrejtscheff, L.K. Kostov, M.K. Balodis: Electromagnetic transition probabilities in the doubly odd N = 91 nucleus ^{154}Eu . Nucl. Phys. A417 (1984) 1
- Rudolph, H., S. Tesch, D. Wroble: "Heiß und Kalt" Reportage über das Institut für physikalische Probleme der AdW der UdSSR. 3 Beiträge in Wissenschaft und Fortschritt, Heft 6, 7, 8 (1984)
- Rudolph, W., C. Bauer, P. Gippner, D. Grample, C. Heiser, F. Herrmann, H.-J. Thomas: Hydrogen determination by means of the $^{19}\text{F}, \gamma$ ^{12}C resonance reactions. Journal of Radio-analytical and Nuclear Chemistry 83 (1984) 99
- Rybka, V., V. Hnatowicz, J. Kvitch, J. Vacik, B. Schmidt: Determination of the Range Profiles of Boron Implanted into Si and SiO_2 . Phys. Status Solid (A) 83 (1984) 165
- Scharff, W., J.-W. Erben, A. Wolf, M. Heber, C. Hamann, C. Weissmantel, R. Klages, J. Matthäi, M. Voelskow, R. Kögler, E. Wieser: Growth of Monocrystalline Silicon Islands on Insulating Substrates. Thin Solid Films 113 (1984) 327
- Scharff, W., J.-W. Erben, A. Wolf, M. Heber, C. Hamann, C. Weissmantel, M. Voelskow, J. Matthäi, R. Kögler, R. Klages, E. Wieser: Growth of Single-Crystalline Regions on Amorphous Insulating Substrates by Zone-Melting Recrystallization. Phys. Status Solidi (A) 82 (1984) K 5
- Schild, L., F. Eichhorn: Untersuchung ferromagnetischer Domänenstrukturen mittels Neutronenkleinwinkelstreuung. Wiss. Z. Tech. Hochsch. Otto von Guericke Magdeb. 28 (1984) 34
- Schmidt, U., M. Joachim, L. Petzold, F. Eichhorn: The Effect of the Iron on the Precipitation in an Al-Mg-Si-Alloy. Crystal Research and Technology 19 (1984) 981
- Schöneich, J., H. Tyrroff: Ionenimplantationsanlagen (Studienmaterial). ZfK-Publikation (1984)
- Schubert, A., K.-E. Hensger, P. Klimanek, S. Matthies, A. Mücklich: Texture development in pass-rolling of steel rods. Proc. 7 ICOTOM (International Conference of Texture of Materials), Noordwijkerhout, Holland, September 1984, p. 133
- Schubert, A., K.-E. Hensger, P. Klimanek, A. Mücklich: Texturentwicklung beim Kaliberwalzen von Stahldraht. Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 65
- Schulz, H., B. Kämpfer, H.W. Barz, G. Röpke, J. Bondorf: On the time-development of the liquid-vapor phase transition in an expanding nuclear system. NBI-84-21 (1984)
- Schulz, H., G. Röpke, M. Schmidt: On a semi-experimentally determined nuclear matter phase diagram. Z. Phys. A313 (1983) 369
- Schulz, H., D.N. Voskresensky: Pion fluctuations in relativistic H.I.R. and the π^-/z ratio. Phys. Lett. 141B (1984) 37
- Schulz, H., D.N. Voskresensky, J. Bondorf: Dynamical aspects of the liquid-vapor phase transition in nuclear systems. Phys. Lett. 133B (1983) 141
- Schwarzbach, M.: Untersuchungen zur neutronenaktivierungsanalytischen Bestimmung des Cr im GaAs. Abschlußarbeit postgraduales Studium (1984) 1
- Schwarzenberg, F., W.D. Fromm: Der universelle Peripheriekontrollier UPC 880. XI. Internationales Symposium für Kernelektronik, Dubna 1984. JINR D13-84-53, S. 204

- Schwengner, R., E. Will, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, G. Winter: In-beam study of ^{78}Se . Proc. 5th Nordic meeting on nuclear physics, Jyväskylä/Finnland, 12. - 16.3.1984, p. 34
- Seidel, W., H. Sodan, S.M. Lukjanov, P. Manfräß, Ju.E. Penionzkevic, F. Stary, K.D. Schilling: Positionsempfindliche Ionisationskammer für ein Flugzeitspektrometer. Prib. Iekh. Eksp. 1983 H. 5, 52
- Seifert, G., H.-G. Fritsche, P. Ziesche, V. Heera: On the electronic structure of palladium-hydrogen and platinum-hydrogen systems. Phys. Status Solidi (B) 121 (1984) 705
- Skorupa, W., U. KreiÖig, E. Hensel, H. Bartsch: Increased carrier lifetimes in epitaxial silicon layers on burred silicon nitride produced by ion implantation. Electron. Lett. 20 (1984) 426
- Sodan, H.: Experimentelle Untersuchung der Spaltcharakteristik niedrig angeregter schwerer Kerne in Reaktionen mit schweren Ionen. Proc. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Ašushta, 14. - 21.4.1983. JINR D7-83-644 (1983) 465
- Stachel, J., P. Hill, N. Kaffrell, H. Emling, H. Grein, E. Grosse, Ch. Michel, H.J. Wollersheim, D. Schwalm, S. Brüssermann, F.R. May: Collective and single-particle degrees of freedom in ^{104}Ru . Nucl. Phys. A419 (1984) 589
- Urwank, P.; Selfconsistent Fit of Spectra. Poster X. 84 - X-Ray and Inner-Shell Processes in Atoms, Molecules and Solids, Leipzig, 20.8. - 24.8.1984
- Urwank, P., E. Wieser, A. Hässner, Chr. Kaufmann, H. Lippmann, I. Melzer: Formation of MoSi_2 by Heat-Radiation Pulses. Poster EPM'84 in Dresden, 25. - 28.9.1984
- Urwank, P.: User guide for the programme system ORION. ZfK-531 (1984)
- Vertes, A., Zs. Kajcsos, L. Marozis, G. Brauer, J. Hüller, I. Zay, K. Burger: Effect of the Spin State of Transition Metals on their Interaction with Orthopositronium in Aqueous Solutions. J. Phys. Chem. 88 (1984) 3969
- Voeiskow, M., J. Matthäi, R. Kläbes: Electrical Properties of Ion Implanted and Short Time Annealed Polycrystalline Silicon. Phys. Status Solidi (A) 86 (1984)
- Voitus, W., F. Eichhorn: Neutronenkleinwinkelstreuung an einer Nickel-Basis-Legierung. Gemeinsamer Jahresbericht 1983, ZfK-530 (1984) 63
- Walther, K., I. Dörfel: Ispedovanije obrasovanija tekstur v objomo zentrovanyh kubitceskikh materialach (modelnaja rascheta). JINR P17-84-452
- Wieser, E., D. Panknin: Electrical Activation and Damage Annealing of Boron-Implanted Silicon by Flash-Lamp Irradiation. Phys. Status Solidi (A) 82 (1984) 171
- Wieser, E., H. Syhre, F.G. Rüdener, W. Steiger: Influence of Flash Lamp Annealing on the Diffusion Behaviour of Ion Implanted Boron Profiles. Phys. Status Solidi (A) 81 (1984) 247
- Winter, G.: The role of quasiparticle excitations for the nuclear shape in the $A = 80$ mass region. Proc. of the 6th international school on nuclear and neutron physics and nuclear energy, Varna, 12. - 21.9.1983. Publ. House of the Bulg. Akad. of Science, Sofia 1984, S. 315-325
- Winter, G., J. Döring: A precise determination of small intensity differences as obtained for gamma-rays in linear-polarization experiments. Nucl. Instrum. Methods 224 (1984) 327
- Wohlfarth, D., E. Hentschel, H.U. Gersch, D. Grambole, V.I. Man'ko, S.B. Sakuta, H.J. Thomas, V.I. Cujev: Modifizierte Phasenregel für die inelastische Streuung schwerer Ionen nahe der Coulomb-Barriere. Yad. fiz. 38 (1983) 1387
- Wünsch, R.: On the role of complicated shell-model configurations for the description of the radiative pion capture on ^{18}O . J. Phys. G10 (1984) 1361

DIPLOMARBEITEN

- Baumann, U.: Untersuchung verschiedener Getterverfahren bei der Herstellung von Halbleiterdetektoren aus hochreinem neutronendotiertem Silizium
- Götze, J.: Neutronographische Texturuntersuchungen zur Entwicklung der Warmbandtextur in silizierten Dynamobändern

PROMOTIONEN A (Dr. rer. nat.)

- Müller, H.-J.: Zur Theorie gebundener Exzitonen an der isoelektronischen N-Störstelle in III-V-Mischkristallen. HU Berlin, 20.12.1984
- Posselt, M.: Zur Theorie der effektiven Magnetisierungskurve heterogener Ferromagnetika. IU Dresden, 28.10.1984

PROMOTIONEN B (Dr. sc. nat.)

Richter, E.: Zum Kalium/Natrium-Ionenaustausch von Natrium-Calciumsilikatgläsern und Natrium-Alumosilikatgläsern mit Kaliumnitratschmelzen. TU Dresden, 24.10.1984

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Baither, D., D. Panknin, E. Wieser: Residual defects after light pulse annealing of implanted silicon ^{c)}

Bankwitz, P., M. Betzl, L.P. Drechsler, K. Feldmann, L. Fuentes, H. Kämpf, S. Matthies, K. Walcher: Investigation of Preferred Orientations of the Quartz Crystallites in Granulite Rocks by Neutron Time-of-Flight Diffraction. Arbeitsberatung über Untersuchungen kondensierter Medien am Reaktor IBR-2, Dubna, September 84

Bankwitz, P., H. Kämpf, O. Pietzsch, H. Baum, M. Betzl, H. Oettel: Ein Beitrag zur Kristallchemie von Iniospinellen. Int. Geologiekongreß, Moskau, August 1984

Barz, H.-W.: Dynamics of quark-plasma formation in heavy ion reactions. Mikolajki, Summer-school, September 1984

Barz, H.-W., B. Kämpfer: Ultrarelativistische Kernreaktionen ^{d)}

Betzl, M., L.P. Drechsler, K. Feldmann, L. Fuentes, K. Hennig, K. Kleinstück, S. Matthies, W. Matz, J. Tobisch, K. Walther: Progress in Neutron Time-of-Flight Texture Studies at Pulsed Reactors. Arbeitsberatung über Untersuchungen kondensierter Medien am Reaktor IBR-2, Dubna, September 1984

Bischoff, L.: Einsatzperspektiven von neutronendotierten Si-Detektoren. Beratung der Zentralen Arbeitsgruppe "Energiedispersive Röntgenspektrometrie", Dresden, 30.1. - 1.2.1984

Bischoff, L.: Die Anwendung von neutronendotiertem Silizium für Halbleiterdetektoren. RGW-Symposium "Stand und Entwicklungsperspektiven von Detektoren für ionisierende Strahlung DET'84", Warschau, 9. - 12.10.1984

Bischoff, L., D. Schubert, B. Schmidt: Die Anwendung von Gettungsverfahren bei der Ausheilung von neutronendotiertem Silizium. III. Symposium "Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik", Frankfurt/O., 10. - 12.9.1984

Borany, J. von, R. Kögler, G. Mende, B. Schmidt: Application of light-pulse annealing to the fabrication of ion-implanted silicon detectors for nuclear radiation ^{c)}

Borany, J. von, B. Schmidt: Ionenimplantierte Si-Kernstrahlungsdetektoren. RGW-Symposium "Stand und Perspektiven bei der Entwicklung von Kernstrahlungsdetektoren - DET'84", Warschau, 8. - 12.10.1984

Deutscher, M.: Möglichkeiten zur Diagnose und Justierung von Elektronenformstrahlen mittels eines Si-Sperrschichtdetektors. 2. Problemseminar Sensorik, Karl-Marx-Stadt, 9. - 13.4.1984

Deutscher, M., G. Mende, H.-J. Döring, H. Reinhardt: Ein Si-Sperrschichtdetektor zur Darstellung des Material-Topographie-Kontrastes in Elektronenstrahlgeräten. Phys. Gesellschaft der DDR, 11. Tagung "Elektronenmikroskopie", Dresden, 16. - 18.1.1984

Dienel, G., C. Jörren, E. Richter: Verschleißverhalten ionenimplantierter Hartmetalle. 15. Metalltagung, Dresden, 16. - 18.04.1984

Dienel, G., C. Jörren, E. Richter: Verschleißverhalten ionenimplantierter Stahloberflächen. 11. INTERTRIBO, Strebske Pleso, 3. - 5.10.1984

Dienel, G., C. Jörren, E. Richter: wear behaviour of ion implanted hard metals. VIII. Int. Symp. on Boron, Borides, Carbides, Nitrides and related compounds, Ibilissi, 8. - 12.10.1984

Dönau, F.: Boson-fermion approximation and the effects of Pairing degrees of freedom in odd-A transitional nuclei. International Winter School, Zakopane, March 1984

Dönau, F.: Extra-push Konzept für Schwerionenreaktionen ^{d)}

Dönau, F.: Electromagnetic radiation in rotating nuclei. Int. Conference on Nucl. Spectroscopy, Debrecen, May 1984

Dönau, F.: On the quadrupole pair field in transitional and deformed nuclei. VIK Dubna, LTF, Oktober 1984

Dvurechenskii, A.V., R. Grötzschel, N.M. Igonina, B.A. Koval, N.I. Lebedeva: Impurity diffusion in undercooled molten Si produced at transient heating of ion-implanted layers ^{c)}

Dvurechenskii, A.V., N.M. Igonina, R. Grötzschel, N.I. Lebedeva, D.I. Proskurovskii: Defect layer at pulsed electron heating of silicon ^{c)}

Eichhorn, F.: Zukünftige Aufgaben der Neutronenstreuung und deren Bedeutung. Meth. Seminar ZfK Rossendorf, 9.2.1984

Eichhorn, F.: Das Neutronendiffraktometer am Kanal 4 des RFR ^{b)}

Eichhorn, F., E. Wieser: Neutronenbeugungsuntersuchungen von Gitterdeformationen an implantiertem Silizium nach Lichtblitzausheilung. 4. Tagung "Festkörperanalytik", Karl-Marx-Stadt, 26. - 29.6.1984

Enghardt, W.: Excited States of ¹⁴⁰Ce and ¹¹¹Sn. 19. Winter School on Physics, Selected Topics in Nuclear Structure, Zakopane, 3. - 15.4.1984

Feldmann, K.; Testmessungen am NJWR ^{b)}

Flash, H., W. Bedrich, C. Bauer, R. Grötzschel, K. Hauptold, W. Rudolph: Nachweis von vergrabenen Isolatorschichten mittels ESCA, SIMS, AES, RBS und KR. 6. Tagung "Mikrosonde", Januar 1984, Dresden

