

ZfK

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR

ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG
ROSSENDORF BEI DRESDEN

ZfK - 283

Gemeinsamer Jahresbericht 1974

BA Freiberg, Sektion Physik, Lehrstuhl für Experimentalphysik
FSU Jena, Sektion Physik, Abteilung Ionometrie
KMU Leipzig, Sektion Physik, AG Angewandte Kernphysik
TU Dresden, Sektion Physik, AG Experimentalphysik IV
ZfK Rossendorf, Bereich 2 und G

Herausgeber: D. Netzband

August 1974

NDS LIBRARY COPY

Postanschrift: Akademie der Wissenschaften der DDR
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf
8051 Dresden
Postfach 19 Deutsche Demokratische Republik

Diese Publikation wurde in der Abteilung Information des Zentralinstitutes für Kernforschung hergestellt.

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR
ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG
ROSSENDORF BEI DRESDEN
- Bereich 2 -

ZfK - 283

GEMEINSAMER JAHRESBERICHT 1974

BA Freiberg, Sektion Physik, Lehrstuhl für Experimentalphysik
FSU Jena, Sektion Physik, Abteilung Ionometrie
KMU Leipzig, Sektion Physik, AG Angewandte Kernphysik
TU Dresden, Sektion Physik, AG Experimentalphysik IV
ZfK Rossendorf, Bereich 2 und G

Herausgeber: D. Netzband

Redaktion: F. Döna u, H. Müller, D. Netzband, E. Richter,
K.-D. Schilling, H. Tyrroff, H.-J. Wiebicke,
G. Winter

Techn. Redaktion: I. Lippmann, Chr. Völzke

Als Manuskript gedruckt

August 1974

Einleitung

Der gemeinsame Jahresbericht 1974 ist ein Zeugnis angestrenzter Arbeit und persönlichen Einsatzes aller Mitarbeiter und dem 25. Jahrestag der DDR gewidmet. Der Bericht stellt die Ergebnisse der niederenergetischen Kernphysik und der Anwendung kernphysikalischer Methoden in der DDR zwischen September 1973 und Juli 1974 vor. Er entstand wieder in enger Zusammenarbeit der traditionell beteiligten Einrichtungen, zu denen erfreulicherweise die Abteilung Ionometrie der Sektion Physik an der Friedrich-Schiller-Universität in Jena hinzugekommen ist.

Auch der gemeinsame Jahresbericht 1974 enthält wieder viel neues Material. Die Ergebnisse entstanden, wie auch in den vorangegangenen Jahren, in enger Zusammenarbeit mit unseren ausländischen Partnern. Die guten Ergebnisse unserer Delegierten wurden durch Preise des VIK Dubna für hervorragende wissenschaftliche Leistungen gewürdigt.

Neue Beziehungen entwickelten sich besonders mit den Kollegen in Warschau und dem Forschungsinstitut für Atomphysik in Stockholm. Die allseitige internationale Anerkennung der DDR wirkte sich durch zunehmende Besuche und andere Kontakte fördernd aus.

Unser gemeinsamer Bericht hat vielerorts eine gute Aufnahme gefunden. Das zeigen die zunehmende Nachfrage und die Urteile von Fachkollegen. Sicherlich ist es nicht unbescheiden, wenn wir aus all dem auch auf ein gutes Urteil unserer Fachkollegen über unsere wichtigsten Ergebnisse schließen.

Diese verpflichtende Tatsache und der ständig zunehmende Umfang der vorangegangenen Berichte zwangen zu einigen Änderungen. So wurden das Redaktionskollegium erweitert und die Seitenzahl beschränkt. Der Anteil des Kapitels 4 am Jahresbericht hat weiter zugenommen. Die früheren Kapitel 5 und 7 sind zu einem neuen Kapitel 6 zusammengefaßt worden.

Eine kurze Einschätzung der Ergebnisse ist den Kapiteln 1 bis 5 vorangestellt. Wie hier hervorzuheben ist, sind im Berichtszeitraum erstmalig einige Messungen am Tandem-Generator und am Zyklotron mit dem Meßzentrum durchgeführt worden. Der Datentransfer zwischen Meßzentrum und Zentralrechner wurde erfolgreich erprobt (siehe Bericht 6.24. und folgende).

Für die bereitgestellten Forschungsmittel und andere Unterstützung gebührt der Leitung der Akademie der Wissenschaften der DDR, dem Ministerium für Hoch- und Fachschulwesen sowie dem Ministerium für Wissenschaft und Technik der Dank aller Mitarbeiter.

Der Herausgeber dankt dem Redaktionskollegium, den Zeichnerinnen, den Schreibkräften, den Mitarbeiterinnen der Foto- und Buchbinderabteilungen und allen anderen an der sorgfältigen und schnellen Herausgabe des Berichtes Beteiligten.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernreaktionen	1
2. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernspektroskopie	24
3. Arbeiten auf dem Gebiet der Kerntheorie	64
4. Anwendung kernphysikalischer Methoden	94
5. Berichte zu den Beschleunigern	129
6. Apparative und methodische Arbeiten	138
7. Rechenprogramme	176
8. Liste der Veröffentlichungen, Diplomarbeiten, Promotionen, Vorträge und Veranstaltungen	189

Contents

	page
1. Nuclear Reactions	1
2. Nuclear Spectroscopy	24
3. Nuclear Theory	64
4. Applied Methods of Nuclear Physics	94
5. Accelerators	129
6. Nuclear Electronics and Methods	138
7. Computer Codes	176
8. List of Publications and Lectures	189

Содержание

	стр.
1. Ядерные реакции	I
2. Ядерная спектроскопия	24
3. Теория ядра	64
4. Прикладные методы ядерной физики	94
5. Ускорители	129
6. Ядерная электроника и методы измерения	138
7. Программы для ЭВМ	176
8. Список публикаций и докладов	189

Kurzberichte

	Seite
1.1. Kerndaten der nichtelastischen Neutronenemission bei 14 MeV Einschußenergie D. Hermsdorf, A. Meister, S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel	1
1.2. Absolute Übergangsraten der Präcompoumdzustände angeregter Kerne nach Einschluß von 14 MeV-Neutronen A. Meister, D. Seeliger und K. Seidel	4
1.3. Der Einfluß von Präcompoumdprozessen auf die Bestimmung der Niveaudichte angeregter Kerne aus Neutronenemissionsspektren A. Meister, D. Seeliger, K. Seidel und F. Shahin	5
1.4. Messung der differentiellen elastischen und unelastischen Streuquerschnitte für 3.4 MeV-Neutronen an Mg, Al, Si und Fe Th. Schweitzer, D. Seeliger, K. Seidel und S. Unholzer	7
1.5. Neutronenspektroskopie am Protonenstrahl des Tandem-Beschleunigers EGP-10M im PEI Obninsk N.I. Fektisov, A.I. Glotov, G.V. Kotel'nikova, G.N. Lovchikova, O.A. Sal'nikov, V.I. Spirin, A. Trufanov, W. Pilz, J. Rumpf und D. Schmidt	9
1.6. Untersuchungen der Kernreaktion (p,n) im Energiebereich 4 bis 9 MeV am Tandem-Beschleuniger P. Eckstein, H. Helfer, D. Kätzmer, J. Kayser, D. Lehmann, W. Pilz, J. Rumpf, D. Schmidt und D. Seeliger	10
1.7. Untersuchungen zum Reaktionsmechanismus bei der Wechselwirkung hochenergetischer Protonen mit leichten Kernen V.I. Komarov, G.E. Kosarev, E.S. Kusmin, A.G. Molokanov, G.P. Reshetnikov, O.V. Savchenko und S. Tesch	11
1.8. Analyse von (HI,xn)-Anregungsfunktionen mit Hilfe des Fermi- Gas-Modells W. Neubert	12
1.9. Mittelwert der Neutron-Neutron-Streulänge aus einer kritischen Zusammenstellung veröffentlichter Messungen B. Kühn	15
1.10. Kinematisch vollständige Messungen des Deuteronenaufbruchs mit Protonen von 7, 8.5 und 10 MeV B. Kühn, H. Kumpf, J. Mösner, W. Neubert und G. Schmidt	16
1.11. Messung der $d_{5/2}$ -Isobaranalogresonanz in ^{59}Cu K. Beckert, H.U. Gersch, F. Herrmann, P. Kleinwächter, H. Schobbert, I. Fodor und I. Szentpétery	18
1.12. Winkelverteilung der α -Teilchen aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\alpha)^{24}\text{Mg}$ bei $E_p = 936$ keV W. Dolak, D. Lehmann, K. Lindner, G. Otto, D. Reich und H.J. Treffkorn	20
1.13. p- γ -Winkelkorrelationsuntersuchungen der Kernreaktion $^{10}\text{B}(d,p\gamma)^{11}\text{B}$ bei $E_d = 1.75$ MeV A. Mende	21
1.14. Untersuchungen zur Pygmy-Resonanz in den Reaktionen $^{107}\text{Ag}(p,\gamma)$ und $^{109}\text{Ag}(p,n\gamma)$ J. Brzosko, J. Piotrowski, H.U. Gersch, E. Hentschel und D. Hinke	23