Finster, J., D. Schulze, A. Meisel, E. Hensel, W. Skorupa, U. Kreißig: ESCA-Charakterisierung von Silizium-Oxid- und -Nitrid-Schichten, hergestellt durch Ionenimplantation. 8. Tagung "Hochvakuum, Grenzflächen, Dünne Schichten", Dresden, 1984

Frauendorf, St.: Dreiaxiale Kernformen und Spiegelasymmetrie im CSM. Universität Manchester, Januar 1984

Frauendorf, St.: Perspektiven der Schwerionenphysik. Universität Jyväskylä, März 1984

Frauendorf, St.: The role of quasiparticles in rotating transitional nuclei. 5. Nordic Meeting on Nuclear Physics, Jyväskylä, März 1984, Hauptvortrag

Frauendorf, St.: Nuclear triaxiality-induced and detected by rotating quasiparticles. Int. Conference on Nuclear Spectroscopy, Debrecen, Mai 1984, Hauptvortrag

Frauendorf, St.: Summary talk. Workshop on Nuclear Structure with Heavy Ions. NBI Kopenhagen, Mai 1984, Hauptvortrag

Frauendorf, St.: Pairingschwingungen nach dem suprafluid-normalen Übergang bei hohem Drehimpuls. NBI Kopenhagen, Oktober 1984

Frauendorf, St.: Oktupolvibrationen in rotierenden Kernen. NBI Kopenhagen, Oktober 1984

Frauendorf, St.: Klassische Orbitale in dreiaxialen rotierenden Kernen. Dubna, November 1983

Frauendorf, St.: Quasiteilchenorbitale in birnenförmigen rotierenden Kernen. Dubna, November 1983

Frauendorf, St.: Oktupolschwingungen in rotierenden Kernen. Dubna, Dezember 1983

Fromm, W.D.: Leistungsvermögen und Einsatzmöglichkeiten von Personal- und Heimcomputern. Wiss. Rat des ZfK Rossendorf, 15.10.1984

Fromm, W.D.: Anschluß des Zeichentisches DIGIGRAF an den Kleinrechner KRS 4201. Methodisches Seminar des Laboratoriums für Kernprobleme, Dubna, 1.11.1984

Funke, L.: Quasiparticle and collective excitations in nuclei of the mass 80 region (Hauptvortrag). Int. Symposium on In-Beam-Nuclear Spectroscopy, Debrecen, 14. - 18.5.1984

Galjantdinov, M.F., I.B. Chaibullin, E.I. Styrkov, S.A. Achmanov, N.I. Koratejev, G.L. Pajtjan, M. Voelskow, R. Klages: Anwendung des Effektes der Erzeugung der zweiten Harmonischen für die Qualitätskontrolle der Struktur von Ionenlegierten Schichten. 2. Symposium zur Zusammenarbeit der AdW der DDR und UdSSR zum Thema 1.13., Moskau, 15. - 19.10.1984

Geiler, H.-D., K.-H. Heinig: Theoretical description of explosive crystallization phenomena induced by high temperature pulses in thin layers of amorphous semiconductors ^{a)}

Gippner, P.: Programm zur physikalischen Bearbeitung von Daten des Zweiarms-Flugzeitspektrometers REMAS. Symposium zu Experimenten am Strahl schwerer Ionen, Varna, 13. - 19.9.1984

Grämböle, D.: Die Ionenmikrosonde am Tandemgenerator des ZfK. Klausurtagung "Ionenstrahltechnologie für die Mikrostrukturierung" ^{a)}

Grötzschel, R., D. Schubert, H. Seifarth, H. Syhre: Zur Stabilität von Ni/Metall/Si-Kontaktsystemen gegenüber Temperaturbehandlung. 8. Tagung "Hochvakuum, Grenzflächen, Dünne Schichten", Dresden, 5. - 7.3.1984

Heere, V., G. Seifert, P. Ziesche: Semirelativistic sw-X cluster calculation of uranium compounds. Poster, EPS Topical Conference on Electronic Structure and Properties of Rare Earth and Actinide Intermetallics, St. Pölten, 3. - 6.9.1984

Heiner, E.: Elektronentransport im kinetischen Stadium. VIK Dubna, Lf, Sektor 6 (Festkörpertheorie, Prof. Fejgin) Februar 1984

- Heiner, E.: Nichtlinearer Elektronentransport in quasieindimensionalen Systemen. VIK Dubna, LIF, Sektor 6 (Festkörpertheorie, Prof. Fedjanin), März 1984
- Heiner, E.: Nichtgleichgewichtsstatistik und kinetisches Stadium. TU Dresden, Sektion Physik, WB Theoretische Physik, Mai 1984
- Heiner, E.: The Dielectric Response of a Charge Density Wave in the Precritical Region. Poster auf der internationalen Konferenz über Ladungsdichtewellen (CDW), Budapest, September 1984
- Heinig, K.-H.: Modifizieren von Halbleitermaterial durch gepulste Energiedeponierung. TU Dresden, Seminar des WB Theoretische Physik, 28.5.1984
- Heinig, K.-H.: Zur Theorie der Explosivkristallisation. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25. - 29.6.1984
- Heinig, K.-H.: Effects of transient local melting on semiconductor surfaces ^{c)}
- Heinig, K.-H., M. Voelskow, J. Matthäi, H. Woittennek, A. Zetzsch: Local melting by nucleation on the surface of single crystalline semiconductors ^{c)}
- Heinig, K.-H., H.-D. Geiler: Theoretical investigation of the stationary lateral movement of an explosive liquid-phase epitaxy front (ELPE) ^{c)}
- Heinig, K.-H., H.-D. Geiler, G. Otto: Theoretical investigation of an explosive solid-phase nucleation (ESPN) wave-front in a-Si ^{c)}
- Heinig, K.-H.: Autocatalytic Phase Transformations in Amorphous Silicon. Vortrag am Institut für Halbleiterphysik, Novosibirsk, 4.12.1984
- Heiser, C.: Elementanalyse in Halbleitern mit kernphysikalischen Methoden. Kolloquiumsvortrag in der Sektion Physik der Wilhelm-Pieck-Universität Rostock, 31.5.1984
- Helming, K.: Qualitative Geisterkorrektur für hexagonale Kristallsymmetrie ^{b)}
- Hensel, E., U. Kreißig, K. Wollschläger, W. Skorupa, D. Schulze, J. Finster, H. Bartsch: Zur Erzeugung von SiO₂-Oberflächenschichten durch O⁻-Implantation in Silizium. III. Symposium "Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik, Frankfurt/O. 1984
- Hoffmann, W., M.T. Pham: Elektroanalytik mit Hilfe von ISFET. KDI-Lehrgang, TH Merseburg, Juni 1984
- Hoffmann, W., M.T. Pham: Ion Sensitive Field Effect Transistors modified by Ion Implantation. 4th Int. Session on Ion Selective Electrodes, Matrafured, 8. - 12.10.1984
- Hohmuth, K., A. Kolitsch, B. Rauschenbach, E. Richter: Beeinflussung mechanischer Eigenschaften durch Ionenimplantation. 15. Metalltagung, Dresden, 16. - 18.4.1984
- Hohmuth, K., B. Rauschenbach: High fluence implantation of nitrogen into titanium. 2th Int. Conf. Surface Modification of Metals by Ion Beams, Heidelberg, 17. - 21.9.1984
- Hohmuth, K., E. Richter, C. Blochwitz, B. Rauschenbach: Fatigue and wear of metalloid ion-implanted metals. 2th Int. Conf. Surface Modification of Metals by Ion Beams, Heidelberg, 17. - 21.9.1984
- Hüller, J.: Ion Implantation in GaAs. Einladungsvortrag Conf. on Physics and Technology of GaAs and other III-V-Semiconductors, Reinhardtbrunn, 19. - 24.11.1984
- Iwe, H.: Relativistische Kernreaktionen und Kaskadenmodell. ^{d)}
- Iwe, H.: Calculation of strange particle production in heavy-ion collisions within the cascade model. VII. International Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, June 1984
- Iwe, H.: Welche Rolle spielt die Kernwechselwirkung bei der Kaonenerzeugung in hochenergetischen Kern-Kern-Stößen. VIK Dubna, LIF, 1984
- Janssen, D.: Theorie ausgewählter Probleme der Teilchenoptik. Klausurtagung "Ionenstrahltechnologie für die Mikrostrukturierung" ^{a)}
- Kahn, A., F.K. Naehring: Flüssigmetallionenquelle für eine Ionenmikrostrahlanlage. 6. Tagung "Mikrosonde", Dresden, 18.1. - 20.1.1984 (Poster MPB)
- Kahn, A.: Entwicklung von Ionenstrahlern im 7fK. Klausurtagung "Ionenstrahltechnologie" ^{a)}
- Kämpfer, B.: Dynamical aspects of the plasma excitation in heavy ion collisions. VII. Int. Seminar, Dubna, Juni 1984
- Kämpfer, B.: Relativistische Kern-Kern-Stöße. IfH-frühjahrsschule, April 1984
- Kämpfer, B.: Quarkmaterie und Phasenübergänge in Kernmaterie. Kolloquium der Phys. Gesellschaft der DDR, Oktober 1984

Käubler, L.: Structure of States in the Semimagic $N = 82$ Nuclei and the Magnetic Moment of the 10^+ Isomer in ^{140}Ce . 34. Allunionskonferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns, Alma Ata, 17. - 20.4.1984

Kemnitz, P.: few-particle and collective excitations in the mass 80 region. Seminar at the University Lund, 15.2.1984

Kemnitz, P.: Ten years collaboration AFI Stockholm - ZfK Rossendorf. Seminar at the Institute of Physics (AFI) Stockholm, 23.2.1984

Kemnitz, P.: Evidence for shape coexistence in $^{81,83}\text{Kr}$. 5th Nordic Meeting on Nuclear Physics, Jyväskylä, 12.3.1984

Kirchbach, M.: Short-range and medium-polarization effects in the two-body weak axial charge density for the isovector transition $^{10}\text{N}(0_1^+) \leftrightarrow ^{10}\text{N}(0_1^-)$. Postervortrag XI. Europäische Konferenz über Wenignukleonophysik in Tbilissi, August 1984

Klabes, R., E. Wierer: Comparison of various modes of energy pulse processing for submicrometer device technology

Kögler, R., L. Zollfrank: Weiterentwicklung von Lichtimpulsanlagen. Arbeitstagung Ionenimplantation, Bad Blankenburg, 25. - 29.6.1984

Kolitsch, A., B. Rauschenbach, E. Richter: Verbindungsbildung durch Ionenimplantation in Titan und Hafnium. 8. Tagung "Hochvakuum, Grenzflächen, Dünne Schichten", Dresden, 5. - 7.3.1984

Kolitsch, A., B. Rauschenbach, E. Richter: Verbindungsbildung in Titan, Zirkon und Hafnium nach Ionenimplantation. 12th Int. Symp. Hot Atom Chemistry, Balatonfüred, 24. - 28.9.1984

Kühn, B.: Die Kernkräfte im Lichte der Quark-Gluon-Struktur der Nukleonen. Institutskolloquium, Rossendorf, 31.10.1984

Manfraß, P.: Positronenemissionscomputertomographie. Wiss. Rat der Hauptforschungsrichtung Atomkernphysik, ZfK Rossendorf, Dezember 1984

Manfraß, P.: Entwicklung einer Positronenkamera im ZfK Rossendorf. III. Nuklearmedizinisches Symposium des ZfK Rossendorf und der Med. Akad. Dresden, Dresden, Dezember 1984

Matthäi, J., M. Voelskow, R. Klabes: Elektrische und strukturelle Eigenschaften von Ionenimplantierten und blitzlampenausgeheilten Poly-Si-Schichten. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25. - 29.6.1984

Matthäi, J., M. Voelskow, R. Klabes: Electrical and physical properties of light pulse and thermally annealed polycrystalline silicon films

Matthies, S.: Über den gegenwärtigen Stand der Dvf-Reproduzierungsproblematik ^{b)}

Matthies, S.: Zur exakten Formulierung der zentralen Aufgabe der quantitativen Texturanalyse. Arbeitsseminar (Ständiges Metzger Seminar zu methodischen Fragen der quantitativen Texturanalyse), Metz, Juni-Juli 1984

Matthies, S.: Klassifizierung der existierenden Reproduktionsmethoden mit Elementen einer Geisterkorrektur über die ihnen inhärenten künstlichen Konditionen. Arbeitsseminar (Ständiges Metzger Seminar zu methodischen Fragen der quantitativen Texturanalyse), Metz, Juni-Juli 1984

Matthies, S.: Filterung der Meßstatistik und analytische Darstellung experimenteller Polfiguren mittels zweidimensionaler kubischer Glättungssplines. Arbeitsseminar (Ständiges Metzger Seminar zu methodischen Fragen der quantitativen Texturanalyse), Metz, Juni-Juli 1984

Matthies, S.: Möglichkeiten zur Charakterisierung der Güte experimenteller Polfiguren und ihrer Korrektur über gruppentheoretische Invariante. Arbeitsseminar (Ständiges Metzger Seminar zu methodischen Fragen der quantitativen Texturanalyse), Metz, Juni-Juli 1984

Matthies, S.: Aufgaben und offene methodische Fragen einer echt quantitativen Texturanalyse. Arbeitsseminar (Ständiges Metzger Seminar zu methodischen Fragen der quantitativen Texturanalyse), Metz, Juni-Juli 1984

Matz, W.: Strukturbestimmungen von amorphen Festkörpern mit Neutronendiffraktion ^{b)}

Matz, W.: Bestimmung partieller Strukturaktoren für amorphes $\text{Fe}_{75}\text{B}_{25}$. Bilaterales Arbeitsseminar der Akademiezusammenarbeit DDR-UdSSR, Kiew, Mai 1984

Matz, W.: Structural Investigations of amorphous metals by neutron diffraction. XII Conf. on Applied Crystallography, Kozubnik, September 1984

Matz, W., U. Hoppe: Über die Möglichkeiten von Strukturuntersuchungen an nichtkristallinen Stoffen am Spektrometer NSWR. Arbeitsberatung über Untersuchungen kondensierter Medien am Reaktor IRR-2, Dubna, September 1984