	Seite
2.1. Hochspinzustände im ^{95}Tc G. Winter	24
2.2. Neue Ergebnisse bei der Untersuchung des ^{105m}Cd C. Heiser, H.F. Brinckmann, W.D. Fromm, U. Hagemann, H. Rotter, J. Adam, L. Maly und D. Venos	25
2.3. Bandenstrukturen in ^{123}J und ^{125}J U. Hagemann, H.-J. Keller und H.F. Brinckmann	26
2.4. Lebensdauermessungen von $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -Übergängen in ungeraden Cs-Isotopen R. Arlt, G. Beyer, H.-G. Ortlepp, M. Jachim und A. Jasinski	27
2.5. Das neue Isotop ^{132}Pr ($T_{1/2} = 1.6$ min) R. Arlt, K.Ya. Gromov, A. Latuschinski, H.-G. Ortlepp und A. Jasinski	28
2.6. Untersuchung von ^{144}Nd in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion H. Rotter, H.F. Brinckmann, C. Heiser, J. Berzins und M. Beitins	29
2.7. Isomerieuntersuchungen in ^{151}Gd K.D. Schilling, W. Andrejtscheff und P. Manfraß	30
2.8. Der Zerfall $^{159}\text{Tm}(\text{EC})^{159}\text{Er}$ H. Strusny, H. Tyrroff, E. Herrmann, G. Musiol, M.I. Basnat, G. Beyer, K.Ya. Gromov, T.A. Islamov, V.V. Kusnezov und H.-U. Siebert	30
2.9. Nanosekunden-Isomere in ^{160}Tb W. Seidel und K.D. Schilling	31
2.10. Neues Isotop ^{161}Yb I. Adam, H. Strusny, G. Beyer, K.Ya. Gromov, M. Honussek, M. Jachim, V.G. Kalinnikov, A. Latuschinski und H.-U. Siebert	32
2.11. Der Zerfall des ^{161}Tm H. Strusny, H. Tyrroff, E. Herrmann, I. Adam, G. Beyer, K.Ya. Gromov, T.A. Islamov und H.-G. Ortlepp	33
2.12. Die Zerfallskette $^{162}\text{Yb}(19.0 \text{ min}) \rightarrow ^{162}\text{Tm}(21.8 \text{ min}) \rightarrow ^{162}\text{Er}$ und der Zerfall von $^{160}\text{Tm}(9.2 \text{ min})$ zu ^{160}Er H. Strusny, H. Tyrroff, E. Herrmann, G. Musiol, F. Molnar, A.A. Abdurazakov, G. Beyer, K.Ya. Gromov, T.A. Islamov, M. Jachim, H.-U. Siebert und S.A. Usmanova	34
2.13. Der Zerfall des ^{163}Tm H. Strusny, I. Adam, K.Ya. Gromov und T.A. Islamov	37
2.14. Der Zerfall des ^{165}Tm H. Strusny, K.Ya. Gromov und T.A. Islamov	39
2.15. Rotationsbanden in ^{167}Tm und ^{169}Tm L. Funke, F. Dubbers, P. Kemnitz, H. Sodan, E. Will und G. Winter	41
2.16. Anregungszustände von ^{178}Ta F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz, K.D. Schilling, H. Strusny, E. Will und G. Winter	41
2.17. Hochspin-Isomere in ^{181}W L. Käubler, W. Andrejtscheff, P. Manfraß und K.D. Schilling	43

	Seite
2.18. Die Rotationsbande $1/2^- [541]$ in ^{183}Re G. Hedt und P. Kemnitz	43
2.19. Angeregte Zustände in den Kernen ^{187}Ir und ^{189}Ir P. Kemnitz, L. Funke, E. Will und G. Winter	44
2.20. Hochspinzustände in den Platinisotopen ^{190}Pt und ^{192}Pt L. Funke, P. Kemnitz, G. Winter, S. Hjorth, A. Johnson und Th. Lindblad	46
2.21. Das Anregungsspektrum des Kerns ^{194}Pt G. Winter, F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz und E. Will	48
2.22. Die Untersuchung von Kernen mit ungerader Massenzahl im Übergangsgebiet $Z = 76 - 80$ H. Strusny, F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter	49
2.23. Messung zum g-Faktor des $21/2^+$ -Isomers in ^{207}Bi H. Prade, H.F. Brinckmann, U. Hagemann, C. Heiser, H. Rotter und L. Schneider	50
2.24. Ein j-verbotener Übergang im ^{204}At P. Gippner, K.-H. Kaun, W. Neubert, W. Schulze und F. Stary	52
2.25. Energieverschiebung elektronischer Röntgenstrahlung von müonischen Uranatomen R. Arlt, D. Gansorig, T. Krogulski, H.-G. Ortlepp, S.M. Polikanov, W.D. Fromm und U. Schmidt	53
2.26. Intensitätsverhältnis primärer γ -Übergänge vom thermischen Einfangzustand zu $K = 1/2^-$ -Banden P. Manfraß und W. Andrejtscheff	55
2.27. Einfluß kollektiver Anregungen auf $\Delta K=0, E1$ -Übergänge in Kernen mit ungerader Massenzahl P. Manfraß und W. Andrejtscheff	57
2.28. Hinweise auf die Kopplung von Quasiteilchen mit Quadrupol- phononen in ungeraden deformierten Kernen W. Andrejtscheff und P. Manfraß	58
2.29. Experimente am ^3He -Strahl in Řež L. Funke, C. Heiser, P. Kemnitz, H. Strusny, E. Will, C. Winter, J. Adam, J. Jursik, L. Maly, A. Spalek und D. Venos	60
2.30. Zum Nachweis quasimolekularer KX-Strahlung beim Beschuß von As-, Zr-, Nb-, Mo- und Rh-Targets mit Nb^{2+} -Ionen P. Gippner, K.-H. Kaun, H. Sodan, F. Stary, W. Schulze und J. Tretjakow	60
2.31. Zum Nachweis der Quasimolekülstrahlung im System $^{57}\text{La} + ^{57}\text{La}$ W. Frank, P. Gippner, K.-H. Kaun, W. Schulze, H. Sodan und J. Tretjakow	62
3.1. Beschreibung von Photo-Nukleon-Prozessen im Kontinuum-Scha- lenmodell mittels der Quelltermmethode J. Höhn, H.W. Barz und I. Rotter	65
3.2. Beschreibung der γ -Absorption an ^{16}O im Schalenmodell mit und ohne Berücksichtigung des Kontinuums H.W. Barz, J. Birke, H.U. Jäger, H.R. Kissener, I. Rotter und J. Höhn	66

	Seite
3.3. Einfluß der Kontinuum-Kontinuum-Kopplung auf den Querschnitt von Kernreaktionen H.W. Barz, I. Rotter und J. Höhn	68
3.4. Untersuchung isolierter Resonanzen im Kontinuum-Schalenmodell H.W. Barz, M. Hänisch, I. Rotter und J. Höhn	69
3.5. Die Reaktion $^{16}\text{O}(\mu^-, \nu n)^{15}\text{N}$ im Kontinuum-Schalenmodell R. Wunsch, H.W. Barz und I. Rotter	71
3.6. Der Einfluß der Coriolis-Wechselwirkung auf die Reaktion $^{156}\text{Gd}(d, t)^{155}\text{Gd}$ J. Kühne und H.J. Wiebicke	73
3.7. Resonanzen im Zweiteilchensystem mit kastenförmiger Wechselwirkung K. Möller	75
3.8. Mehrfachstreuungseffekte bei der unelastischen Nukleonenstreuung an komplexen Kernen H. Iwe	76
3.9. Berücksichtigung von Austauschereffekten bei der unelastischen Streuung durch ein Pseudopotential R. Schmidt und R. Reif	77
3.10. Austauschereffekte bei der unelastischen Protonenstreuung an ungeraden Kernen R. Schmidt und R. Reif	79
3.11. Zustände mit $I = J+j$ in deformierten und Übergangskernen L. Münchow und H.J. Wiebicke	80
3.12. Die Lage von Zuständen nichtnormaler Parität in Kernen mit annähernd halbgefüllter $1p$ -Schale H.-U. Jäger und H.R. Kissener	81
3.13. Mikrobeschreibung der Anharmonizitäten durch Teilchen-Vibrations-Kopplung H. Reinhardt	82
3.14. Einfluß von Anharmonizitäten auf die Teilchen-Vibrations-Kopplung F. Dönau und U. Hagemann	83
3.15. Mikrostruktur des Phononenoperators und Holstein-Primakoff-Entwicklung von Quasiteilchenoperatoren F. Dönau	84
3.16. Untersuchung hochangeregter Rotationszustände von "back-bending"-Kernen mit Hilfe der Drehimpulsprojektionsmethode N.d. Thang und L. Münchow	85
3.17. Systematik der Projektionsparameter N.d. Thang und L. Münchow	86
3.18. Beiträge direkter Reaktionen zum Nichtgleichgewichtsspektrum bei unelastischer Nukleonenstreuung R. Reif	88
3.19. Untersuchung von Präcompoundreaktionen im geometrieabhängigen Hybridmodell mit innernuklearen Übergangsraten aus dem optischen Modell R. Reif, K. Seidel und H. Seidemann	89

	Seite
3.20. Geschlossene Lösung der Mastergleichungen des Exzitonenmodells P. Mädler	92
4.1. Berechnung der axialen Dekanalisation U. Finger, K. Gärtner und K. Hehl	94
4.2. Die Messung müonischer Röntgenspektren lebender Objekte R. Arlt, V.S. Evseev, H. Haupt, H.-G. Ortlepp, B.M. Sabirov, B.S. Fedorenko, J.A. Krasovin und N.J. Ryshov	95
4.3. Die elektrische Quadrupolwechselwirkung in ZrHf- und TiHf-Legierungen mit niedrigem Hf-Gehalt S. Unterricker und J. Hausbrand	96
4.4. Die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten (EFG) in Metallen - der Gitterschwingungseinfluß S. Unterricker	98
4.5. Die elektrische Quadrupolwechselwirkung in CdMg-Legierungen S. Unterricker und J. Hausbrand	99
4.6. Untersuchung des Übergangsmetalloxides VO ₂ mit gestörten Winkelkorrelationen A. Andreeff, K. Lehnert und S. Unterricker	100
4.7. Röntgenografische Untersuchungen an γ -bestrahlten Eisen-Chrom-Nickel-Stählen H. Schützler und E. Beise	101
4.8. Schatteneffekt-Untersuchungen an Fe ₃ O ₄ -Einkristallen L. Bauriegel, R. Flammeyer und G. Otto	102
4.9. (p, α)-Reaktion am einkristallinen Al-Target H.J. Treffkorn, G. Otto und V. Geist	103
4.10. Untersuchung des Schatteneffektes an A ³ -B ⁵ -Verbindungen V. Geist, R. Flammeyer und G. Otto	104
4.11. Konzentrationsbestimmung an A ³ -B ⁵ -Halbleitereinkristallen mittels Protonenrückstreuung R. Flammeyer und V. Geist	106
4.12. Farbzentren in He ⁺ -bestrahlten KCl-Kristallen H. Karge, V.V. Litvinov und R. Prager	107
4.13. Stöchiometrieuntersuchungen an gesputterten SiO _x -Schichten auf GaAs R. Grötzschel und J. Pfeiffer	108
4.14. Röntgenstrahlung beim Beschuß dicker Si-Targets Ch. Bauer, R. Grötzschel, K. Hohmuth, R. Klages, U. Kreißig, R. Mann, W. Rudolph und F. Stary	109
4.15. Untersuchungen zur Energieabhängigkeit der Rückstoßimplantation von Kupfer in Silizium R. Grötzschel, R. Klages, U. Kreißig, W. Rudolph und A. Schmidt	110
4.16. Parasitäre Kohlenstoff-Rückstoßimplantation F.K. Naehring, A. Schmidt und J. Schöneich	111

VIII

	Seite
4.17. Die Bestimmung von B-Implantationsprofilen in Si mittels Festkörperspurdetektoren R. Roß und H.-B. Lück	112
4.18. Lokalisierung von Strahlenschäden in Silizium H. Görtz, G. Götz und G. Sommer	113
4.19. Untersuchung von Strahlenschäden in argon- und phosphor-implantierten Siliziumkristallen G. Götz, E. Glaser und F. Schwabe	114
4.20. Untersuchung von Strahlenschäden in Ionenimplantiertem Silizium durch thermisch stimulierte Ströme H. Frey und J. Mittenbacher	115
4.21. Zerstörungsfreie Bestimmung von pn-Übergangstiefen mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskopes K. Bach, N. Kaiser und R. Mühle	116
4.22. Zur Dosisabhängigkeit des röntgentopographischen Kontrastes von borimplantiertem Silizium W.H. Hubrig, J. Auleytner und M. Maciaszek	117
4.23. Optische Absorptionsmessungen an phosphorimplantiertem Silizium K. Gärtner, H. Karge, R. Prager und W. Wesch	118
4.24. Ionenimplantierte Si-Dioden in Planarstruktur M. Kunde, J. Matthäi, W.H. Hubrig, A. Zetzsche, K. Hohmuth und J. Hüller	119
4.25. Einfluß einer SiO ₂ -Schicht auf die spektrale Empfindlichkeit implantierter Planardioden J. Matthäi, W.H. Hubrig, G. Otto, H. Richter, A. Zetzsche und K. Hohmuth	120
4.26. Untersuchungen an Ionenimplantierten Si-Detektoren M. Deutscher, O. Doering, U. Rother und Ch. Weise	121
4.27. Siliziumdetektoren für ein Röntgenspektrometer H. Ulrich und U. Lorenz	122
4.28. Berechnung des elektrostatischen Potentials in inhomogen dotierten Halbleitern H. Richter und Ch. Weise	123
4.29. Mikrohärteuntersuchungen an implantiertem Silizium G. Götz, J. Schneider und F. Schwabe	125
4.30. Ätzverhalten Ionenimplantierter SiO ₂ -Schichten J. Mittenbacher und B. Friedrich	126
4.31. Chemische Arbeiten zur Ionenimplantation R. Roß	128
5.1. Der Betrieb des Tandem-Generators EGP-10-1 H. Matthes und S. Turuc	129
5.2. Kurzzeit-Pulsung des Tandem-Generators EGP-10-1 P. Eckstein, H. Helfer, D. Kätzmer und D. Lehmann	130

	Seite
5.3. Die pick-up-Elektrode im Tandem-Generator EGP-10-1 H. Curian und W. Siegert	131
5.4. Der Betrieb des Zyklotrons U-120 B. Anders und H. Odrich	133
5.5. Fourier-Analyse des Magnetfeldes des Rossendorfer Zyklotrons U-120 mit Hilfe eines Prozeßrechners B. Hartmann, S. Hiekmann und J. Linnemann	133
5.6. Der Betrieb des 2 MeV-Van-de-Graaff-Generators H. Matthes und S. Turuc	136
6.1. Ein Labor für die mechanische Bearbeitung von Halbleitermaterialien G. Dienel, A. Schmidt und H. Nußbaum	138
6.2. Staubarme Labors für präparative und technologische Arbeiten an Halbleitermaterialien G. Dienel und A. Schmidt	138
6.3. Ein elektromagnetischer Massenseparator zur Ionenimplantation J. Altmann, K.-D. Butter, G. Dienel, G. Franz, A. Schmidt, J. Schöneich, H. Schuster und H. Tyrroff	140
6.4. Hochspannungsversorgung für das Linsensystem des elektromagnetischen Massentrenners (Implanter II) J. Altmann, R. Kliemann und H. Tyrroff	141
6.5. Erzeugung und Stabilisierung der Beschleunigungsspannung für den Implanter II J. Altmann und G. Kluttig	142
6.6. Eine tiefgekühlte Öldampfsperre H. Nußbaum und A. Schmidt	143
6.7. Schaltgeregeltes Netzteil für Ströme bis 20 A F. Weidhase	145
6.8. Erprobung eines Neutronenflugzeitspektrometers am Tandem P. Eckstein, H. Förtsch, H. Helfer, D. Kätzmer, J. Kayser, D. Lehmann, W. Pilz, J. Rumpf, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil	146
6.9. Untergrund- und Targetprobleme an gepulsten DD-Neutronengeneratoren M. Mohamed, Th. Schweitzer und S. Unholzer	147
6.10. Meßkammer und Targetheizung zur Messung magnetischer Momente im μ s-Gebiet D. Walzog, H. Prade und E. Schuster	148
6.11. Rotierendes Target G. Heintze und J. Mösner	150
6.12. Zur Herstellung freitragender Targets für kernphysikalische Messungen E. Hensel und I. Probst	151

	Seite
6.13. Ein automatisches System zur Ionenstrahl-Bahnkorrektur H. Treff	151
6.14. Eigenschaften von Mehrspalt-Klystron-Systemen bei Änderung der Inzidenzenergie der Ionen T. Schweitzer und S. Unholzer	152
6.15. Eine neue Apparatur für Kanalisierungs- und Rückstreumessungen an Einkristallen A. Fiderkiewicz, A. Golanski, Ch. Bauer, R. Grötzschel, R. Klages, U. Kreibitz, R. Mann und W. Rudolph	154
6.16. Versuchsanordnung zur Untersuchung des quasielastischen knock-out von Protonenpaaren aus leichten Kernen mit hoch- energetischen Protonen V.I. Komarov, G.E. Kosarev, G. Motz, T. Stiehler und S. Tesch	155
6.17. Entwicklung eines CAMAC Crate Controllers Typ A und eines Datenweg Testmoduls W. Hirsch, S. Gläser, W. Meiling, K. Andert und I.N. Churin	156
6.18. Entwicklung einer CAMAC-Anschlußsteuerung für den Rechner KRS 4200 sowie einer Handsteuereinheit W. Hirsch, W. Reiß und W. Meiling	158
6.19. CAMAC-Module für Impulzzählung und Datentausch mit externen Geräten W. Hirsch, W. Meiling, F. Weidhase, W. Grimm, R. Krause, W. Rahn, W. Ullrich und F. Weinrich	159
6.20. CAMAC-Monitor für Müonen-Stop-Teleskop W.D. Fromm, T. Krogulski und A.N. Sinaev	161
6.21. Kleinrechnergeführte zweidimensionale Messungen mit Daten- sammlung auf Plattenspeicher W.D. Fromm	162
6.22. Programme für die Experimentführung am Kleinrechner des Meßzentrums im ZfK J. Kayser und D. Schmidt	163
6.23. Der Einsatz des SI 1.2-Interface für den Kleinrechner des Meßzentrums im Experiment J. Kayser und G. Kloß	164
6.24. On-line-Verarbeitung der Meßdaten bei der Untersuchung der Kernreaktion ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ R. Fülle, B. Kühn, H. Kumpf, W. Neubert, J. Mösner und G. Schmidt	166
6.25. Beschreibung eines on-line-Experimentes zur Protonenstreuung am Rossendorfer Tandem-Generator P. Kleinwächter, E. Hentschel, F. Herrmann, H.J. Thomas, H. Böttger, R. Fülle und G. Lang	167
6.26. Arbeiten am Meßzentrum im ZfK Rossendorf H. Angermann, D. Baldauf, S. Feigenspan, R. Fülle, S. Hiekmann, G. Lang, Ch. Kluge, K.-H. König, B. Kralitschek, W. Krebs und S. Kühnert	169
6.27. Steuer-Routinen für den on-line-Datentransfer zwischen den Kleinrechnern des Meßzentrums und dem Zentralrechner des Instituts H. Böttger, R. Hammer, R. Fülle und G. Lang	171