- May, F.-R.: Signature splitting phenomena and the triaxial cranked shell model. XXII. International Winter Meeting on Nuclear Physics in Bormio, Januar 1984
- May, F.-R.: Extreme Kernzustände bei hohen Drehimpulsen ^{d)}
- May, F.-R.: Quasiparticle motion in a triaxial rotating potential. International Winter School on Nuclear Physics in Zakopane, April 1984
- May, F.-R.: Pair Correlations in Rotating Nuclei. Daresbury Laboratory, Theory Division, June 18, 1984
- May, F.-R.: Theoretical aspects of nuclear triaxiality. Workshop on High Spin States in Daresbury, Juni 1984
- May, F.-R.: Rotierende dreiaxiale Atomkerne. Universität Göttingen, II. Institut für Physik, Juli 1984
- Mende, G., M. Deutscher, B. Schmidt, F. Fenske, J. v. Borany: Die anodische Oxydation als Methode zur Passivierung elektronischer Bauelemente. Chem. Gesellschaft der DDR, Tagung der Arbeitsgemeinschaft Elektrochemie, Magdeburg, 13. - 15.3.1984
- Mende, G., M. Deutscher, B. Schmidt, F. Fenske: Anodic Oxidation as a Technique for Passivation of Electronic Devices. Conf. on Semiconductor Surfaces and Interfaces, Reinhardtsbrunn, November 14. - 19., 1983
- Mende, G., J. v. Borany, M. Deutscher, B. Schmidt, W. Skorupa, F. Fenske, W. Markgraf: Neuere Ergebnisse bei der Herstellung und Anwendung von anodischem SiO₂. III. Symposium "Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik", Frankfurt/O. 10. - 12.9.1984
- Mende, G., M. Deutscher, B. Schmidt, F. Fenske, J. von Borany: Die anodische Oxydation als Methode zur Passivierung elektronischer Bauelemente. Chem. Ges. der DDR, AG Elektrochemie, Magdeburg, 13. - 15.3.1984
- Mende, G., F. Fenske, J. Finsler, A. Lehmann, D. Schulze, Teschner, D. Treibmann: Über Struktur und Zusammensetzung von anodischem Si-Oxid. 15. Tagung "Physik der Halbleiteroberfläche", Binz, 2. - 7.4.1984
- Mende, G., J. Wende: Vergleich der Durchbruchfeldstärken von anodisch und thermisch erzeugten MOS-Strukturen. 6. Herbstschule "Isolatorphysik für die Mikro- und Optoelektronik", Ahrenschoop, 3. - 8.12.1984
- Müller, H.-J.: Dichte-Funktional-Formalismus und Beschreibung von Unordnungseffekten in III-V-Mischkristallen. PH Güstrow, Seminar des Bereiches Theoretische Halbleiterphysik, 28.11.1984
- Münchow, L.: Quarks und Kernstruktur ^{d)}
- Naehring, F.K.: Ionenmikrostrahlgeräte. Klausurtagung "Ionenstrahltechnologie für die Mikrostrukturierung" ^{a)}
- Naehring, F.K.: Rechnungen zur Ionenmikrostrahlanlage. Klausurtagung "Ionenstrahltechnologie für die Mikrostrukturierung" ^{a)}
- Naehring, F.K.: Ionenmikrostrahlanlagen und Flüssigmetallionenquellen. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25. - 29.6.1984
- Naehring, F.K.: Die Rossendorfer Mikrostrahlanlage mit einer Gallium-Flüssigmetallionenquelle. Kolloquium im VEB Carl Zeiss Jena, 5.11.1984
- Neubert, W.: Über die Möglichkeit eines Phasenüberganges in der Fragmentierung von Proton-Kern-Stößen bei 1 GeV. Wenigteilchen-Symposium, Gatchina, 25.4.1984
- Neubert, W.: Ein schneller Monitor mit Lawinenzählern für hohe Intensitäten am ausgeführten Strahl des Synchrophasotrons. Seminarvortrag, Dubna, LWI, 5.12.1984
- Neubert, W.: Lawinenzähler in Experimenten bei mittleren und hohen Energien. Seminarvortrag, Dubna, LWI, 5.12.1984
- Parkins, D., C. Weise, F. Wieser, A. Zetzsche: Ausheilung von Si-implantierten GaAs durch inkohärente Lichtimpulse. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25. - 29.6.1984
- Parkins, D., C. Döring, C. Weise, F. Wieser, A. Zetzsche, J. Hüller: Annealing of silicon implanted GaAs by incoherent light pulses
- Parkins, D., C. Döring, C. Weise, F. Wieser, J. Hüller: Annealing of silicon implanted GaAs by incoherent light pulses. Conference on "Physics and Technology of GaAs and other III-V semiconductors", Reinhardtsbrunn, 19. - 24.11.1984

Petuchov, V.M., I.B. Chaibullin, M.M. Zaripov, R. Grötzschel, M. Voelskow, R. Klages: Untersuchung von Siliciden, die durch Ionenimplantation von Eisen in Silizium erhalten worden. 2. Symposium zur Zusammenarbeit der AdW der DDR und UdSSR zum Thema 1.13., Minsk, 15. - 19.10.1984

Pfützner, A.; Fast fission - ein neuer Mechanismus zwischen tiefinelastischen und Fusionsreaktionen

Pfützner, A.: Collective fluctuations and intrinsic equilibration. VIK Dubna, UFG, Juni 1984

Posselt, M.: Zur Theorie der effektiven Magnetisierungskurve heterogener Ferromagnetika. HFV Dresden, Seminar des WB Physik, 14.3.1984

Posselt, M.: Thermodynamik, im Rahmen einer Vorlesungsreihe über Festkörperphysik, ZfK Rossendorf (10 Vorlesungen), April bis Dezember 1984

Prade, H.: In-Beam Investigations and Structure Studies of $N = 82$ and $Z = 50$ Nuclei. Excited states of ^{138}Ba , ^{140}Ce , ^{114}Sn . Int. Symp. on In-Beam Nuclear Spectroscopy, Debrecen, 14. - 18.5.1984

Procop, M., P. Urwank, L. Spieß, W. Borchardt, G. Lippert: Eigenschaften gesputterter MoSi-Schichten. III. Symp. "Phys. Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik", Frankfurt/O., 10. - 12.9.1984

Prokert, F.: Neutronenstreuuntersuchungen sukzessiver Phasenübergänge an Kristallen mit $Fm\bar{3}m$ Struktur

Prokert, F., K.S. Alexandrov: Beiträge der Neutronenstreuung bei der Untersuchung sukzessiver Phasenübergänge von Kristallen mit O_h ($Fm\bar{3}m$)-Struktur. 12. Frühjahrsschule "Ferroelektrizität" Güntersberge, April 1984

Prokert, F.: Kernphysikalische Meßmethoden in der Materialforschung - Neutronenexperimente an nichtmetallischen keramischen Werkstoffen. Sektion Physik, KMU Leipzig, 6.6.1984

Rauschenbach, B., K. Mecke: Elektronenmikroskopische Untersuchungen an implantiertem und zyklisch verformtem Nickel. 11. Tagung "Elektronenmikroskopie", Dresden, 16. - 18.1.1984

Rauschenbach, B.: Elektronenmikroskopische Untersuchungen an Eisen nach Stickstoffimplantation. 11. Tagung "Elektronenmikroskopie", Dresden, 16. 18.1.1984

Rauschenbach, B., E. Richter, K. Hohmuth: Ion mixing - ein Beschichtungsverfahren ohne Grenzflächen. 8. Tagung "Hochvakuum, Grenzflächen, Dünne Schichten", Dresden, 5. - 7.3.1984

Rauschenbach, B., R. Dietrich, G. Blasek: Untersuchung von Hochdosis-Implantationsprofilen in Metallen. 8. Tagung "Hochvakuum, Grenzflächen, Dünne Schichten", Dresden, 5. - 7.3.1984

Rauschenbach, B., E. Richter: Implantationsinduzierte Phasen und mechanische Eigenschaften. 15. Metalltagung, Dresden, 16. - 18.4.1984

Rauschenbach, B., E. Richter: Electronmicroscopical investigations of supersaturated metal-metal solid solutions formed by ion implantation. 8th Europ. Congr. Electron Microscopy, Budapest, 13. - 18.8.1984

Rauschenbach, B.: Hochdosis-Ionenimplantation von Stickstoff in Eisen. Symposium "Stickstoff in Eisen", Dresden, 28.10.1984

Rauschenbach, B., V. Heera: Formation of borides and nitrides by ion implantation in iron. VIII. Int. Symp. on Boron, Borides, Carbides, Nitrides and Related Compounds, Ibilissi, 8. - 12.10.1984

Rauschenbach, B.: Synthesis of borides, carbides and nitrides in metal surfaces by high-dose ion implantation. VIII. Int. Symp. on Boron, Borides, Carbides, Nitrides and Related Compounds, Ibilissi, 8. - 12.10.1984

Reinhardt, H.: Geometric approach to dissipation and application to the nuclear many-body problem. Int. Workshop on "Semiclassical methods in Nuclear Physics", Grenoble, März 1984

Reinhardt, H.: Semiclassical description of metastable many-body system. ISN Grenoble, April 1984

Reinhardt, H.: Differential geometric approach to dissipation in many-body systems. III Grenoble, April 1984

Reinhardt, H.: Dynamical treatment of phase transition in hot nuclear matter. NBI Kopenhagen, Juni 1984

Reinhardt, H.: Differential geometrischer Zugang zur Dissipation. Dresdner Seminar für Theoretische Physik, Juni 1984

Reinhardt, H.: Fieldtheoretical treatment of the liquid vapor phase transition in hot nuclear matter. Int. Conference on High-Energy Heavy-Ion Collision, Darmstadt, Oktober 1984

Reintzsch, R., K. Friedland, J. Hüller, K. Wollschläger: Investigation of Acceptors and Defects in Ion Implanted GaAs after incoherent Light Annealing. Conf. on Physics and Technology of GaAs and other III-V-Semiconductors, Reinhardtsbrunn, 19. - 24.11.1984

Roß, R.: Die Zukunft der Si-Dotierung im RFR. Methodisches Institutseminar, 9.2.1984

Roß, R., A. Zetsche, G. Grundmann, H. Beulich, H.G. Forner, D. Clauß, J. Sickert: Herstellung von widerstandshomogenem Halbleitersilicium mittels Neutronenbestrahlung. Weiterbildungsveranstaltung TH Karl-Marx-Stadt "Technologie der Mikroelektronik", 15. - 18.10.1984

Rotter, I.: Lithium induced nuclear reactions ^{d)}

Rotter, I.: Nuclear structure investigations with inclusion of continuum states. Int. Symp. on Nuclear Excited States, Lodz, Juni 1984

Rotter, I.: Spectroscopic investigation of isolated and overlapping resonance states. Brasov International School, Atomic and Nuclear Heavy Ion Interactions, Boiana Brasov, September 1984

Rotter, I.: Spectroscopic properties of highly excited nuclear states. Rez, Dezember 1984

Rudolph, W., C. Heiser, F. Herrmann, G. Mende, H. Flach, G. Jungnickel, G. Kelm: Die Messung von Wasserstoff-Tiefenprofilen mittels Kernreaktionen. III. Symposium "Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik", Frankfurt/O., 10. - 12.9.1984

Rudolph, W., C. Bauer, D. Grambole, C. Heiser, F. Herrmann, G. Mende, H. Flach, G. Jungnickel, G. Kelm: Die Messung von Wasserstoff-Tiefenprofilen mittels der $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha, \gamma)^{12}\text{C}$ -Kernreaktion. III. Symposium "Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik", Frankfurt/O., 10. - 12.9.1984

Scharff, W., J.-W. Erben, K. Höppner, Ch. Weißmantel, R. Klages, J. Matthäi, M. Voelskow, E. Wieser: TEM-investigations of recrystallized silicon islands on insulators by zone melting and flash lamp irradiation

Schilling, K.-D.: Einige Aspekte der Fusion und Spaltung schwerer Kernsysteme ^{d)}

Schilling, K.-D.: Einige Aspekte der Fusion schwerer Kernsysteme. Kolloquium der Sektion Physik der TU Dresden, Wissenschaftsbereich Kernphysik, Pirna, 13.6.1984

Schmidt, A.: Ionenstrahlolithographie. Klausurtagung "Ionenstrahltechnologie für die Mikrostrukturierung" ^{a)}

Schmidt, B.: Sensortechnik im ZfK. Winterschule Bereich W, Opach, 11.1.1984

Schmidt, B., H. Schott: Positionsempfindliche Silizium-Fotoempfänger. Wiss. Arbeitskonferenz "Ergebnisse der Industrieroboterforschung an der AdW der DDR", Berlin, 21. - 22.2.1984

Schmidt, B., H. Schott: Anwendung der Hybridtechnik zur Integration von sensitiven Elementen mit Komponenten der Nachfolgeelektronik. 3. Hybridtagung, Gera, 21. - 22.3.1984

Schmidt, B., H. Schott: Optoelektronische Halbleitersensoren. Problemseminar "Halbleitersensoren/Sensortechnik", Karl-Marx-Stadt, 9. - 14.4.1984

Schmidt, B.: Stand und Entwicklungstendenzen auf dem Gebiet der Halbleitersensoren. Problemseminar "Halbleitersensoren/Sensortechnik", Karl-Marx-Stadt, 9. - 14.4.1984

Schmidt, B., H. Schott: Position-Sensitive Photodetectors for Measurement and Control Applications. 11th Int. Symp. of the IMEKO Technical Committee 2, "Photon Detectors", Weimar, 11. - 13.9.1984

Schmidt, B.: Moderner Stand bei der Herstellung und Anwendung von Kernstrahlungshalbleitersensoren. RGW-Symposium "Stand und Perspektiven bei der Entwicklung von Kernstrahlungsdetektoren - DEF'84", Warschau, 8. - 12.10.1984

Schott, H., B. Schmidt: Hybridintegrierter optoelektronischer Sensor zur Positions- und Lagererkennung. 3. Hybridtagung, Gera, 21. - 22.3.1984

Schott, H., B. Schmidt: Optoelektronische Halbleitersensoren. Problemseminar Sensortechnik, Karl-Marx-Stadt, 13.4. - 19.4.1984

Schott, H.: Sensoren im Meß-, Steuer- und Regelungsprozeß. Kdf-Fachtagung Rationalisierung des WfZ-Feinkeramik, Meißen, 12.9.1984

Schubert, D.: Eigenschaften polykristalliner Halbleitersensoren. Problemseminar Sensortechnik, Karl-Marx-Stadt, 9. - 14.4.1984

Schulz, H.: Zum Phasenübergang in Kernmaterie ^{d)}

Schulz, H.: The hydrodynamical expansion towards the liquid-gas phase transition. NBI Kopenhagen, Mai 1984