	Seite
6.28. Software zum Magnetband-Komplex des Meßzentrums G. Lang	172
6.29. OKNO/OLAN - Ein Programmsystem für die zweidimensionale Vielkanalanalyse mit Datenfilterung R. Fülle, G. Lang, H. Böttger und E. Müller	173
6.30. Bemerkungen zum Multiprogramm-Betriebssystem des Zentral- rechners im ZfK H. Böttger und R. Hammer	174
7.1. ANDI - Ein Fortran-Unterprogramm zur Berechnung der Winkel- verteilung in Nukleonenkanälen bei der Untersuchung von Resonanzreaktionen J. Höhn, F. Seidel, H.W. Barz und I. Rotter	176
7.2. ELISA 6 - Ein HAUSER/FESHBACH-Programm zur Beschreibung der Mehrteilchenemission G. Kießig und K.-H. Weissling	177
7.3. Die FORTRAN-Variante des Schalenmodellprogramms RACK H.-U. Jäger und H.R. Kissener	178
7.4. LISA - Ein Programm zur Schnellauswertung von Teilchen- spektren mit schmalen Peaks P. Kleinwächter	179
7.5. S-PARA - Ein Programm zur Auswertung von Dopplereffektmes- sungen G. Brauer	179
7.6. Programmsystem zur Expressauswertung spektrometrischer Infor- mationen H. Oehler	180
7.7. Ein FORTRAN-Programm zur Berechnung der Streuverlustkorrek- turen für Teilchenspektren G. Motz und G.P. Reshetnikov	181
7.8. MCVFS - Ein Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Vielfach- streuung beim Durchgang von Teilchen durch Materie T. Stiehler	182
7.9. DIP - Ein ALGOL-Programm zur Berechnung von Richtungs- Schatten-Kurven W. Dolak	183
7.10. Ein ALGOL-Programm zur Berechnung von Richtungs-Schatten- Kurven unter Berücksichtigung der Tiefenabhängigkeit M. Werner, W. Dolak, G. Otto und R. Flaggmeyer	183
7.11. Rechenprogramm zur Auswertung von Leitfähigkeits- und Hall- effektmessungen H.-J. Nitschke und D. Panknin	184
7.12. ZEIZEI - Ein Zeichenprogramm für Zeitspektren L. Käubler	185
7.13. PICOZEI - Ein Programm zum Zeichnen von Vielkanalspektren E. Will	185

	Seite
7.14. KOIZEI - Ein Programm zum Zeichnen von Koinzidenzspektren E. Will	186
7.15. GRAPH - Ein universelles Programm für die graphische Darstellung von Kerndaten D. Hermsdorf und R. Storch	187
7.16. ZRA-Plot A. Heinze, K. Uschner und H.R. Kissener	188

1. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNREAKTIONEN

Auf dem Gebiet der Kernreaktionen wurden die Arbeiten in den traditionellen Arbeitsrichtungen fortgesetzt. In Zusammenarbeit mit Kollegen aus dem KFKI in Budapest konnte ein umfangreiches Experimentierprogramm zur Identifizierung einer $d_{5/2}$ -Isobaranalogresonanz im ^{59}Cu fast abgeschlossen werden. Eine Reihe weiterer Untersuchungen über Isobaranalogresonanzen sind im Gange. Auf dem Gebiet der Untersuchung von Systemen weniger Nukleonen wurde eine Serie von kinematisch vollständigen Spektren des Deuteronenaufbruchs mit Protonen unter sehr verschiedenen kinematischen Bedingungen gemessen. Im on-line-Betrieb mit dem Kleinrechner des Meßzentrums konnte dabei eine hohe Präzision der Ergebnisse erreicht werden. Die Gruppe der Technischen Universität Dresden hat mit den in den vergangenen Jahren entwickelten Pulsungssystemen sowohl an dem Tandem-Generator des Physikalisch-Energetischen Instituts in Obninsk (UdSSR) als auch am Rossendorfer Tandem erste Messungen von (p,n)-Reaktionen mit Hilfe von Flugzeitspektrometern durchgeführt. An den Neutronengeneratoren der Technischen Universität Dresden wurde das Programm der Untersuchung der unelastischen Streuung von 14 MeV-Neutronen abgeschlossen. Die experimentellen Arbeiten werden jetzt mit Neutronen der Energie 3,4 MeV fortgesetzt. Die theoretische Interpretation der unelastischen Streuspektren unter Berücksichtigung von Modellen der Anregung von Präcompoundzuständen hat zu einem vollen Erfolg geführt. Im Berichtszeitraum wurden die Auswertungen der Messungen noch in einigen Punkten ergänzt. In der Gruppe an der Karl-Marx-Universität in Leipzig wurde durch Auswertung einer p- γ -Korrelationsmessung an der Reaktion $^{10}\text{B}(d,p\gamma)^{11}\text{B}$ ein Zyklus von Arbeiten über den Mechanismus von Kernreaktionen bei kleinen Energien zu Ende geführt. Die gleiche Gruppe stellt eine Arbeit vor, in der die Winkelverteilung der α -Teilchen aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\alpha)^{24}\text{Mg}$ in der nur 150 eV breiten Resonanz bei 936 keV gemessen wurde. Die α -Teilchen wurden dabei mit einem Festkörperspurdetektor registriert. Die Zusammenarbeit mit dem VIK Dubna auf dem Gebiet der Kernreaktionen mit 660 MeV-Protonen wurde fortgesetzt. Das experimentelle Material deutet darauf hin, daß bei der elastischen Rückwärtsstreuung hochenergetischer Protonen an leichtesten Kernen Nukleonenanregungen eine Rolle spielen.

B. Kühn

1.1. KERNDATEN DER NICHELASTISCHEN NEUTRONENEMISSION BEI 14 MeV EINSCHUSS-ENERGIE

D. Hermsdorf, A. Meister, S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Mit der Veröffentlichung der experimentell gewonnenen Daten, deren Parametrisierung und Diskussion wird 1974 ein mehrjähriges Forschungsprogramm an der TU Dresden abgeschlossen, das die Bestimmung der absoluten differentiellen Neutronenemissionsquerschnitte $\sigma_{nM}(E_0; E, \xi)$ an einer großen Anzahl von Elementen in einem breiten Massenzahlbereich mit Hilfe einer einheitlichen Methodik zum Inhalt hatte [1].

Die in den vergangenen Jahren wiederholt formulierten Anforderungen an Kerndaten dieser Prozesse für Belange der Kernenergie [2] waren Ausgangspunkt für diese Untersuchungen, in deren Verlauf ein umfangreiches Meßprogramm an 34 Elementen mit ca. 3000 h Meßzeit abgearbeitet, die experimentellen Flugzeitspektren mit hoher Genauigkeit zu absoluten Querschnitten aufbereitet, neue Modellvorstellungen zur Interpretation und Parametrisierung der Querschnitte eingesetzt und Vergleiche mit z.T. bereits vorliegenden Daten durchgeführt wurden.

Im folgenden sollen stichpunktartig die wichtigsten Angaben zu diesem Forschungsprogramm sowie dessen Ergebnisse mit Hinweisen auf entsprechende Publikationen zusammengefaßt werden.

Experimentelle Anordnung:

- Gepulster 150 kV-D-T-Neutronengenerator [3];
- Flugzeitspektrometer: totale Zeitauflösung $2 \Delta \tau = 3 \dots 4$ ns, Flugstrecke 2 m, ausgerüstet mit Neutron-Gamma-Diskriminierung [4];
- Absolute Quellstärkebestimmung durch Zählung der assoziierten α -Teilchen und zwei Neutronenmonitore [5];
- Streumessung bei Zylindergeometrie.

Meßprogramm:

- Einschußenergie $E_0 = 14,4 \dots 14,7$ MeV je nach Streuwinkel \mathcal{A} ;
- Messungen bei jeweils 5 Streuwinkeln im Bereich $\mathcal{A} = 40^\circ \dots 150^\circ$;
- Spektrometrie der gestreuten Neutronen im Energiebereich $E = 0,8$ MeV $\dots E_0$;
- Untersuchte Elemente: Be, C, Na, Mg, Al, Si, P, S, Ca, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Ga, Se, Br, Zr, Nb, Cd, In, Sn, Sb, J, Ta, W, Au, Hg, Pb und Bi;
- Streumessungen an Proben mit natürlicher Isotopenzusammensetzung mit geringem Anteil an Mehrfachstreuungsprozessen.