- Schulz, H.: Der Quark-Gluon Phasenübergang. Herbstschule der Universität Rostock, Ahrenshoop, November 1983
- Schulz, H.: Zum Koaleszenzmechanismus in relativistischen Schwerionenreaktionen. Dubna, Dezember 1983
- Seidel, W.: Positionsempfindliche Parallelplattenzähler. Symposium zu Experimenten am Strahl schwerer Ionen, Varna, 13. - 19.9.1984
- Seifert, G., V. Heera, P. Ziesche: Semirelativistische sw-X method - a suitable scheme for calculation of inner shell electronic structure. Poster, X'84, International Conference on X-Ray and Inner-Shell Processes in Atoms, Molecules and Solids, Leipzig, 20. - 25.8.1984
- Sieber, N., F. Fenske: Annealing characteristics of ion implantation damage at the Si/SiO₂ interface after pulse heat treatment^{c)}
- Sieber, N., F. Fenske: Zur Ausheilung von Implantationsschäden im Gebiet der Si/SiO₂-Grenzfläche durch unterschiedliche Wärmebehandlungsmethoden. 15. Arbeitstagung "Physik der Halbleiteroberfläche", Binz, 1984
- Sieber, N., F. Fenske: Annealing Characteristics of Ion Implantation Damage at the Si/SiO₂ Interface after Pulse Heat Treatment^{c)}
- Skorupa, W., E. Hensel, W. Hoffmann, U. Kreißig, K. Wollschläger, H. Bartsch: Herstellung von SOI-Strukturen durch Stickstoff-Hochdosisimplantation. III. Symposium "Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik", Frankfurt/O., 1984
- Skorupa, W., U. Kreißig, E. Hensel, W. Hoffmann, M.T. Pham: Formation of a SOI-structure by High Dose Nitrogen Implantation and Flash Lamp annealing^{c)}
- Skorupa, W., U. Kreißig, E. Hensel, K. Wollschläger, W. Hoffmann, M.T. Pham: Formation of a SOI structure by high dose nitrogen implantation and flash lamp annealing^{c)}
- Sodan, H.: Untersuchung der Eigenschaften der niederenergetischen Spaltung schwerer Kerne mit der Anlage DEMAS und das Projekt PHOBOS. Symposium zu Experimenten am Strahl schwerer Ionen, Varna, 13. - 19.9.1984
- Stary, F.: Zeit- und positionsempfindliche Detektoren auf der Grundlage von Mikrokanalplatten. Symposium zu Experimenten am Strahl schwerer Ionen, Varna, 13. - 19.9.1984
- Stiehler, J.: A measurement of the total cross section of the reaction $n+p \rightarrow d+\gamma$ at $E_n = 25$ MeV. Allunionskonferenz über Kernstruktur 1984 in Alma-Ata, UdSSR, und auf der IX. Europäischen Konferenz über Few Body Problems in Physics, Ibiilissi, 1984
- Jesch, S.: Experimentelle Untersuchung relativistischer Hadron-Kern- und Kern-Kern-Stöße. Frühjahrschule IfH Zeuthen, Matzlow-Garwitz, Mai 1984
- Jesch, S.: Im Grenzland von Kern- und Elementarteilchenphysik - Ergebnisse und Perspektiven. Institutskolloquium, Rossendorf, 13.6.1984
- Urwank, P., E. Wieser, A. Hässner, Chr. Kaufmann, H. Lippmann: Formation of MoSi₂ by light pulses^{c)}
- Urwank, P., E. Wieser: Herstellung von MoSi₂-Schichten mittels Blitzlampenbestrahlung. III. Symposium "Physikalische Grundlagen zu Bauelementetechnologien der Mikroelektronik", Frankfurt/O., 10. - 12.9.1984
- Urwank, P., E. Wieser: Herstellung von MoSi₂-Schichten mittels Blitzlampe. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25. - 29.6.1984
- Urwank, P.: Spektrenanalyse mit störungstheoretischem Konzept. Frühjahrschule des WB "Angewandte Kernphysik" der KMU Leipzig, Klingenthal, 24.4.1984
- Urwank, P.: Varianten zur Peaksuche. Frühjahrschule des WB "Angewandte Kernphysik" der KMU Leipzig, Klingenthal, 23.4.1984
- Voelskow, M., J. Matthäi, R. Klages, G. Otto: Modeling of electrical properties and diffusion phenomena in polycrystalline silicon^{c)}
- Voelskow, M., J. Matthäi, K.-H. Stegemann, D. Gerigich: Zone-melting recrystallization of LPCVD silicon films using a movable halogen lamp^{c)}
- Wieser, E., R. Klages, R. Kögler, D. Panknin: Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration in As-implantiertem Silizium von Temperatur-/zeit-Regime der Ausheilung. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25. - 29.6.1984
- Wieser, E., R. Klages, R. Kögler, D. Panknin: Dependence of the charge carrier concentration in implanted silicon on the temperature-time mode of annealing and dopant concentration^{c)}
- Winter, G.: Fast M1 transitions in the band crossing region. 34. Allunionskonferenz über Kernphysik, Alma-Ata, 17. - 21.4.1984

Winter, G.: Strategien bei der Spektrenzerlegung. Frühjahrsschule KMU Leipzig, WB "Angewandte Kernphysik", Klingenthal, 23. - 27.4.1984

Wünsch, R.: Quarks und Kerne ^{d)}

Wünsch, R.: The excitation of the nucleus ⁴⁰Ca by means of medium-energy projectiles described in continuum shell-model approximation. Int. Symp. on Nuclear Excited States, Lodz, Juni 1984

Wünsch, R.: Die einheitliche Beschreibung direkter und resonanter Prozesse in der inelastischen Streuung mittelenergetischer Projektile am Kern ⁴⁰Ca. UJF Rež, April 1984

Zakirov, G.G., I.B. Chaibullin, F.I. Styrkov, M.M. Zaripov, M. Voelskow, R. Klages: Laserausheilung hochdisperser Germaniumschichten. 2. Symposium zur Zusammenarbeit der AdW der DDR und UdSSR zum Thema 1.13., Moskau, 15. - 19.10.1984

VERANSTALTUNGEN

a) Klausurtagung "Ionenstrahltechnologie für die Mikrostrukturierung", Rosenthal-Schweizermühle, 23. - 27.1.1984

b) Internationale Schule Neutronenstreuung, Stadt Wehlen, 30.1. - 3.2.1984

c) International Conference on ENERGY PULSE MODIFICATION OF SEMICONDUCTORS AND RELATED MATERIALS, Dresden, 25. - 28.9.1984, EPM'84

d) Winterschule Kernphysik, Fleeth (Mecklenburg), 25. - 30.3.1984

WISSENSCHAFTLICHE PREISE

Institutspreis des ZfK, Kategorie I, 2. Preis 1983/84

I. Rotter: Kernstrukturuntersuchungen mit Berücksichtigung des Kontinuums

Institutspreis des ZfK, Kategorie II, 1. Preis 1983/84

W. Hoffmann, M.T. Pham: Entwicklung eines pH-Wert-Sensors für biomedizinische Anwendung

Institutspreis des ZfK, Kategorie II, 2. Preis 1983/84

U. Kreißig, E. Hensel, W. Skorupa, K. Wollschläger: Herstellung und Untersuchung dielektrischer isolierender Schichten durch stöchiometrische Implantation

Institutspreis des VIK Dubna 1983/84, Kategorie 3, 2. Preis

W. Seidel, H. Sodan, P.L. Kowalow, S.M. Lukjanow, V.I. Nosokin, Yu.Z. Oganessian, Yu.I. Penionskewitsch, F. Stary, W.D. Fromm, K.D. Schilling: Entwicklung, Aufbau und Anwendung von Präzisionsspektrometern zur Registrierung von Kernreaktionsprodukten an Schwerionenstrahlen

Institutspreis des VIK Dubna 1983/84, Kategorie 4, 2. Preis

M. Betzl, K. Walther, I.P. Drechsler, W. Matz, J. Tobisch, K. Feldmann, L. Fuentes, K. Hennig: Texturuntersuchungen an polykristallinen Festkörpern mittels Neutronendiffraktion und Flugzeitmethode

Bereichspreis Kategorie I, 1. Preis 1984

W. Enghardt, W.D. Fromm, H.U. Jäger, L. Käubler, H.-J. Keller, H. Prade und F. Stary: Neue Zustände positiver Parität und Schalenmodellbeschreibung von ¹¹¹Sn

Bereichspreis (Sonderpreis) 1984

F. Eichhorn, J. Kulda, P. Mikula: Study of Asymmetric Neutron Diffraction Including the Transition from Bragg to Laue Case

Bereichspreis Kategorie I, 2. Preis 1984

B. Kämpfer, R. Wünsch: The unified description of direct and resonant process in the inelastic scattering of medium-energy projectiles

Bereichspreis Kategorie II, 1. Preis 1984

U. Lorenz: UV-empfindliche Fotodiode

Bereichspreis Kategorie II, 2. Preis 1984

E. Wieser, P. Urwank: Untersuchung zur Eignung der Lichtimpulsbestrahlung für die Silizidbildung und Charakterisierung der Silizide durch kernphysikalische Methoden

Bereichspreis Kategorie III, 1. Preis 1984

J. Hutsch, B. Kühn, J. Mösner, K. Möller, W. Neubert, W. Pilz, G. Schmidt und I. Stiehler: A charged particle spectrometer for measuring neutron-induced reaction products. A measurement of the total cross section of the reaction $n+p \rightarrow d+\gamma$

Bereichspreis Kategorie III, 2. Preis 1984

W. Neubert: Ortsempfindlicher Lawenzähler

Bereichspreis Kategorie IV, 1. Preis 1984

L. Bischoff: Untersuchungen zur Ausbildung von Defekten in Si-Halbleiterdetektoren

Bereichspreis Kategorie V 1984

J. Müller, R. Roß: Chemische Prozesse in der Mikroelektronik-Technologie

AUSZEICHNUNGEN

Fromm, W.D.: Entwicklung und Ersteinsatz des Mikrorechnersystems MPS 4944. Banner der Arbeit, Stufe 1 im Kollektiv

Reichel, P.: Entwicklung und Einsatz des Mikroprozessorsystems MPS 4944. Banner der Arbeit, Stufe 1 im Kollektiv

BERUFUNGEN

Dr. sc. nat. S. Matthies wurde am 7.9.1984 zum Professor der AdW berufen.

HUMBOLDT-UNIVERSITÄT ZU BERLIN, SEKTION PHYSIK, BEREICH 06 - ATOMSTOSSPROZESSE DER FESTKÖRPERPHYSIK

VERÖFFENTLICHUNGEN

Bollmann, J., H. Klose, A. Mertens: Erzeugung und Eigenschaften ionenimplantierter Schottky-Übergänge in Si. Proc. der 15. Tagung Physik der HL-ÖF, ZfP d. AdW (eingereicht Mai 1984)

Düsterhöft, H., G. Linsel, G. Urban: Eine Anordnung zur Untersuchung von positiven und negativen Sekundärionen von leitenden und isolierenden Proben mit SIMS. Exp. Techn. Phys. 32 (1984) 131

Frentrup, W., M. Griepentrog, H. Klose, G. Kreysch, U. Müller-Jahreis: Influence of Alkali Metals on the Negative Secondary Ion Emission of Silicon. Phys. Status Solidi (A) 84 (1984) 269

Frentrup, W., M. Griepentrog, H. Klose, G. Kreysch, U. Müller-Jahreis: Influence of Alkali Metals on the Negative Secondary Ion Emission of Silicon. Proc. Intern. Conf. SIMS IV, Springer Series in Chemical Physics 36 (1984) 43

Frentrup, W., M. Griepentrog, H. Klose, U. Müller-Jahreis: Getterung von Kupfer in innenstrahlgeschädigten Bereichen in GaP und GaAs. Proc. Int. Conf. Solid State Devices and Materials, Kobe 1984

Lenkeit, K.: Berechnungen des Durchbruchswinkels unter den Bedingungen des Axial-Flächen-Überganges. Arbeiten zur 13. Allunionskonf. "Physik der Wechselwirkung geladener Teilchen mit Festkörpern". Moskau: Verlag der MGU 1984, S. 26

Lenkeit, K., R. Stolle, P. Gehrman, Yu.V. Bulgakov: Energieverluste korrelierter Protonen mit Energien von 200 bis 300 keV in Si. Arbeiten zur 13. Allunionskonf. "Physik der Wechselwirkung geladener Teilchen mit Festkörpern". Moskau: Verlag der MGU 1984, S. 75

Riedel, M., H. Düsterhöft: Energy distribution of positive secondary ions from pure elements and amorphous alloys. Proc. Intern. Conf. SIMS IV; Springer Series in Chemical Physics 36 (1984) 75

Riedel, M., H. Düsterhöft: Wie funktioniert die Crookesche Lichtmühle? Jugend und Technik 39 (1985)

Riedel, M., H. Düsterhöft: Der kardalische Kreisel. Jugend und Technik 41 (1985)

Rüdenauer, F.G., M. Riedel, H.E. Beske, H. Düsterhöft u.a.: An Inter-Laboratory Cross Calibration Experiment for SIMS-Quantification. OEF/S Report A 0561 (1984)

Schade, U., F. Bernhard, U. Müller-Jahreis: Beschreibung eines Oberflächenmeßgerätes für den Submikrometerbereich. FSI Jena, Exp. Meth. Wiss. Gerätebau, 84/12

Schenk, A., K. Irmscher, D. Suisky, R. Enderlein, F. Bechstedt, H. Klose: Electric field effect on multiphonon transitions at deep centres. Proc. Int. Conf. Sem. Physics, San Francisco 1984

DIPLOMARB EITEN

Schulze, ...: Energieverteilungen positiver Sekundärionen beim Beschuß von reinen Metall- und Halbleitermaterialien mit Edelgas- und Alkaliionen, Juli 1984

Trieloff, G.: Untersuchungen zum Einfluß der Implantationstemperatur auf das Verhalten von Al-implantierten Kontakten auf p-Silizium unter Verwendung von Kapazitäts-Spannungsmessungen, Juni 1984

Trieloff, S.: Berechnung projizierter Reichweiten bei der Implantation von Ionen in Festkörpern, Juni 1984

Wolf, G.: Untersuchungen zur Ionenstrahlinduzierten Ausheilung amorphisierter Siliziumschichten, Juni 1984

PROMOTIONEN A

Lukasch, B.: Untersuchungen zu Langzeitausheilungen durch Implantation amorphisierter Siliziumschichten, 9/84

Zeißig, D.: Untersuchungen an Legierungskontakten auf Ga(AsP) zur Bestimmung ihrer elektrischen und metallurgischen Eigenschaften, 11/84

VORTRAGE

Bollmann, J., H. Klose, A. Mertens: Erzeugung und Eigenschaften ionenimplantierter Schottky-Übergänge in Silizium. 15. Arbeitstagung ZfE "Physik der Halbleiteroberfläche", Binz, April 1984

Bollmann, J., H. Klose, A. Mertens: Zu einigen Eigenschaften ionenimplantierter Schottky-Übergänge. "Ionenimplantation", 10. Arbeitstagung der FSU Jena, Bad Blankenburg, Juni 1984

Irmscher, K., H. Klose, K. Maas: Elektronische Eigenschaften von Implantationsdefekten in Silizium. "Ionenimplantation", 10. Arbeitstagung der FSU Jena, Bad Blankenburg, Juni 1984

Düsterhöft, H.: A New Method for the Interpretation of Energy Distributions Measures on Secondary Ions. Fötvös-Universität Budapest, Lehrstuhl f. Physikal. Chemie, Okt. 1984

Dvurechenski, A.V., N.M. Jagonina, H.-D. Geiler, U. Jahn, A. Mertens: Impurity profiles at variable crystallization velocity of pulse healed silicon. EPM 1984, Dresden, Sept. 1984

Klose, H.: Low energetic ion implantation. Hosei-University, Tokyo, Nov. 1983

Klose, H., K. Irmscher, K. Maas: Physical properties of implantation defects and deep centres in silicon. Kyoto-University, Nov. 1983

Klose, H.: Low energy ion beam bombardng on Silicon. Kyoto-University, Nov. 1983

Klose, H.: On the role of defects in degradation of electronic devices. Inst. of Atomic Energy der Rikkyo University Tokyo, Nov. 1983

Klose, H.: Humboldt-University and Physics of the University. Rikkyo University Tokyo, Nov. 1983

Klose, H.: Applications of low energetic ion implantation in Si and some properties of implantation defects. Tokyo University, Deptm. of General Education, Dez. 1983

Klose, H.: Vortrag über den Studienaufenthalt in Japan. KMU Leipzig, XII. Frühjahrsschule Breitenstein, April 84; Kulturpraktikum 1. Stdj. Egsdorf, April 84; Bereich 09, Sektion Physik, Mai 84; im OE-Technikum 10/84; Sektion Physik der FSU Jena, Mai 84

Klose, H.: Probleme der Mikro- und Optoelektronik. URANIA Präsidium - VEB Komb. Keramische Werke Hermsdorf, Hermsdorf, Mai 1984

Klose, H.: Stand und Entwicklungstendenzen der Mikroelektronik. URANIA Präsidium - VEB Elektronik, Gera, Mai 1984

Klose, H.: Anwendungen der niederenergetischen Ionenimplantation. XII. Frühjahrsschule der KMU "Physik und Chemie der $A_{III}B_{V}$ -Halbleiter", Breitenstein, April 1984

Lohner, I., G. Mezey, M. Fried, E. Kolai, F. Paszti, F. Banyai, G. Vizelety, E. Jaroli, J. Gyulai, L. Ghita, C. Ghita, H. Kerkow, A. Mertens, M. Somogyi: Analysis of high dose implanted silicon by high depth resolution RBS, spectroscopic ellipsometry and IEM. Material Research Society 1984, Fall Meeting, Nov. 1984, Boston

Müller-Jahreis, U.: Sekundärionenmikroskopie. Universität Setif, Algerien, 1984

Müller-Jahreis, U., W. Frentrup, M. Griepentrog, H. Klose: Über einige Aspekte der Oberflächenanalyse von Festkörpern mittels Sekundärionenmassenspektroskopie. 1er Sem. Int. Phys. Surf. Solides, Setif, Algerien, 1984

Riedel, M., H. Düsterhöft, R. Daus, G. Motesczki: Die Energieverteilung positiver Sekundärionen aus reinen Elementen und amorphen Legierungen. XXVII. Ungar. Analysen Konferenz, Szombathely, Juni 1984

Wedell, R.: Calculation of Proton Energy Losses in the Intermediate Energy Region. Workshop on "Stopping Power for Low Energy Ions", Linz, Sept. 1984

Wedell, R.: Anregung von Röntgenstrahlung durch Ionen in Wolframeinkristallen. Moskau: MGU 1983

Wedell, R.: Berechnung von Rückstreuoeffizienten und mittleren Energien der gestreuten Teilchen in Einzelstoßnäherung. Moskau: MGU 1983

Wedell, R.: Nutzung der Zweierstoßmethode zur halbklassischen Berechnung von Energieverlusten von Protonen. Moskau: MGU 1984

ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG, ROSSENDORF, BEREICH G

VERÖFFENTLICHUNGEN

Anosov, W.N., J.N. Denisov, S. Hiekmann, W.-J. Linnemann, G. Pietzsch: Algorithmus zur Optimierung des Injektionsstraktes eines Isochronzyklotrons für Elektronen (in russ.), Preprint 10-83-550, VIK Dubna (1983)

Anosov, W.N., J.N. Denisov, S. Hiekmann, W.-J. Linnemann, G. Pietzsch: Minimisierung der Teilchenverluste im Injektionsstrakt eines Elektronenzyklotrons (in russ.), Prib. Tekh. Eksp. 1 (1983) 27

Dienel, G., E. Richter, H. Reuther, J. Dietrich: Verfahren zur Verbesserung der Verschleißbeständigkeit, DDR-Patent WP C23F/268 748 8

Dietrich, J.: Stand und Entwicklung von Ionenquellen für Beschleuniger. ZfK-516 (1984)

Kerber, G., H. Odrich, J. Dietrich, W. Naumann: Ionenquelle mit Verdampfer, DDR-Patent, WP H05H/265 489 8

Matthes, H., W. Pfestorf, L. Steinert: The Effect of the Source Optics and the Temperature of the Sputter Surface on the Negative Ion Yield of the Sputter Source MISS-4M, Nucl. Instrum. Methods 220 (1984) 112

Matthes, H., W. Pfestorf, L. Steinert: Sputtertargetträger für eine invertierte Ionensputterquelle, DDR-Patent, WP H01J/235 039 2

Matthes, H., W. Pfestorf, L. Steinert: Targetträger für eine invertierte Ionensputterquelle, DDR-Patent, WP H01J/255 040 7

BERUFUNGEN UND ERNENNUNGEN

Dr. sc. nat. Ruprecht Fülle wurde mit Wirkung vom 1.2.1984 zum Honorarprofessor für Experimentalphysik an die Technische Universität Dresden berufen.

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Büttig, H.: Beam Monitor Developments at the Rossendorf Cyclotron. XIV. Int. Symposium on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application, Gaußig, 1984

Büttig, H., J. Dietrich: Thermographische Untersuchungen einer PIG-Ionenquelle mit indirekter Heizung. Bereichsseminar im LJAR, VIK Dubna, 4.12.1984

Friedrich, M.: Ionenoptische Untersuchungen am Tandembeschleuniger EGP-10-1.^{a)}

Gratzsch, H.: Zur Herstellung kurzlebiger Nuklide am Rossendorfer Zyklotron U-120. 4. Gemeinschaftskolloquium der Medizinischen Akademie Dresden und des ZfK Rossendorf, Dresden, 19.12.1984

Dietrich, J., U. Jahn: Ionenoptische Untersuchungen für stromstarke Neutronengeneratoren.^{a)}

Dietrich, J.: Ionenquellen von Teilchenbeschleunigern. Klausurtagung "Ionenstrahltechnologie für die Mikrostrukturierung", Rosenthal, 23. - 27.1.1984

Dietrich, J.: Ionenquellenentwicklung und Lithiumbeschleunigung am Rossendorfer Zyklotron U-120. Bereichsseminar im LJAR, VIK Dubna, 5.6.1984

Dietrich, J., U. Jahn: Extraction-Process Calculation for a Duoplasmatron Ion Source. XIV. Int. Symposium on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application, Gaußig, 1984

Hartmann, B.: Struktur und Aufgaben eines Mikrorechnerbetriebssystems zur Prozeßführung am Rossendorfer Tandemgenerator. VIII. Fachtagung "Mikroelektronik", Görlitz, 30. - 31.5.1984

Hiekmann, S., R. Fülle: Das Bildschirmgerät als Kommunikationsmedium bei der manuellen Prozeßführung. VIII. Fachtagung "Mikroelektronik", Görlitz, 30. - 31.5.1984

Jahn, U., J. Dietrich: Ion Optics of the Intense Neutron Generator INGE-1. XIV. Int. Symposium on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application, Gaußig, 1984

Linnemann, W.-J.: Software-Gestaltung für ein aus Klein- und Mikrorechner bestehendes verteiltes Prozeßrechnersystem (GDPNET). VIII. Fachtagung "Mikroelektronik", Görlitz, 30. - 31.5.1984

Linnemann, W.-J.: Kommunikationsprobleme in einem verteilten Prozeßrechnersystem. Problemseminar T. Dresden, Nassau, 8. - 14.10.1984

Matthes, H.: Kurzbericht über die 6. Tandemkonferenz in Chester, Großbritannien, April 1983 ^{a)}

Matthes, H.: The Improved Sputter Source MISS-4M. Seminarvortrag, Universität Helsinki, Finnland, Juni 1984

Probst, W.: Elektronische Arbeiten am Tandembeschleuniger EGP-10-1. a)

Turuc, S.: Betriebsergebnisse am Tandembeschleuniger EGP-10-1. a)

a) V. Tandemseminar, Obninsk, UdSSR, 6. - 10.2.1984

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN, SEKTION PHYSIK, WB KERNPHYSIK

VERÖFFENTLICHUNGEN

- Florek, M., Oravec, J., Szarka, I., Holy, K., Jahn, U., Helfer, H.: Study of (n, α)-Reactions on the ^{55}Mn and ^{69}Ga -Isotopes with 3 MeV Neutrons, Czechoslovak Journal of Physics, Vol. B 34 (1984) 30
- Förtsch, H., Schmidt, D., Seeliger, D., Streil, T., Lovchikova, G.N., Trufanov, A.M.: Querschnitte der elastischen und unelastischen Neutronenstreuung an den Kernen ^6Li und ^7Li bei der Einschussenergie $E_0=8.90$ MeV (in russ.), Yad. Konst. 52 (1983) 16
- Gleisberg, F., Esche, H.-J.: Basisansteuerung von Hochvolt-Schalttransistoren, radio fernsehen elektronik 33 (1984) H. 1, 47
- Gleisberg, F., Meiling, W.: Voltage-controlled power supplies in nuclear physics experimental arrangements, Proc. XI. Int. Symp. on Nucl. Electronics Bratislava (1984) 155
- Hermsdorf, D.: On the use of nuclear data for scientific and technological applications, Comp. Phys. Communications 33 (1984) 147
- Hermsdorf, D., Kalka, H., Seeliger, D., Ignatyuk, V.A.: Beschreibung der Winkelabhängigkeit der unelastischen Streuung schneller Neutronen im Rahmen des generalisierten Excitonenmodells und direkter Reaktionen (in russ.), Proc. VI. Int. Conf. on Neutron Physics Kiev (1984) 131 (I)
- Köhler, M., Meiling, W.: Einclip-Mikrorechner im wissenschaftlichen Gerätebau, Wiss. Zeitschrift der TU Dresden 33 (1984) H. 4
- Köhler, M., Meiling, W.: Proc. XI. Int. Symp. on Nucl. Electronics Bratislava (1984) 176*
- Lovchikova, G.N., Polyakov, A.V., Salnikov, O.A., Simskov, S.P., Sukhikh, S.F., Trufanov, A.M., Schmidt, D., Streil, T.: Elastische Neutronenstreuung an ^{12}C bei der Einschussenergie 21 MeV (in russ.), Proc. VI. Int. Conf. on Neutron Physics Kiev (1984) 230 (III)
- Märten, H., Seeliger, D.: Description of the $^{252}\text{Cf}(sf)$ neutron spectrum in the framework of a generalized Madland-Nix model, INDC(GDR)-30L/84 (1984)
- Märten, H., Neumann, D., Seeliger, D.: Theoretical analysis of the ^{252}Cf fission neutron spectrum, INDC(NDS)-146/L (1984) 199
- Märten, H., Richter, D., Seeliger, D.: ANALYSIS OF EXPERIMENTAL DATA ON THE HIGH-ENERGY END OF THE ^{252}Cf SPONTANEOUS-FISSION NEUTRON SPECTRUM, INDC(GDR)-28/L (1984)
- Märten, H., Seeliger, D.: Analysis of the Prompt Neutron Spectrum from Spontaneous Fission of ^{252}Cf , J. Phys. G: Nucl. Phys. 10 (1984) 349
- Märten, H., Neumann, D., Seeliger, D.: Analysis of multiple-differential emission cross sections of neutrons from spontaneous fission of ^{252}Cf , INDC(GDR)-32/G (1984)
- Märten, H., Neumann, D., Seeliger, D.: Analysis of multiple-differential emission cross sections of neutrons from spontaneous fission of ^{252}Cf , TU-Informationen, Sektion Physik 05-02-84 (1984)
- Meiling, W.: Fortschritte in der kernphysikalischen Meß- und Experimentiertechnik durch Anwendung der Mikroelektronik, Kernenergie 27 (1984), Teil I, S. 170; Teil II, S. 49; Teil III, S. 133
- Meiling, W.: XI. Int. Symp. Kernelektronik Bratislava, Kernenergie 27 (1984) 170
- Pöthig, J., Meiling, W., Seidel, K.: Microcomputer controlled set-up for measurements of differential neutron cross sections, XI. Int. Symp. on Nucl. Electronics Bratislava (1984) 293
- Pöthig, J., Meiling, W.: Mikrorechnergestützte Meßwerterfassung in kernphysikalischen Experimenten mit CAMAC-Instrumentierung, Wiss. Zeitschrift der TU Dresden 33 (1984) H. 1
- Schmidt, D., Eckstein, P., Gleisberg, F., Helfer, H., Jahn, U., Krause, R., Paffrath, E., Schwierz, R., Seeliger, D.: Entwicklung eines intensiven Neutronengenerators, G4-Abschlußbericht TU Dresden, Sektion Physik (November 1984)
- Seeliger, D., Seidel, K., Meister, A., Pilz, W., Mittag, S., Tschammer, R., Pikelner, L.B., Pabst, D., Szalai, S., Vagov, V.A.: Chemisch bedingte Resonanzverschiebung, G4-Abschlußbericht TU Dresden, Sektion Physik (Juni 1984)
- Seeliger, D.: Progress Report to the INDC 1983/1984, INDC(GDR)-31/G (1984)
- Seidel, K., Hermsdorf, D., Meister, A., Märten, H., Pilz, W., Schmidt, D., Seeliger, D., Unholzer, G., Elfruth, T., Kalka, H., Pöthig, J., Eckstein, S.: Kerndateneinschätzung und Kernreaktionen mit Neutronen für die Kernspaltungstechnik und die Fusion, G4-Abschlußbericht TU Dresden, Sektion Physik (Oktober 1984)

Seidel, K., Seifert, A., Seeliger, D., Meister, A., Mittag, S., Pabst, D., Pilz, W., Tschammer, R.: Dopplerverbreiterung von Neutronenresonanzen des U-238 und des Pu-240 in Kristallgittern, verglichen mit der Gasmodellnäherung (in russ.), Proc. VI. Int. Conf. on Neutron Physics Kiev (1984) 379 (II)

Seidel, K., Meister, A., Mittag, S., Pabst, D., Pikelner, L.B., Pilz, W., Tschammer, R.: Chemische Verschiebung von Neutronenresonanzen des U-235 und die mittleren quadratischen Radien von Compoundkernzuständen (in russ.), Proc. VI. Int. Conf. on Neutron Physics Kiev (1984) 374 (II)

DIPLOMARBEITEN

Garcia Cortes: Theoretische Untersuchungen zu mehrfach-differenziellen Spaltneutronen-emissionsquerschnitten von Cf-252

Gall, U.: Weiterentwicklung des Rechenprogrammes DRUCK zur Behandlung des interstationären Brennstabverhaltens

Galvez, J.M.B.: Analyse der Energie- und Winkelabhängigkeit der unelastischen Streuung schneller Neutronen

Gohs, U.: Methodische Arbeiten für Präzisionsuntersuchungen mit Resonanzneutronen

Schubert, M.: Berechnung und Aufbau eines Linsensystems zur Fokussierung eines Deuteronenstrahls

Tiedt, A.: Entwicklung und Aufbau eines Gerätesystems zur Meßwertfassung und Steuerung der Signalausgabe mittels Mikrorechner

PROMOTIONEN B (Dr. sc. nat.)