Meßwertaufbereitung:

- Maschinelle Bearbeitung der experimentellen Rohdaten (Verknüpfungen von Effekt- und Untergrundmessungen, Normierungen, Eichungen, Transformationen) bis zur Berechnung der absoluten Querschnitte im Schwerpunktsystem [6];
- Bestimmung von Absorption und Mehrfachstreuung in den Proben durch Monte-Carlo-Rechnungen und mit analytischen Methoden [7];
- Bestimmung der Nachweiseffektivität des Neutronendetektors mittels Monte-Carlo-Rechnung [8] und durch experimentelle Überprüfung.

Ermittelte Wirkungsquerschnitte:

1. Absolute differentielle Querschnitte $\sigma_{nM}(E_0; E, \mathcal{A})$ für jeweils 5 Werte im Bereich $E = 2$ MeV $\dots E_0$;
2. Winkelverteilungen der über $\bar{E} = E \dots E+1$ MeV gemittelten Querschnitte $\sigma_{nM}(E_0; \bar{E}, \mathcal{A})$;
3. Wirkungsquerschnitte $\sigma_{nM}(E_0; E)$ im Bereich $E = 2$ MeV $\dots E_0$, gewonnen durch Integration von $\sigma_{nM}(E_0; E, \mathcal{A})$ in den Grenzen $\mathcal{A} = 30^\circ \dots 165^\circ$;
4. Emissionsquerschnitte durch Extrapolation der Querschnitte $\sigma_{nM}(E_0; E)$ auf den gesamten Raumwinkelbereich 4π mittels Anpassung Legendrescher Polynome und den gesamten Energiebereich $E = 0 \dots E_0$ nach Parametrisierung der Spektren durch Kombination von Nichtgleichgewichts- und Gleichgewichtsemissionsanteilen [9];

5. Totale Emissionsquerschnitte $\sigma_{\text{NM}}(E_0)$ durch Integration über den gesamten Energiebereich;
6. Querschnitte der unelastischen Streuung $\sigma_{n,n'\gamma}$, nach Abtrennen von Neutronenemissionsanteilen aus $(n,2n)$, (n,np) , (n,pn) , $(n,n\alpha)$...

Die experimentellen Daten $\sigma_{\text{NM}}(E_0; E, \lambda)$ und $\sigma_{\text{NM}}(E_0; \bar{E}, \lambda)$ (Pkt. 1 und 2) sind für alle Elemente in numerischer und graphischer Form zusammengestellt [10]. Die in den Punkten 3 bis 6 aufgeführten abgeleiteten Querschnitte, deren Parametrisierung und Diskussion anhand unabhängiger Messungen sind für eine Publikationsfolge vorbereitet, bzw. bereits erschienen [11].

Die Verallgemeinerungsfähigkeit und Zweckmäßigkeit der Parametrisierung von Neutronenemissionsspektren und insbesondere von Spektren der unelastischen Streuung mit Hilfe des vollständig statistischen Modells der Kernreaktionen unter Hinzuziehung der Nichtgleichgewichtsemission auf der Basis neuerer Reaktionsmodelle sowie die systematische Massenzahlabhängigkeit der Parameter wurden in [9] untersucht. Eine detaillierte Analyse der Neutronenemission von Nb wurde in [12] durchgeführt.

L i t e r a t u r

- [1] Giera, H.-D. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 24
Hermsdorf, D. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 23
Göbel, J. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 39
- [2] Materialien der Allunionstagung über Neutronenphysik, Kiew 1971, Teil 1
Materialien der Allunionstagung über Neutronenphysik, Kiew 1973, Teil 1
Schmidt, J.J., Proc. International Summer School on Nuclear Data for Reactors and Reactor Physics, Predeal 1972
RENDA 72-A World-wide Compilation of Requests for Neutron Data Measurements for Reactors, INDC(SEC)-25, APR. 1972
- [3] Seeliger, D. und K. Trützscher, Nuclear Instr. 66 (1968) 157
- [4] Seeliger, D. et al., Kernenergie 15 (1972) 374
- [5] Haußen, W. et al., Nuclear Instr. 88 (1970) 251
- [6] Giera, H.-D. et al., Kernenergie 14 (1971) 115
- [7] Hermsdorf, D. and K. Seidel, Nuclear Instr. 112 (1973) 469
- [8] Hermsdorf, D. et al., Nuclear Instr. 107 (1973) 259
- [9] Hermsdorf, D. et al., Kernenergie 16 (1973) 252
- [10] Hermsdorf, D. et al., ZfK-277 (1974)
- [11] Hermsdorf, D. et al., Kernenergie 17 (1974) 176
Hermsdorf, D. et al., Kernenergie 17 (1974) 259
Hermsdorf, D. et al., Kernenergie, zur Veröffentlichung angenommen
- [12] Hermsdorf, D. et al., J. Nuclear Energy 27 (1973) 747

1.2. ABSOLUTE ÜBERGANGSRATEN DER PRÄCOMPOUNDZUSTÄNDE ANGEREGTER KERNE NACH EINSCHUSS VON 14 MeV-NEUTRONEN

A. Meister, D. Seeliger und K. Seidel
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Analyse von absoluten Spektren der unelastischen Neutronenstreuung bei 14,6 MeV Einschussenergie [1] auf der Basis eines Ansatzes

$$\sigma_{n,n'}(E_0; E) = K_1 G(E_0; E) + K_2 N(E_0; E), \quad (1)$$

wobei der erste Term die Emission aus dem Compoundkern durch die Weisskopf-Ewing-Formel beschreibt und der zweite die Präcompoundemission beinhaltet, wurde für 31 Elemente im Massenzahlgebiet $A = 23$ bis 209 durchgeführt.

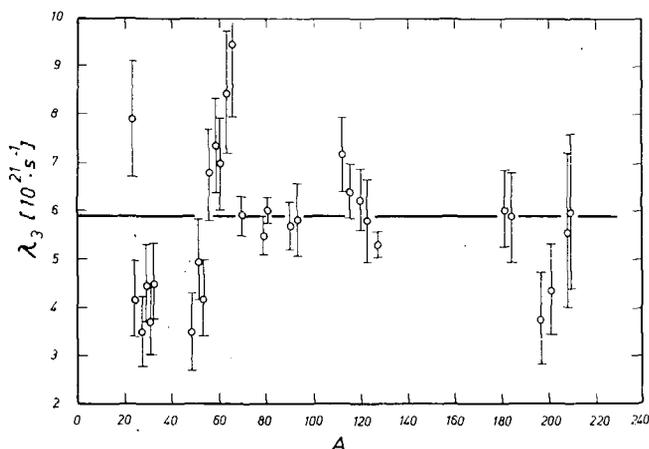
Benutzt man zur Bestimmung der Präcompoundemissionsspektren das Excitonenmodell in der Modifikation nach Braga-Marcazzan et al. [2]

$$K_2 \cdot N(E_0; E) = \sigma_B(E_0) \cdot \beta \cdot \frac{\sigma_{inv}(E) \cdot m \cdot E(2s+1)}{\pi^2 \hbar^3} \sum_{\substack{n=3 \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} \frac{\zeta_{n-1}(U)}{\zeta_n(E)} \cdot \frac{1}{\lambda_n} \quad (2)$$

mit dem Zwischenkernbildungsquerschnitt $\sigma_B(E_0)$ und Absorptionsquerschnitten des optischen Modells als Querschnitte $\sigma_{inv}(E)$ der inversen Reaktion, so erhält man aus den absolut gemessenen Spektren absolute Übergangsraten λ_n zwischen den Präcompoundzuständen. Mit den n -Excitonenzustandsdichten des Zwischenkernes $\zeta_n(E^*)$ und des Restkernes $\zeta_{n-1}(U)$ nach Ericson [3] und Berücksichtigung der Unterscheidbarkeit von Neutronen und Protonen in den Zustandsdichten durch den Faktor $\beta = 4/3$ sowie einer mittleren Einteilchenniveaudichte an der Fermigrenze $g = \frac{6}{\pi^2} \cdot \frac{A}{7,5} \text{ MeV}^{-1}$ ergeben sich bei Verwendung der Beziehung [4]

$$\lambda_n = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \cdot \frac{g^3 \cdot E^{*2}}{n+1} \quad (3)$$

und n -unabhängigem Übergangsmatrixelement für den 3-Excitonenzustand die in Abb. 1 angegebenen Übergangsraten λ_3 . Ihr mittlerer Wert beträgt $\lambda_3 = (5,9 \pm 0,7) \cdot 10^{21} \text{ s}^{-1}$. Zur der Größe λ_3 trägt neben der Übergangsrate vom 3- zum 5-Excitonenzustand die Nukleonemissionswahrscheinlichkeit aus dem 3-Excitonenzustand mit etwa 25 % bei.