Hermesdorf, D.: Einschätzung, Aufbereitung und Verbreitung mikroskopischer Neutronenkerndaten für praktische Anwendung, TU Dresden, 10. 5. 1984

Meister, A.: Chemische Verschiebung von Neutronenresonanzen und Änderung des mittleren quadratischen Ladungsradius des Atomkerns beim Neutroneneinfang, TU Dresden, 2. 2. 1984

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Dietrich, J., Jahn, U., Schmidt, D.: Ionenoptische Berechnungen für einen stromstarken Kaskadengenerator (in russ.), VI. Beschleuniger-Seminar FEI Obninsk, 8.2.1984

Eckstein, S., Hermesdorf, D., Schönmath, T., Tiedt, A.: ENDF/B-Verarbeitungsprogramme und deren Implementation auf EDVA der ESER-Reihe, 5. Arbeitstagung der AG Reaktorphysik des VEB KKAB Berlin, 1984

Eckstein, P.: Control and Automation of the INGE-1, XIV. Int. Symp. on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application (1984) Gaußig

Elfruth, T., Hermesdorf, D., Kalka, H., Seeliger, D., Seidel, K., Unholzer, S.: Measurement of double-differential neutron emission cross sections from lead bombarded with 14 MeV neutrons, XIV. Int. Symp. on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application (1984) Gaußig

Elfruth, T., Seeliger, D., Seidel, K., Streubel, G., Unholzer, S.: Measurement of neutron leakage spectra from a lead sphere fed with 14 MeV neutrons, XIV. Int. Symp. on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application (1984) Gaußig

Jahn, U.: Ion Optics of INGE-1, XIV. Int. Symp. on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application (1984) Gaußig

Jahn, U., Schubert, M., Schmidt, D.: Strahlaufspreizung unter Berücksichtigung der Coulombabstoßung und Raumladungskompensation durch das Restgas (in russ.), VI. Beschleunigerseminar FEI Obninsk, 8.2.1984

Jahn, U.: ION Optics of the Intense Neutron Generator INGE-1, Institutsseminar FUSAV, Bratislava, 13.12.1984

Meiling, W.: CAMAC and newer interface developments, 2. Internat. Symp. "Automation and Scientific Instrumentation 83", Warna, 16-22.5.1984

Meiling, W.: Informationsverarbeitungstechnik an der Sektion Physik der TU Dresden, KFA Jülich, Zentrallabor für Elektronik, 4. 12. 1984

Meiling, W.: Digitale Mikroprozessor-Interfacesysteme, Fachtagung "Mikroprozessortechnik '84", Gera 14./15.11.1984

Meiling, W.: Bussysteme und Interface-Standards, Fachtagung "Bus- und Interface-Systeme", KBT, Magdeburg, 13./14.12.1984

Meister, A., Mittag, S., Pilz, W., Seeliger, D., Seidel, K., Hermsdorf, D.: Doppler-Verbreiterung von ^{238}U -Neutronenresonanzen in Festkörpern, 5. Arbeitstagung der AG Reaktorphysik des VEB KKAB Berlin, 1984

Oswald, S., Meiling, W.: Ein-Chip-Mikrorechner zur Gerätesteuerung, 17. Fachkolloquium Informationstechnik, TU Dresden, 22.-24.1.1984

Paffrath, E.: Technical Equipment and Problems at INGE-1, XIV. Int. Symp. on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application (1984) Gaußig

Paffrath, E., Schmidt, D.: Erste Ergebnisse beim Einsatz einer Ionenabsorptionspumpe vom Orbitrontyp (in russ.), VI. Beschleunigerseminar FEI Obninsk, 8.2.1984

Pöthig, J., Meiling, W.: Mikrorechnergestützte Meßwertverarbeitung in kernphysikalischen Experimenten mit CAMAC-Instrumentierung, Beitrag in der Fachsektion "Automatisierung der experimentellen Forschung", Febr. 1984

Schmidt, D.: The Technical University Intense Neutron Source INGE-1, XIV. Int. Symp. on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application (1984) Gaußig

Schmidt, D.: The Intense Neutron Generator Project INGE-1 at the Technical University Dresden, Institutsseminar FUSAV Bratislava, 19.12.1984

Stange, R., Büttner, J., Meiling, W., Göring, E.: Anwendung von Mikrorechnern zur Steuerung vakuumtechnischer Anlagen, 17. Fachkolloquium Informationstechnik, TU Dresden, 22.-24.1.1984

Tunia, A.: Experimental Investigations of a Duoplasmatron Source, XIV. Int. Symp. on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application (1984) Gaußig

Unholzer, S.: Differential Neutron Emission Cross Sections from Lead at 14 MeV Incident Energy, XIV. Int. Symp. on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application (1984) Gaußig

VERANSTALTUNGEN

XIV. Intern. Symposium on Nuclear Physics - Neutron Generators and Application, Gaußig, 19. - 23. November 1984

+) Single-chip microcomputer application in small nuclear electronics devices

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN, SEKTION PHYSIK, WB ANGEWANDTE KERNPHYSIK

VERÖFFENTLICHUNGEN

Arlt, R.; Bohne, H.; Wagner, W.; Josch, M.; Musiol, G.; Ortlepp, H.-G.; Pausch, G.; Alkhozov; Ganz, L.W.; Drapchinsky, A.V.; Dushin, A.V.; Kovalenko, S.S.; Kostochkin, W.J.; Petrosak, K.A.; Rumjancev, B.W.; Solovov, S.M.; Sgibshenkov, P.S.; Fomitshev, A.V.; Shpakov, V.J.: Absolute Spaltquerschnittsmessung an ^{239}Pu mit 8,5-MeV-Neutronen, *Atomnaja Energia* 57 (1984), 249

Donez, S.D.; Trifonov, W.A.; Tutin, G.A.; Zschornack, G.; Eismont, W.W.: Die Messung der Spektren von charakteristischer Strahlung langsamer wasserstoffähnlicher Ar^{17+} -Ionen bei der Wechselwirkung mit Festkörpertargets, Preprint VIK Dubna, P7-83-627, Dubna 1983

Heckel, J.; Jugelt, P.: Quantitative Analysis of Bulk Samples without Standards by Using Peak-to-Background Ratios, *X-Ray Spectrometry* 13 (1984) 159

Jugelt, P.; Musiol, G.; Schiek, M.: Energiedispersive Röntgenspektrometer und ihre Anwendung in der Festkörperanalytik, TU-Information 05-04-84

Musiol, G.; Wagner, W.; Zschornack, G.: Atomic Physics with Highly Ionized Atoms, TU-Information 05-12-84

Zeuner, A.: Process Analysis in the Building Material Industry by Means of Open Radioactive Nuclides, IKIB 84 Special Session in Nuclear and Related Methods for Nondestructive Testing in Civil Engineering

Zschornack, G.: Characteristic x-rays highly charged noble gas ions, TU-Information 05-03-84

Zschornack, G.: A Systemization of X-Rays and Electron Binding Energies in Free Highly Charged Ions, International Conference on "The Physics of Highly Ionised Atoms", Oxford, 2 - 5 July, 1984, p. 104

VORTRÄGE, DIE AUSGERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Arlt, R.; Herbach, C.-H.; Josch, M.; Musiol, G.: Absolute measurement of the U-235 Fission cross-section at 4,45 MeV neutron energy using the time-correlated associated particle - Method, AG Meeting Standards / Geel Belgien

Bochmann, E.; Jugelt, P.: Zerstörungsfreie Restaustenitgehaltsbestimmung an Kaltwalzen mittels energiedispersiver Röntgendiffraktometrie, Tagungsberichte, Heft 6, 1984 / TH Karl-Marx-Stadt

Heckel, J.; Jugelt, P.: Nutzung des Bremsstrahlungsspektrums in der quantitativen Elektronenstrahlmikroanalyse dicker Proben, Tagungsband "6. Tagung Mikrosonde" 18.-20.1.84

Heckel, J.: Experimentelle Bestimmung der L - Ionisationsquerschnitte, Tagungsband "6. Tagung Mikrosonde" 18.-20.1.84

Heckel, J.; Loßnitz, G.: Untersuchung zur Modellierung der niederenergetischen Flankenstörung von Peaks der energiedispersiven Röntgenemissionsanalyse, Tagungsband "6. Tagung Mikrosonde" 18.-20.1.84

Heckel, H.; Jugelt, P.: ESMA an Proben mit rauher Oberfläche, Tagungsberichte, Heft 6, 1984 / TH Karl-Marx-Stadt

Immer, K.: Radiometrische Sensoren, 24.2.84, mit Kolloquium Sekt.9 TU Dresden

Immer, K.: Radiometrische Sensoren in der Robotertechnik, 24.4.84, KdT - Tagung Dresden

Immer, K.: Eigenhalten und Einsatz von HLD aus ND - Si, ZfK-Konferenz 26.4.84, VD-Tagung f. DRG

Immer, K.: Neue Trends in der Anwendung der Radionuklidtechnik, Informationstagung d. KdT "Radionuklid- und Strahlentechnik in der Volkswirtschaft der DDR" 29.-30.11.84 in Leipzig

Jugelt, P.; Bohlens, A.: Aufbau und Erprobung eines energiedispersiven Hochdruckdiffraktometers, Tagungsberichte, Heft 6, 1984 / TH Karl-Marx-Stadt

Jugelt, P.; Bohlens, A.; G. W.: Betriebssystem des Röntgenspektrometers EDR 100, Tagungsband "6. Tagung Mikrosonde" vom 18.-20.1.84

Jugelt, P.; Musiol, G.; Schiek, M.: **Energiedispersives Röntgenspektrometer und ihre Anwendung in der Festkörperanalytik**, 4. Tagung Festkörperanalytik vom 26.-29.6.84

Musiol, G.: **Die Lösung praktischer Aufgaben mit Hilfe der Methode der assoziierten Teilchen**, 34. Allunionskonferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns, Alma-Ata 17.-20.4.84

Musiol, G.; Petrshak, K.A.; Dushin, A.V.; Drapchinsky, A.V., Kovachenko, S.S.; Shpakov, V.J.: **Statistical analysis of fission cross section measurements on 233 , 235 , 238 U; 237 Np; 239 , 242 Pu at neutron energy of 2.6, 4.5, 8.5 and 14.7 MeV using the time - correlated**, AG Meeting Standards / Geel Belgien

Musiol, G.; Wagner, W.; Zschornack, G.: **Atomic Physics with Highly Charged Ions**, Internationale Konferenz "Röntgen- und Innerschalenprozesse in Atomen, Molekülen und Festkörpern" Leipzig, 20.-24. August 1984

Pohlert, A.: **Energiedispersive Röntgendiffraktometrie am metallischen Glas Fe-80 B-20**, Tagungsberichte, Heft 6, 1984 / TH Karl-Marx-Stadt

Schiek, M.: **Meßwertverarbeitung und Analog-Elektronik des Röntgenspektrometers EDR 183**, "6. Tagung Mikrosonde" vom 18.-20.1.84

Schiek, M. Wenzel Chr.; Berndt, K.: **Energiedispersive Röntgenmikroanalyse mit dem Spektrometer EDR 183**, "6. Tagung Mikrosonde" vom 18.-20.1.84

Zeuner, A.: **Anwendung von Generatorkernen bei der Analyse technischer Prozesse**, 16. Großenwunderkolloquium SAAS Berlin, 4.-7.12.84

Zschornack, G.: **Characteristic X-Rays of Highly Charged Noble Gas Ions**, Internationale Konferenz "Röntgen- und Innerschalenprozesse in Atomen, Molekülen und Festkörpern", Leipzig, 20.-24. August 1984

DIPLOMARBEITEN

Baumann, Ulrich: **Untersuchung verschiedener Gatterverfahren bei der Herstellung von Halbleiterdetektoren aus hochreinem neutronendotiertem Silicium**

Kohlmetz, Jörg: **Konfektionierung von Silicium-Halbleiterdetektoren für die Sensortechnik**

Müller, Holger: **Untersuchungen zur Anwendung der MEZKAT für Spaltquerschnittsmessungen im Neutronenenergiebereich von 19 MeV**

Reichmann, Axel: **Der Einfluß von Spektrometereigenschaften auf Form und Position von Diffraktionsreflexen in BRAGG-Kristalldiffraktionsspektrometern**

Schnalke, Andreas: **Direktmessung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Spaltbruchstücken unter Einbeziehung eines CAMAC-Mikrorechnersystems**

Shakir, Basim / Irak: **Untersuchungen der Eigenschaften von Sensoren mit α -Strahlung und Silicium-Halbleiterdetektoren**

PROMOTIONEN A (DR. RER. NAT.)

Heckel, J.: **Beiträge zur quantitativen energiedispersiven Elektronenstrahl-Mikroanalyse dicker Proben**

Heinrich, B.: **Die Möglichkeiten der Anwendung der unelastischen Neutronenstreuung zur Braunkohlenqualitätskontrolle**

PROMOTIONEN B (DR. SC. NAT.)

Zschornack, G.: **Entwicklung der Theorie und Meßmethodik der in den Elektronen - Ionen - Ringen des Schwerionenkollektivbeschleunigers des VIK Dubna auftretenden charakteristischen Röntgenstrahlung für die Untersuchung der Hüllenstruktur hochionisierter Atome**

WISSENSCHAFTLICHE PREISE

TU-Preis (3. Stufe) für das Kollektiv "Energiedispersives Röntgenspektrometer"
Kollektivmitglieder: Bergter, J.; Heckel, J.; Jugelt, P.; Köstner, D.; Musiol, G.; Schiek, M.

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN, SEKTION PHYSIK, WB THEORETISCHE PHYSIK

VERÖFFENTLICHUNGEN

Janssen, D., M. Militzer, R. Reif: Microscopic Description of Heavy-Ion Collisions in Terms of Interacting RPA Modes. Nucl. Phys. A425 (1984) 152

Biedermann, M., P. Mädler, R. Reif: TDHF-motivated macroscopic model for heavy-ion collisions: a comparative study. JINR E7-84-415, Dubna 1984

Mädler, P.: Time-dependent Hartree-Fock method: Application to heavy-ion collisions and account of correlations. Phys. of Elem. Part. and Nuclei 15 (1984) 418

Jolos, R.V., R. Schmidt, J. Teichert: One-body collisions and classical collective dynamics in HIR. Nucl. Phys. A429 (1984) 139

Mädler, P., P.Y. Nikishov, B.N. Zakhariev: Intensified and asymmetric barrier penetration of nuclear slabs in TDHF approximation. JINR E4-84-487, Dubna 1984

Mädler, P.: On particle emission in TDHF approximation. JINR E7-84-690, Dubna 1984

Mädler, P.: Are promptly emitted particles really seen in TDHF ? Zeitschrift f. Physik A318 (1984) 87

Mädler, P.: Catapult mechanism for fast particle emission in fission and heavy-ion reactions. JINR E7-84-738, Dubna 1984

DIPLOMARBEITEN

Biedermann, M.: Emission schneller Teilchen in Schwerionenreaktionen

PROMOTIONEN A (Dr. rer. nat.)

Guzmán, F.: Kopplung von direkten und dissipativen Reaktionsmoden in unvollständigen tiefinelastischen Schwerionentößen

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Höhn, J., R. Reif: Ionenstrahlen in der Kernfusion mit Trägheitseinschluß. Dresdener Seminar für Theoretische Physik / Kernwissenschaftliches Kolloquium, Februar 1984

Reif, R.: Kernphysik in unserer Zeit - Grundlagenforschung und friedliche Anwendung. Vortrag vor der Schülergemeinschaft der EOS "Joliot-Curie", Görlitz, März 1984

Reif, R.: F. Joliot-Curie - Wissenschaft und Verantwortung. Vortrag vor dem Pädagogischen Rat der EOS "Joliot-Curie", Görlitz, März 1984

Schmidt, R.: Mikroskopische Theorie von Schwerionenreaktionen. Seminarvortrag im ZfK Rossendorf, Abt. KP, Rossendorf, Mai 1984

Reif, R.: Three-body aspects of heavy-ion collisions. 16th Summer School on Nuclear Physics, Mikolajki, August/September 1984

Schmidt, R.: Mass transport and energy equilibration in heavy-ion collisions. 16th Summer School on Nuclear Physics, Mikolajki, August/September 1984

Mädler, P.: Some qualitative features of nuclear slab dynamics. Intern. School "Atomic and Nuclear Heavy-Ion Reactions", Poiana Brasov, August/September 1984

KARL-MARX-UNIVERSITÄT LEIPZIG, SEKTION PHYSIK, WB ANGEWANDTE KERNPHYSIK

VERÖFFENTLICHUNGEN

Geist, V. and C. Ascheron: The Proton-induced Kossel Effect and its Application to Crystallographic Studies. *Crystal Res. and Technol.* 19 (1984) 1231

Just, G., Loos, G. und J. Vogt: Spurenanalytische Untersuchungen an rezenten Mineralisierungen mittels Messung der natürlichen Radioaktivität, der Anwendung der Instrumentellen Neutronenaktivierungsanalyse (INAA) und der Spektrometrie protoneninduzierter Gammastrahlung (PIGE). *Mitteilungen des ZfI* 84 (1984) 181

Ullrich, H.-J., Geist, V., Stefan, D. und S. Rolle: Zum Nachweis von Strahlenschäden mittels des Kossel-effektes - untersucht am protonenbestrahltem GaP. *Exp. Techn. Physik* 32 (1984) 357

DIPLOMARBEITEN

Löffler, Norbert: Untersuchungen von Reaktormaterialien mit Hilfe der partiellen und multiplen Kohärenz, KMU Leipzig, Juli 1984

VORTRÄGE

Ascheron, C.: Temperaturabhängigkeit des Wasserstoffgehalts protonenimplantierter GaP-Einkristalle. Breitenstein, April 1984

Ascheron, C.: Einsatz von Protonenstrahlverfahren in der Halbleitertechnik; Leipzig, 30. 5. 1984

Ascheron, C.: The effect of H on proton bombarded GaP single crystals. Budapest, 12. 10. 1984

Flagmeyer, R.: Gitterführung schneller Ionen in Einkristallen (Channeling). Mößbauerkonferenz Freiberg, 16. 2. 1984

Flagmeyer, R. und B. Schumann: Rutherford Backscattering/Channeling Analysis of Flash Evaporated Cu-III-VI₂ Thin Films and II₃-F₂/GaAs Double Heterostructures (Postervortrag). IV. Allunionstagung, Moskau, 7. 6. 1984

Frey, H.: Ionisationsquerschnitte - Theorien und ihr Vergleich mit exp. Daten. Klingenthal, 23. 4. 1984

Frey, H.: Elementanalyse mit energiereichen Ionen (Poster). Leipzig, 30. 4. 1984

Frey, H.: Elementanalyse mit energiereichen leichten Ionen an Halbleiter-, Metall- und Blutproben (Poster). Merseburg, 23. 2. 1984

Geist, V.: Anwendung kernphysikalischer Verfahren in der Festkörperphysik. Leipzig, 10. 5. 1984

Lehmann, D.: Funktionelle Darstellung der Peaks im Spektrum. Klingenthal, April 1984

Lehmann, D.: Zerstörungsfreie Stoffanalyse mit nuklearen Methoden unter besonderer Berücksichtigung des Wasserstoff-Nachweises. Pirna-Copitz, 16. 5. 1984

Otto, G.: Kernenergie - Geißel der Menschheit? Torgau, 31. 1. 1984

Otto, G.: Nucleare Vernichtungsmittel. KMU Leipzig, 6. 3. 1984

Otto, G.: Das Atom soll nicht Soldat, sondern Arbeiter sein. EOS Karl-Marx, Altenburg, 9. 4. 1984

Otto, G.: Nucleare Analyseverfahren. Gnadstein, 30. 5. 1984

Otto, G.: Forschungsrichtungen des WB Angewandte Kernphysik. Sektion Physik, KMU, 5. 6. 1984

Otto, G.: Kernenergie - für oder gegen die Menschheit? KMU Leipzig, 13. 6. 1984

Otto, G.: **Nukleare Vernichtungsmittel**. Leipzig, 13. 9. 1984.

Otto, G.: **Kernenergie**. Rohrbach, 30. 10. 1984

Vogt, J.: **Erste Erfahrungen mit dem EDR 183**. Klingenthal, April 1984

Wolf, U.: **Strahlenbeeinflussung bei Bioproben**. Klingenthal, April 1984

Zschau, H.-E.: **Bedienungsprogramm für das EDR und deren Handhabung**. Klingenthal, April 1984

Zschau, H.-E.: **Lebensdauermessung extrem kurzlebiger, hochangeregter Atomkernzustände mit dem Schatteneffekt**. Rossendorf, 21. 5. 1984

Zschau, H.-E.: **Kernenergie - physikalische Grundlagen und Arbeitsweise von Kernkraftwerken**. Leipzig, 6. 11. 1984

VERANSTALTUNGEN

"Detektion von Quantenstrahlung und Anwendungen II". Frühjahrschule des WB Angewandte Kernphysik, Klingenthal, 23. - 27. 4. 1984

WISSENSCHAFTLICHE PREISE

Löffler, Norbert

Georg-Mayer-Preis der Karl-Marx-Universität Leipzig

FRIEDRICH-SCHILLER-UNIVERSITÄT JENA, SEKTION PHYSIK, WISSENSCHAFTSBEREICH IONOMETRIE

VERÖFFENTLICHUNGEN

- Burenkow, A.F., F.F. Komarov, M.M. Temkin, G. Schlotzhauer,
Z₁-dependence of low energy heavy ion range parameters; Rad.Eff.Lett. 86(1984) 153.
- Burenkow, A.F., F.F. Komarov, M.M. Temkin, G. Schlotzhauer;
Ion range distribution calculation based on a numerical solution of the Boltzmann transport equation, Rad.Eff.Lett. 86 (1984) 161.
- Danesh, P., St. Georgijew, U. Jehn;
Glow discharge deposition of chlorinated silicon films from SiCl₄-SiH₄, Solar Energy Materials 9 (1984) 405.
- Dittmar, A., F. Schwabe, V. Thieme, H. Hoffmann, G. Berger;
Ein Beitrag zur Oberflächenanalyse intramuskulär implantierter Biovitrokeramik-Festkörper mittels protoneninduzierter Röntgenstrahlungsemission (PIXE), Z.exp.Chirurgie, Transplantation und künstl.Organe 17 (1984) 103.
- Geiler, H.-D., K. Hehl, D. Stock;
Deposition of laser energy into inhomogeneous layer systems; phys.stat.sol.(a) 78 (1983) 193.
- Gärtner, K., G. Götz, K. Hehl;
Axial dechanneling and its application to defect analysis; Nucl.Instr. and Methods in Physics Research B 2 (1984) 737.
- Gärtner, K., K. Hehl, G. Schlotzhauer;
Axial dechanneling. II. Point defects, Nucl.Instr. and Methods B 4 (1984) 55.
- Gärtner, K., K. Hehl, G. Schlotzhauer;
Axial dechanneling. III. Dislocations; Nucl. Instr. and Methods B 4 (1984) 63.
- Götz, G., R. Nebelung, D. Stock, W. Ziegler;
Photoluminescence investigations of defects after ion-implantation and laser annealing; Nucl.Instr. and Methods in Physics Research B 2 (1984) 757.
- Hedler, H., G. Götz;
Incorporation of Sb in Si during cw-laser stimulated solid phase epitaxy; phys.stat.sol.(a) 78 (1983) 237.
- Michel, P., B. Weber, G. Götz;
Formation of Pt-silicides by a millisecond laser pulse; phys.stat.sol.(a) 85 (1984) K 1.
- Sandow, B., W. Wesch, E. Nebauer;
Ohmic AuGe contacts on n-GaAs produced by nanosecond laser pulse irradiation; phys.stat.sol.(a) 85 (1984) K 169.
- Wagner, M., G. Götz;
Crystallization of high-dose antimony-implanted silicon by millisecond pulse laser irradiation; phys.stat.sol.(a) 83 (1984) 69.
- Wagner, M., H.-D. Geiler, G. André, G. Götz;
Control of explosive liquid-phase crystallization of ion-implanted silicon layers by double pulse laser irradiation; phys.stat.sol.(a) 83 (1984) K 1.

DIPLOMARBEITEN

- Bachmann, T.: Formierung von Ohmschen Kontakten an laserausgeheiltem ionenimplantiertem semiisolierendem GaAs.
- Krügel, S.: Aufbau und Erprobung eines in-situ-Reflexionsmeßsystems zur Untersuchung cw-laserinduzierter Rekrystallisationsprozesse.
- Michel, P.: Untersuchung des Einflusses vergrabener Sauerstoff- und Stickstoffverteilungen auf die Bildung von Platin- und Molybdänsiliciden.
- Pollak, Y.: Erzeugung und Untersuchung flecher pn-Übergänge in Silizium, Möglichkeiten der Fremdatomprofilformung durch laserinduzierte epitaktische Flüssigphasenrekristallisation.
- Rothe, A.: Formierung flecher pn-Übergänge in ionenimplantiertem Silizium durch Laserausheilung.
- Witzmann, A.: Das Verhalten von As-Dotenden bei der Bildung von Ni₂Si und NiSi sowie ihr Einfluß auf die Silicidbildung.

PROMOTIONEN A (DR.RER.NAT.)

- Reez, H.: Defektbildung in ionenimplantierten Quarzkristallen und Beeinflussung der Strahlenschädigung durch Nachfolgeprozesse, 6.3.1984.
- Hedler, H.: cw-laserinduzierte Rekrystallisation ionenimplantierter amorphisierter <100> Silicium-Oberflächenschichten, 21.6.1984.
- Jetschke, S.: Veränderung der Struktur und der optischen Eigenschaften von LiNbO₃ durch Ionenimplantation und nachfolgende Temperung, 18.12.1984.
- Mattheis, R.: Zur Bildungskinetik, Struktur und Morphologie von Ni/Si-Schichtsystemen, PTI der AdW, 6.11.1984.
- Nebelung, R.: Untersuchungen zur Defektumwandlung während der Laserausheilung ionenimplantierter Siliziumschichten mit der Methode der Photolumineszenz, 4.9.1984.
- Thrum, F.: Palladium- und Nickelsilicidbildung durch Bestrahlung mit dem gepulsten Nd-Glas-Laser und dem cw-CO₂-Laser, 7.6.1984.
- Wilk, E.: Optische Eigenschaften von ionenimplantiertem GaAs, 31.1.1984.
- Ziegler, W.: Untersuchung zur Charakterisierung von ionenimplantierten und laserausgeheilten Siliziumschichten mit der Methode der Photolumineszenz, 5.6.1984.

PROMOTIONEN B (DR.SC.NAT.)

- Gärtner, K.: Theoretische Beschreibung der axialen Dekanalisation und der Elektronenstrukturdefekte bei Atomstoßprozessen, 6.9.84.
- Karge, H.: Beeinflussung von Eigenschaften kristalliner optischer Medien durch Ionenimplantation, 24.4.1984.

VORTRÄGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVS GEHALTEN WURDEN

Andrä, W., K. Herre, D. Stock, H.-D. Geiler: Selective energy deposition into silicon films. Int. Conf. Energy Pulse Modification of Semiconductors and Related Materials, Dresden 25.-28.9.1984 (EPM 84).

Andrä, G., H. Bartsch, E. Glaser, G. Götz: Explosive crystallization of silicon layers influenced by modification of the layer parameters. EPM 84.

Andrä, W., A. Rothe, G. Götz: Formierung flacher pn-Übergänge in ionenimplantiertem Silizium durch Laserausheilung. III. Symp. Mikroelektronik, Frankfurt/O., Sept. 1984.

Andrä, G., E. Glaser: Beeinflussung der nach laserinduzierten Explosivkristallisationsprozessen in Silizium vorliegenden Kristallstruktur durch Variation der Schichtparameter. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25.-29.6.84.

Andrä, W., D. Stock, K. Herre: Selektive Energiedeposition. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25.-29.6.84.

Andrä, W., K. Herre: Leitfähigkeitsverbesserung und Oberflächenglättung von Polysilizium auf Isolatorschichten. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg 25.-29.6.84.

Dittmar, A., A. Witzmann: Ni-Silizierung in As-implantiertem Silizium. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25.-29.6.84.

Dittmar, A., K. Gärtner: Silizierung in As-implantiertem Silizium. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25.-29.6.84.

Dittmar, A., K. Gärtner, G. Götz: Formation of homogeneous films of Ni-silicide by ms-pulse laser and furnace annealing of sandwich structures. EPM 84.