Nach Formel (3) entspricht der aus der Neutronenemission der Präcompoundzustände ermittelte Wert λ_3 einem Übergangsmatrixelement $|M|^2 = (10 \pm 1) \text{ A}^{-3} \text{ MeV}^2$. Aus dem Protonenzerfallskanal der gleichen, durch 14 MeV-Neutroneneinschuss gebildeten Zustände fan-

Abb. 1
Zerfallsraten λ_3 der 3-Excitonenzustände in Abhängigkeit von der Massenzahl A

den Braga-Marcazzan et al. [2]: $|M|^2 = 7,6 \cdot A^{-3} \text{ MeV}^2$. Aus Analysen von Protonen- und α -Teilchenspektren im Energiegebiet $E^* \approx 30$ bis 70 MeV folgte Kahlbach-Cline [5] für die Massenzahl- und Energieabhängigkeit

$$\overline{|M|^2} = K \cdot E^{*-1} \cdot A^{-3} . \quad (4)$$

Die vorliegende Analyse der Neutronenspektren liefert für die Konstante $K_n = (215 \pm 22) \text{ MeV}^3$.

L i t e r a t u r

- [1] Hermsdorf, D. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 20 und Jahresbericht ZfK-262 (1973) 30
- [2] Braga-Marcazzan, G.M. et al., Phys. Rev. C6 (1972) 1398
- [3] Ericson, T., Advan. Phys. 9 (1960) 426
- [4] Williams, F.C., Phys. Lett. 31B (1970) 184
- [5] Kahlbach-Cline, G., Nuclear Phys. A210 (1973) 590

1.3. DER EINFLUSS VON PRÄCOMPOUNDPROZESSEN AUF DIE BESTIMMUNG DER NIVEAUDICHTE ANGEREGTER KERNE AUS NEUTRONENEMISSIONSSPEKTREN

A. Meister, D. Seeliger, K. Seidel und F. Shahin
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Analyse von Nukleonen und α -Teilchenspektren ist ein häufig beschrittener Weg zur Bestimmung der Niveaudichte hochangeregter Atomkerne. Üblicherweise wird der Weisskopf-Ewing-Ausdruck, der die Teilchenverdampfung aus dem Compoundkern beschreibt, z.B. mit einem Fermi-Gas-Niveaudichteansatz an die experimentell gewonnenen Spektren angepaßt,

$$G(E_0; E) \sim E \cdot \sigma_{\text{inv}}(E) \cdot U^{-5/4} \exp[2(aU)^{1/2}] , \quad (1)$$

und so der Niveaudichteparameter a des Restkernes bestimmt. Dabei nimmt man stets an, daß das Anpassen bei hohen Restkernanregungsenergien U , d.h. im niederenergetischen Teil der Spektren, ausreichend sei, um Beeinflussungen durch Reaktionsanteile, die nicht über einen Compoundkern laufen, auszuschließen.

Wie zahlreiche in den letzten Jahren durchgeführte Untersuchungen [1] zeigen, tragen jedoch auch Präcompoundprozesse bei Einschußenergien $E_0 \approx 10 \dots 100 \text{ MeV}$ einen erheblichen Teil zur Teilchenemission im niederenergetischen Spektrenteil bei, was bereits aus dem einfachsten Ausdruck des Excitonenmodells [2] ersichtlich ist:

$$N(E_0; E) \sim E \cdot \sigma_{\text{inv}}(E) \cdot \sum_{\substack{n=n_1 \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} \left(\frac{U}{E_0 + E} \right)^{n-2} (n-1) \cdot n . \quad (2)$$

Es wurden deshalb für den Massenzahlbereich $A = 23$ bis 209 und die Einschußenergie $E_n = 14 \text{ MeV}$ die Spektren der emittierten Neutronen analysiert, nachdem sekundäre Neutronen aus Reaktionen mit mehrfacher Nukleonenemission im Gebiet $E > 3 \text{ MeV}$ aus den Spektren eliminiert worden waren. Das geschah einmal durch Anpassung von (1) im Energiegebiet $U = 10,5 \dots 11,5 \text{ MeV}$ und andererseits durch

Anpassen des Ausdruckes

$$\sigma(E_0; E) = K_1 G(E_0; E) + K_2 N(E_0; E) \quad (3)$$

bei Variation von K_1 , K_2 und des Niveaudichteparameters, wobei hier der Anpassungsbereich kaum einen Einfluß mehr auf a hatte, also auch im gesamten Spektrenbereich angepaßt werden konnte [6].

Die beiden erhaltenen Sätze von Niveaudichteparametern wurden mit Werten aus Neutronenresonanz- und Fluktuationsanalysen verglichen. Aus Abb. 1 ist ersichtlich, daß ohne Berücksichtigung der Präcompoundemission vor allem im Gebiet schwerer Kerne beträchtliche Abweichungen der erhaltenen Parameter von den unabhängig gewonnen Werten auftreten.

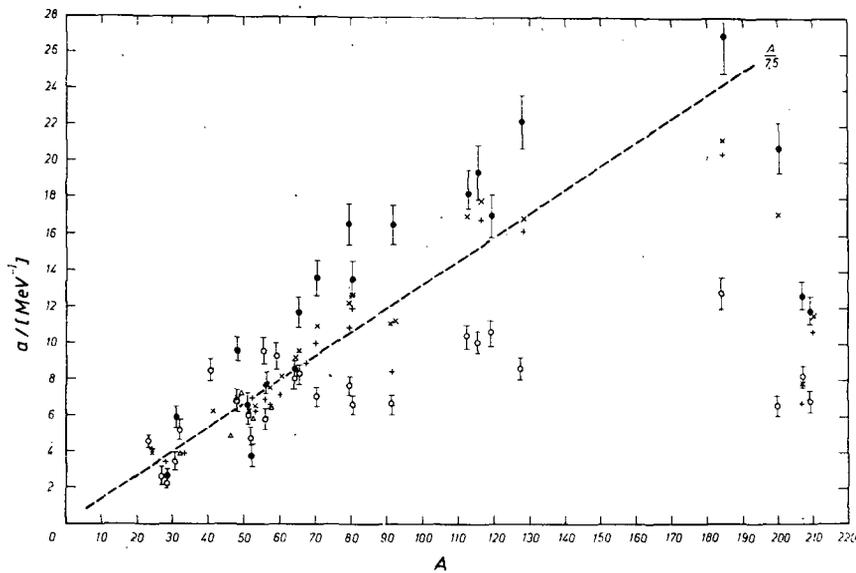


Abb. 1

Niveaudichteparameter aus Neutronenemissionsspektren ohne Berücksichtigung der Präcompoundemission (\circ) und mit Berücksichtigung der Präcompoundemission (\bullet) verglichen mit Werten aus Neutronenresonanz- (\times [3] und $+$ [4]) und Fluktuationsanalysen (Δ [5]). Bis auf Schalenefekte wird eine mittlere Massenzahlabhängigkeit $a = \frac{A}{7,5} \text{ MeV}^{-1}$ [3] erwartet (---).

Analysen der Spektrenform im Gebiet geringer Emissionsenergie führen also, insbesondere für schwere Kerne, zu falschen Aussagen über die Niveaudichte der untersuchten Kerne, falls Präcompoundanteile nicht eliminiert werden.

Die Empfindlichkeit der extrahierten Parameter bezüglich des niederenergetischen Verlaufs der Präcompoundspektren wurde für den Test verschiedener modifizierter Excitonenmodellformen benutzt. Diese Untersuchungen mit verschiedenen Modellvarianten ergaben Hinweise dafür, daß alle gegenwärtig üblichen Ansätze des Excitonenmodells im Gebiet geringerer Emissionsenergien den Anteil von Nichtgleichgewichtsprozessen um 15...30 % (im Vergleich zum hochenergetischen Teil des Spektrums) überschätzen.

L i t e r a t u r

- [1] Proc. of the Third Intern. Seminar on Interactions of Fast Neutrons with Nuclei, ZfK-271 (1974)
- [2] Griffin, J.J., Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 478
Blann, M., Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1357
- [3] Faccini, U. and A. Saetta-Menichella, Energia nucleare 15 (1968) 54
- [4] Malyshev, A.V., Plotnost' urovnej i struktura atomnyckh jader, Atomizdat Moskwa 1969
- [5] Braga-Marcazzan, G.M. and L. Milazzo-Colli, Energia nucleare 15 (1968) 186
- [6] Shahin, F., Dissertation A, TU Dresden 1974

1.4. MESSUNG DER DIFFERENTIELLEN ELASTISCHEN UND UNELASTISCHEN STREUQUERSCHNITTE FÜR 3,4 MeV-NEUTRONEN AN Mg, Al, Si UND Fe

Th. Schweitzer, D. Seeliger, K. Seidel und S. Unholzer
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Streumessungen am gepulsten 500 kV-Kaskadengenerator mit dem Flugzeitspektrometer für DD-Neutronen [1], über die im Vorjahr bereits berichtet wurde [2], erfolgten in Fortsetzung des Meßprogrammes auch für Mg, Al, Si und Fe.

Mit Proben natürlicher Isotopenzusammensetzung wurden etwa 200 Streuspektren bei jeweils 10 verschiedenen Streuwinkeln im Bereich 25° bis 150° bei einer Neutroneneinschußenergie von 3,4 MeV gemessen.