Domanewski, D.S., J. Bumai, W. Wesch, Chr. Resagk, H. Röppischer: Charakterisierung implantierter GaAs-Schichten nach Laserausheilung mittels Hallmessung und Elektreflexion. 29. Int. Coll., TH Ilmenau, 29.10.-2.11.1984.

Dvurechenskii, A.V., N.M. Igonina, H.-D. Geiler, U. Jehn, A. Mertens: Impurity profiles at variable crystallization velocity of pulse heated silicon. EPM 84.

Geiler, H.-D.: Laseranwendungen im Zyklus I der Mikroelektronik-Technologie. Fachtagung "Lasertechnologie", Karl-Marx-Stadt, 26.-29.2.1984.

Geiler, H.-D.: Thermische Beschreibung von Explosivkristallisationsprozessen. Seminarvortrag Phys. Fakultät Universität Lublin, 14.6.84.

Geiler, H.-D., K. Hehl, D. Stock, F. Thrum: Dynamical depth dependence of laser energy deposition into inhomogeneous layer systems. EPM 84.

Geiler, H.-D., K.H. Heinig: Theoretical description of explosive crystallization phenomena induced by high temperature pulses in thin layers of amorphous semiconductors. EPM 84.

Glaser, E.: Laser induced crystallization phenomena in high dose ion implanted amorphous silicon layers. Allunionskonferenz "Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit Einkristallen", Moskau, 22.-30.5.84.

Glaser, E.: Kristallisationsprozesse in In-implantierten amorphen Si-Schichten, induziert durch ms-Impulse. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25.-29.6.84.

Glaser, E., J. Böhme, G. Götz: Crystallization of indium implanted amorphous silicon layers, EPM 84.

Glaser, E., G. Götz, G. André, H. Bartsch: Crystal structure and defects after explosive crystallization of amorphous silicon layers. Allunionskonferenz Halbleiterphysik, Novosibirsk, 20.-25.10.84.

Golzew, V.P., F.F. Komarov, G. Götz, E. Glaser, V.V. Chodasevitch, V.M. Drsko, G.A. Novoselova, V.V. Uglov: Untersuchung ionenimplantierter Nickelschichten mit der Methode der Rutherford-Weitwinkelstreuung. Allunionskonferenz "Wechselwirkung schneller

geladener Teilchen mit Einkristallen", Moskau, 22.-30.5.1984.

Gärtner, K.: Lokalisierung von Punktdefekten mit Hilfe der Temperatureabhängigkeit der axialen Dekanalisierung. Institutseminar RGU Minsk, 26.5.84.

Götz, G.: Laser stimulated processes in ion implanted semiconductors. Seminarvortrag Phys. Fakultät Universität Lublin, 14.6.84.

Götz, G.: Fundamentale Probleme der Wechselwirkung von Laserlicht mit Festkörperschichten. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25.-29.6.84.

Götz, G.: Laser beam induced explosive crystallization in silicon. EPM 84.

Götz, G., R. Nebelung, D. Stock, W. Ziegler: Defect conversion during laser annealing in ion implanted silicon. Allunionskonferenz Halbleiterphysik, Novosibirsk, 20.-25.10.84.

Heinig, K.-H., H.-D. Geiler, G. Otto: Theoretical investigation of an explosive solid-phase nucleation (ESPN) wavefront in a-Si. EPM 84.

Heinig, K.-H., H.-D. Geiler: Theoretical investigation of the stationary lateral movement of an explosive liquid-phase epitaxy front (ELPE). EPM 84.

Herre, K., W. Andrä, G. Götz: Erhöhung der Leitfähigkeit und Oberflächenglättung von Polysiliziumschichten durch Kombination von Ionenimplantation und Laserbestrahlung. III. Symposium Mikroelektronik, Frankfurt/O., Sept. 84.

Herre, K., W. Andrä, G. Götz: Surface smoothing and increase of conductivity in polycrystalline silicon films by laser irradiation. EPM84.

Kehlert, V., G. Götz, D. Stock, D. Gerisch: Explosive crystallization of amorphous layers of silicon on SiO₂. EPM 84.

Kaschner, C.: Epitaktische Silizierung durch ms-Laserbestrahlung. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25.-29.6.84.

Kirschstein, U., R. Mühle: Änderung des Löslichkeitsverhaltens von PEMA durch Ionenbestrahlung. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25.-29.6.84.

Mittenbacher, J.: Umverteilung von Sb und As in Polysiliziumschichten nach Implantation und thermischer Ausheilung. 29. Int. Coll. TH Ilmenau, 29.10.-2.11.84.

Nebauer, E., B. Sandow, H. Reith, W. Wesch, M. Trapp, D. Panknin: Electric and atomic characterization of AuGe contacts on n-GaAs. Int. Conf. Physics and Technology of GaAs and other III-V Semiconductors, Reinhardtbrunn, 19.-24.11.84.

Nebelung, R., W. Ziegler: Defektwandlungen in Silizium unter Einwirkung von Laserimpulsen. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 25.-29.6.84.

Nebelung, R., A. Wagner, W. Andrä: Laserinduzierte Prozesse in ionenimplantierten Halbleitern und ihre Anwendung in der Mikroelektronik. Konferenz "Entwicklung und Anwendung der Mikroelektronik", Karl-Marx-Stadt, Februar 1984.

Reinsperger, U., R. Selle, F. Schwabe: Vergleichende Diagnose von CdZnS-Schichten durch RBS und optische Messungen. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, 26.-29.6.84.

Ressel, E., W. Wesch, T. Bachmann, G. Götz: Incorporation and electrical activation of dopants in ion implanted pulse laser annealed GaAs layers. Int. Conf. Physics and Technology of GaAs and other III-V Semiconductors, Reinhardtbrunn, 19.-24.11.84.

Rein, N., H. Röppischer, G. Pester, W. Ziegler: Lumineszenz-Untersuchungen an mit Übergangsmetallen dotiertem Silizium. 9. Int. Coll. TH Ilmenau, Ilmenau 29.10.-2.11.84.

Stock, D., H.-D. Geiler, K. Hehl: Modeling of ultrafast solidification processes controlled by short laser pulses. EPM 84.

- Treff, H.: Die Ionenbeschleuniger der PSU Jena. Seminarvortrag Phys. Fakultät Universität Lublin, 14.6.84.
- Wagner, M.: Steuerung von Kristallisationsprozessen in ionenimplantierten Siliziumschichten durch Laserstrahlung. 16. Frühjahrsschule Optik, Jena, 22.2.84.
- Wagner, M., E. Glaser, G. Andrä, H.-D. Geiler: Anwendung nichtkonventioneller Kristallisationsverfahren in der VLSI-Technik. III. Symp. Mikroelektronik, Frankfurt/O., Sept. 84.
- Wagner, M., E. Glaser, G. Andrä, G. Götz: In situ investigation of controlled explosive crystallization processes in amorphous silicon layers. EPM 84.
- Wendler, E., W. Wesch, K. Unger: Investigation of residual defects in laser annealed GaAs with optical methods. EPM 84.
- Wendler, E., W. Wesch: Investigation of defects in ion implanted and annealed GaAs layers by optical measurements. Int. Conf. Physics and Technology of GaAs and other III-V Semiconductors, Reinhardtsbrunn, 19.-24.11.84.
- Wilk, E., W. Wesch, K. Hehl: Untersuchung von Defekten in GaAs-Schichten mittels optischer Meßverfahren. XII. Frühjahrsschule "Physik und Chemie der A_{III}B_V-Halbleiter" der Karl-Marx-Universität Leipzig, Breitenstein 2.-7.4.84.
- Winkler, N.: Einfluß von Volumenkristallisationsprozessen auf die Explosivkristallisation. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation" Bad Blankenburg, 25.-29.6.84.
- Wesch, W., P. Ressel, A. Unkroth: Rekristallisation, Oberflächenstöchiometrie und Dotandeneinbau bei Laserausheilung von ionenimplantierten GaAs-Schichten. XII. Frühjahrsschule "Physik und Chemie der A_{III}B_V Halbleiter" der Karl-Marx-Universität Leipzig, Breitenstein, 2.-7.4.84.
- Wesch, W., E. Wilk, W. Ziegler: Untersuchungen zur Laserausheilung von ionenimplantierten GaAs-Schichten mittels optischer Meßverfahren. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, Juni 1984.
- Wesch, W.: Impulslaserausheilung von implantierten GaAs-Schichten. 10. Arbeitstagung "Ionenimplantation", Bad Blankenburg, Juni 1984.
- Wesch, W., G. Götz, P. Ressel, D. Stock, A. Unkroth: Pulse laser induced recrystallization and dopant incorporation in ion implanted GaAs layers. EPM 84.
- Wesch, W., P. Ressel, D. Stock, G. Götz: Recrystallization of ion implanted GaAs by laser irradiation. Int. Conf. Physics and Technology of GaAs and other III-V Semiconductors, Reinhardtsbrunn, 19.-24.11.84.

BERGAKADEMIE FREIBERG, SEKTION PHYSIK, WB ANGEWANDTE PHYSIK

VERÖFFENTLICHUNGEN

- Gast, H. und W. Stolz: Großvolumige Szintillationskammer zur Bestimmung der Radon-Aktivität. Typ. Meth. und Wiss. Gerätebau 84/9, FSU Jena
- Gast, H. und W. Stolz: Die getrennte Messung von Rn-220 und Rn-222 in Bodenluft und ihre geowissenschaftlichen Aussagemöglichkeiten. ZfI-Mitteilungen 84 (1984) 92
- George, R.: A comparison between filter methods and the fluorescence-to-backscatter method in EDXRF of geological matrices. J. Radioanal. Nucl. Chem. 83/1 (1984) 135
- Herforth, L., W. Stolz und K. Irmer: Künstliche Radioaktivität - 50 Jahre nach ihrer Entdeckung. Spectrum Heft 10 (1984) 29
- Koch, U., H. Gast und W. Stolz: Radongehalt der Bodenluft in der Umgebung der Radonquelle von Bad Brambach. Z. Physiother. 36 (1984) 59
- Pietzsch, C. und E. Fritzsich: Neue Untersuchungen zur Hochtemperaturphase des Stannins. Chemie Erde 43 (1984) 117
- Schneider, F. and S. Unterricker: Radiation Damage and its Annealing Behaviour in InP after Recoil Implantation of ^{118}Sb and ^{111}In Observed by TDPAC. phys. stat. sol. (a) 85 (1984) 455
- Stolz, W. und L. Herforth: 50 Jahre künstliche Radioaktivität. Wiss.Fortschritt 34(1984) 312
- Stolz, W. und O. Leeder: Moderne Kernphysik zur Altersbestimmung: Die Spaltspurenmethode in der Geologie. Wiss. Fortschritt 34 (1984) 118
- Unterricker, S., F. Schneider, M. Zvára and P. Hlidek: $^{111}\text{In}(^{111}\text{Cd})$ Quadrupole Interaction in the Chalcogenide Spinel CdCr_2Se_4 . Hyperfine Interactions 15/16 (1984) 759
- Unterricker, S. and F. Schneider: The EFG Lattice Structure Dependence of Cd on A-Sites in A(II)B(IV)C(V)2-Semiconductors. Hyperfine Interactions 15/16 (1984) 827
- PROMOTION A (Dr. rer. nat.)
- George, R.: Energiedispersive Röntgenfluoreszenzanalyse an geologischen Objekten unter besonderer Berücksichtigung der in situ-Analyse von Zinnerz in Bohrlochern. Bergakademie Freiberg, 23. 4. 84
- VORTRAGE, DIE AUSSERHALB DES EIGENEN KOLLEKTIVES GEHALTEN WURDEN
- Fritzsich, E. und C. Pietzsch: Bestimmung des Debye-Waller-Faktors von Pyrit mit der Linienbreitenmethode. Mössbauerkolloquium, Freiberg, 16. 2. - 17. 2. 1984
- Kämpf, H., P. Bankwitz, M. Betzl, C. Pietzsch, H. Oettel and H. Baum: Contribution to the chemistry of thiospinel. Internationaler Geocgenkongreß, August 1984, Moskau
- Kämpf, H., P. Bankwitz, C. Pietzsch, E. Fritzsich, H. Baum, H. Oettel and R. Thomas. Contribution to the genesis and crystal chemistry of minerals with sphalerite structure and superstructure. Internationaler Geologenkongreß, August 1984, Moskau
- Kubsch, H., E. Fritzsich, K. Köhnke und D. Kaufmann: Mössbauer- und Röntgenbeugungsuntersuchungen zur Herstellungstechnologie steinzeitlicher und frühgeschichtlicher Keramik. Mössbauerkolloquium, Freiberg, 16. 2. - 17. 2. 1984
- Kubsch, H., E. Fritzsich, K. Köhnke und D. Kaufmann: Mössbauerspektroskopische und Röntgenbeugungsuntersuchungen an archäologischen Tonscherben. 4. Tagung Festkörperanalytik, Karl-Marx-Stadt, 26. - 29. 6. 1985 (Poster)
- Pietzsch, C., E. Fritzsich und H. Braun: CEMS-Messungen an Kassiterit-Phosphorsäure-Adsorbaten. 4. Tagung Festkörperanalytik, Karl-Marx-Stadt, 26. - 29. 6. 1984
- Pietzsch, C., E. Fritzsich und H. Braun: Der Einfluß der Substituenten am Benzolkern auf die Reaktivität von Phosphorsäuren - ein Vergleich mit den HAMMET-Substituentenkonstanten. Mössbauerkolloquium, Freiberg, 16. - 17. 2. 1984
- Reichel, G. and W. Stolz: Eine Apparatur zur kontinuierlichen Auswertung fadenförmiger Thermolumineszenzdosimeter. IV. Symp. Strahlenphysik, Gesellschaft für physikalische und thematische Biologie der DDR, Binz, Oktober 1984
- Stolz, W.: Moderne radiometrische Datierungsmethoden. Zfi-Leipzig, Institutskolloquium, September 1984

Stolz, W. und O. Leeder: Altersbestimmung mittels Spaltspuren und Thermolumineszenz. 31. Jahrestag Geologische Gesellschaft der DDR, Freiberg, September 1984

Unterricker, S.: Quadrupolkopplungskonstanten bei Substanzen mit nichtkubischer Gitterstruktur. Mössbauerkolloquium, Freiberg, 16. - 17. 2. 1984

Unterricker, S.: TDPAC measurements of radiation damaged semiconductors. Seminarvortrag an der Sektion Physik der TU Miskolc, VR Ungarn, 8. 11. 1984

Unterricker, S.: Kern- γ -spektrometrische Strukturuntersuchungen von Festkörpern (Methode der gestört γ - γ -Winkelkorrelationen). Kolloquium an der Sektion Naturwissenschaften der TH Leipzig, 7. 12. 1984

VERANSTALTUNGEN

Mössbauerkolloquium, 16. - 17. 2. 1984 in Freiberg, Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

NOTIZEN

NOTIZEN

NOTIZEN

.....