Die Erhöhung der Neutronenquellstärke durch Vergrößerung der Deuteronenimpulsfolgefrequenz auf 5 MHz sowie eine Verbesserung der totalen Zeitauflösung des Spektrometers auf 3,5 ns und der Einsatz eines großflächigen Neutronendetektors (Szintillator NE 213, \varnothing 11 cm in Verbindung mit einem SEV XP 1040) sind experimentelle Verbesserungen, die zu wesentlichen Meßzeiteinsparungen im Vergleich zur ersten Meßserie führten.

In Abb. 1 sind einige Flugzeitspektren der genannten Kerne bei einem Streuwinkel von 60° dargestellt. Gegenwärtig erfolgt die maschinelle Aufbereitung der Meßdaten.

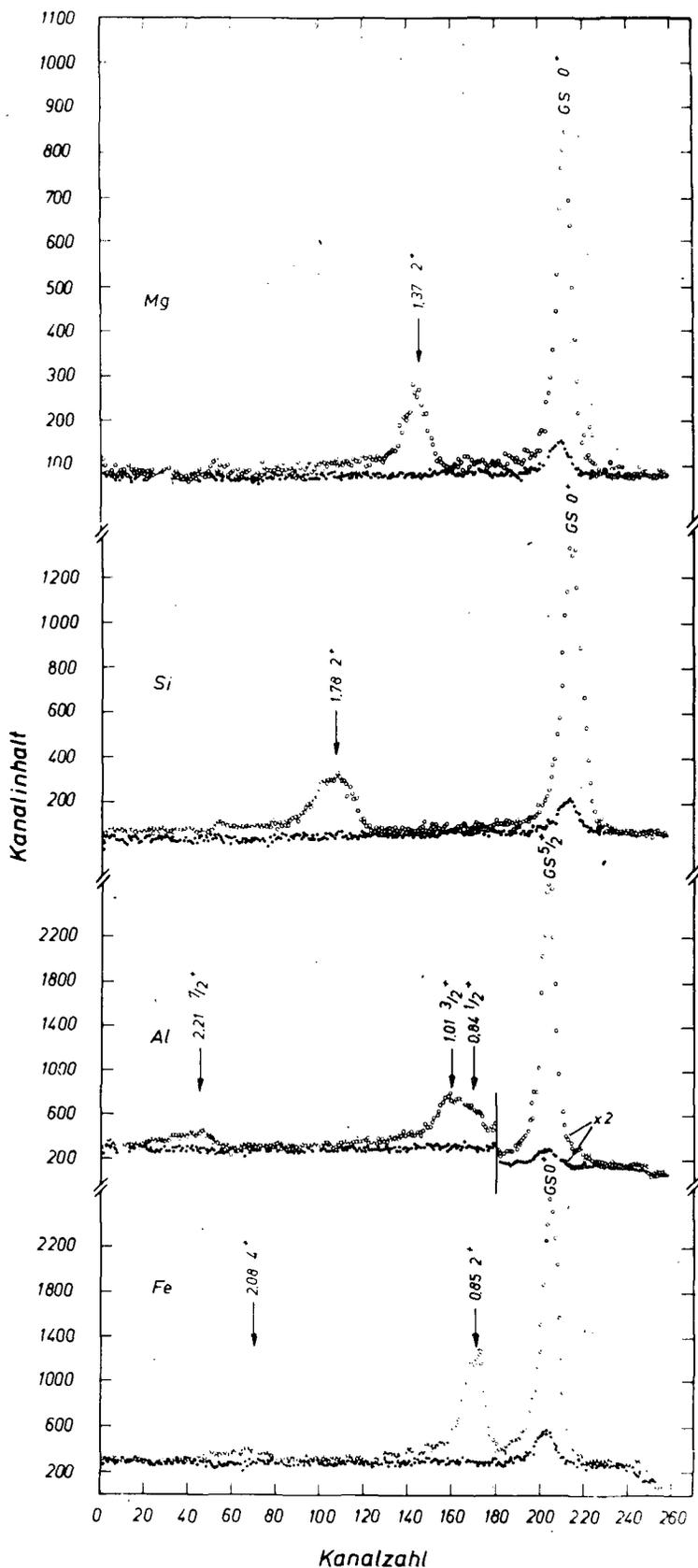


Abb. 1

Flugzeitspektren elastisch und unelastisch gestreuter Neutronen an Mg, Si, Al und Fe (Meßzeit entsprechend 1, 1, 4 und 4 h) und zugehörige Untergrundspektren bei einem Streuwinkel 60° und einer Neutroneneinschußenergie von 3,4 MeV. Die eingezeichneten Zahlen bedeuten jeweils I^π -Wert und die Anregungsenergie der bei der unelastischen Streuung angeregten Niveaus.

L i t e r a t u r

- [1] Krause, R. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 171
- [2] Mohamend, M. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 33

1.5. NEUTRONENSPEKTROSKOPIE AM PROTONENSTRAHL DES TANDEM-BESCHLEUNIGERS EGP-10M IM PEI OBNINSK

N.I. Fehtisov, A.I. Glotov, G.V. Kotel'nikova, G.N. Lovchikova,
O.A. Sal'nikov, V.I. Spirin und A. Trufanov
Physikalisch-Energetisches Institut Obninsk
W. Pilz, J. Rumpf und D. Schmidt
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Nach Abschluß der Arbeiten zur Strahlpulsung im PEI Obninsk [1] wurde damit begonnen, auf der Grundlage der Neutronenflugzeittechnik (p,n)-Reaktionen zu untersuchen.

Der verwendete Detektor und die Abschirmung sind in [2] beschrieben. Die Flugstrecke betrug $L = 2$ m.

Zunächst wurden folgende Eichmessungen durchgeführt:

Unter Ausnutzung der $^{27}\text{Al}(p,n)$ -Reaktion wurde die Resonanzfrequenz-Energiekurve des Tandems nachgeeicht. Hierbei kam ein long-counter in der üblichen Meßanordnung zur Schwellenergiebestimmung zur Anwendung. Die Eigenzeitauflösung des Flugzeitdetektors wurde ermittelt, indem mit einem ähnlichen Detektorsystem die $\gamma\gamma$ -Promptkoinzidenzkurve einer ^{60}Co -Quelle gemessen wurde. Diese Zeitauflösung betrug $\Delta\tau_{\text{Det.}} = (1,2 \pm 0,1)$ ns.

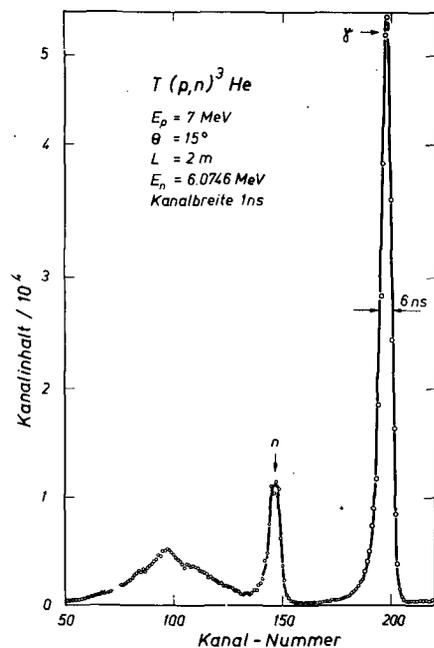


Abb. 1

Flugzeitspektrum zur Bestimmung der relativen Nachweiseffektivität

150^a wurden Effekt- und Untergrundspektren aufgenommen. Die Neutronenemissionsspektren obengenannter Kerne sind, entsprechend der Energieauflösung und dem Niveauabstand im Endkern, kontinuierlich.

Darüber hinaus wurde die Gesamtzeitauflösung des Spektrometers im Impulsregime bestimmt. Die Breite des γ -Flugzeitpeaks der $^{27}\text{Al}(p,\gamma)$ -Reaktion betrug bei einer Energieschwelle von 1 MeV $\Delta\tau = 1,6$ ns, was in Verbindung mit $\Delta\tau_{\text{Det.}}$ eine Breite der Protonenimpulse am Target von $\Delta\tau_p = 1,1$ ns ergibt. Die Nachweiseffektivität des Detektors wurde mit Hilfe der $T(p,n)^3\text{He}$ -Reaktion gemessen (ca. 2 mg/cm² Tritium). Der Querschnitt dieser Reaktion ist für Energien $E_p = 6$ und 7 MeV gut bekannt [3], wobei unter verschiedenen Winkeln Neutronen mit Energien zwischen 1 und 6 MeV emittiert werden. Abb. 1 zeigt ein typisches Spektrum. Die Neutronenschwelle lag etwas unter 1 MeV. Schließlich wurden mit der beschriebenen Anordnung die Reaktionen $^{56}\text{Fe}(p,n)$, $^{115}\text{In}(p,n)$ und $^{120}\text{Sn}(p,n)$ bei der Einschußenergie $E_p = 7$ MeV und zusätzlich bei $E_p = 6$ MeV die Reaktion $^{115}\text{In}(p,n)$ gemessen. Zwischen $\theta_L = 30^\circ$ und

L i t e r a t u r

- [1] Glotov, A.I. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 209
- [2] Sal'nikov, O.A. et al., Jadernaja fizika 12 (1970) 1132
- [3] McDaniels, D.K. et al., Phys. Rev. 6 C (1972) 1593

1.6. UNTERSUCHUNGEN DER KERNREAKTION (p,n) IM ENERGIEBEREICH 4 BIS 9 MeV AM TANDEM-BESCHLEUNIGER

P. Eckstein, H. Helfer, D. Kätzmer, J. Kayser, D. Lehmann, W. Pilz, J. Rumpf, D. Schmidt und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Nach Inbetriebnahme des Nanosekunden-Impulsregimes am Tandem EGP-10 (siehe Bericht 5.2.) sowie eines Flugzeitspektrometers für schnelle Neutronen wurden systematische Untersuchungen der (p,n)-Reaktion im Energiebereich bis 10 MeV begonnen.

Neutronenflugzeitspektren wurden unter 75° im Energiebereich von $E_p = 4$ bis 9 MeV in 0,5 MeV-Schritten für die Kerne ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{93}Nb , ^{107}Ag und ^{109}Ag gemessen. Bei der Energie $E_p = 6$ MeV wurde darüber hinaus für die genannten Nuklide, außer ^{93}Nb , die Winkelverteilung der emittierten Neutronen im Bereich von 30° bis 150°

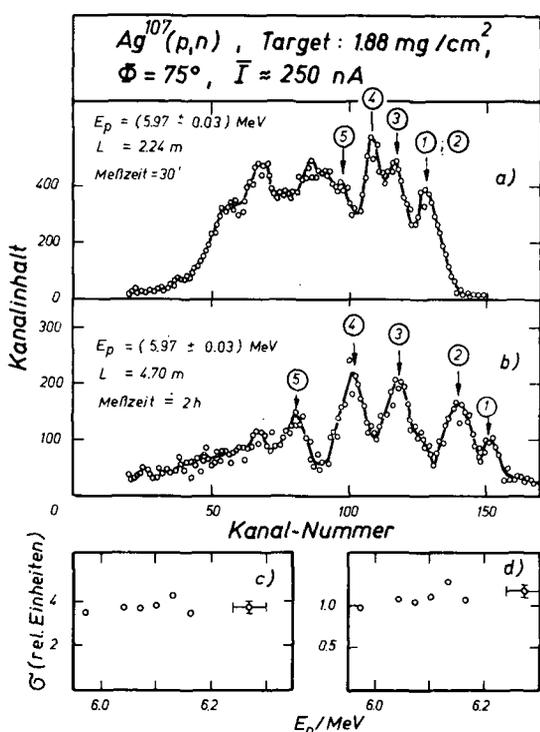


Abb. 1

Untersuchung der Isobaranalogresonanz im ^{108}Cd bei $E_p = 6,1$ MeV:

a) und b) Flugzeitspektren unterschiedlicher Energieauflösung, c) Anregungsfunktion der Neutronengruppe ④, d) dieselbe für die Gruppen ① bis ⑤.

gemessen. Diese Untersuchungen erfolgten bei einer Flugstrecke von $L = 220$ cm, einer Gesamtzeitauflösung des Spektrometers von $2\tau = 3$ ns und einer unteren Energieschwelle der Nachweisapparatur von 0,8 und 1,1 MeV.

Des Weiteren wurde die Anregungsfunktion der Reaktion $^{107}\text{Ag}(p,n)$ im Energiebereich $E_p = 6,00$ MeV bis 6,30 MeV detaillierter, mit größerer Flugstrecke ($L = 4,70$ m), d.h. verbesserter Energieauflösung, untersucht, da bei 6,132 MeV eine Isobaranalogresonanz erwartet wird [1]. Bei den Messungen wurde ein relativ dickes Target ($\Delta E_p \approx \pm 30$ keV) benutzt. Abb. 1 zeigt ein typisches Neutronenspektrum bei $E_p = 5,97$ MeV. Es können alle Neutronengruppen bis zur Restkernanregungsenergie 1,80 MeV aufgelöst werden. Die Anregungsfunktionen für diese Endkernzustände auf Abb. 1c, d weisen ebenso wie für integrale Querschnitte bereits früher nachgewiesen [1] auf das Vorhandensein einer Isobaranalogresonanz bei $E_p = 6,1$ MeV hin.

L i t e r a t u r

[1] Harchol, M. et al., Nucl. Phys. A90 (1967) 473

1.7. UNTERSUCHUNGEN ZUM REAKTIONSMEECHANISMUS BEI DER WECHSELWIRKUNG HOCHENERGETISCHER PROTONEN MIT LEICHTEN KERNEN

V.I. Komarov, G.E. Kosarev, E.S. Kusmin, A.G. Molokanov, G.P. Reshetnikov, O.V. Savchenko und S. Tesch

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für Kernprobleme

In [1],[2] wurden unter kleinem Laborwinkel die Spektren energiereicher Fragmente $X = {}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}$ und ${}^4\text{He}$ gemessen, die bei der Wechselwirkung von Protonen der Energie 665 MeV mit den Targetkernen ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ und ${}^{12}\text{C}$ entstehen, Unter den verschiedenen möglichen Reaktionsmechanismen zur Bildung schneller Fragmente X mit Energien von einigen 100 MeV sind direkte Reaktionen vom Typ $A(p, yX)B$ ($y = \text{Nukleon oder Pion}$) von besonderem Interesse. Die Analyse der experimentellen Daten zeigt, daß die Spektren der Teilchen X mit Energien über 350 MeV durch zwei Typen von Prozessen beschrieben werden können, und zwar quasielastische Streuung von Protonen und Reaktionen mit Pionenerzeugung an Clustern.

Die Querschnitte für diese Prozesse wurden berechnet (Abb. 1 und 2), wobei befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Daten unter folgenden Voraussetzungen erzielt wurde:

- Benutzung effektiver Zahlen von Clustern aus Schalenmodellrechnungen [3],
- Berücksichtigung von Teilchenabsorption in der Näherung geradliniger Trajektorien, wobei eine effektive räumliche Clusterverteilung im Kern verwendet wurde [4].

In einigen Reaktionen erwiesen sich nicht nur Quasideuteron-Cluster, sondern auch Nukleonpaare mit dem Isospin $T = 1$ als wichtig.

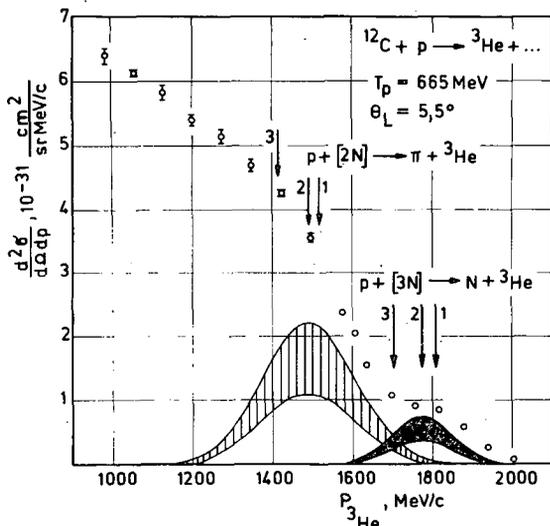


Abb. 1

Vergleich experimenteller Daten [1] mit berechneten Wirkungsquerschnitten für die Prozesse $p + [2N] \rightarrow \pi + {}^3\text{He}$ und $p + [3N] \rightarrow N + {}^3\text{He}$. Die Pfeile geben die Impulswerte für ${}^3\text{He}$ -Kerne für folgende Fälle an:

- Zweiteilchenreaktionen an freien Deuteronen und ${}^3\text{He}$
- Berücksichtigung der ${}^3\text{He}$ -Bindungsenergien im ${}^{12}\text{C}$
- break-up des Endkerns

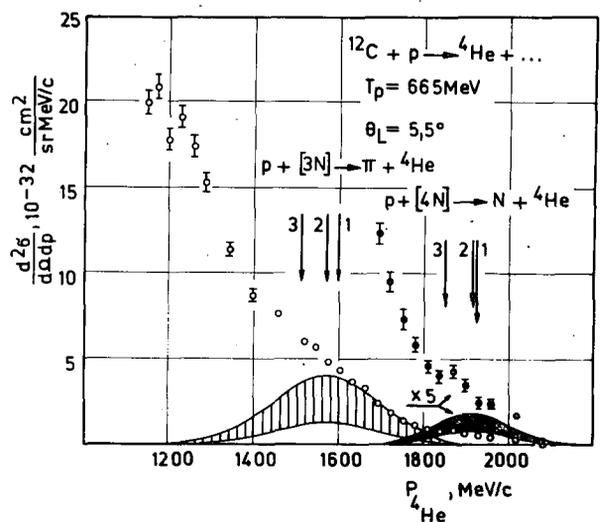


Abb. 2

Vergleich experimenteller Daten [1] mit berechneten Wirkungsquerschnitten für die Prozesse $p + [3N] \rightarrow \pi + {}^4\text{He}$ und $p + [4N] \rightarrow N + {}^4\text{He}$. Die Pfeile geben die Impulswerte für ${}^4\text{He}$ -Kerne für folgende Fälle an:

- Zweiteilchenreaktionen an freien ${}^3\text{He}$ - und ${}^4\text{He}$ -Kernen
- Berücksichtigung der Bindungsenergie von ${}^4\text{He}$ im ${}^{12}\text{C}$
- break-up des Endkerns

Das gegenwärtig vorliegende experimentelle und theoretische Material [5] deutet darauf hin, daß im Prozeß der elastischen Rückwärtsstreuung von Protonen mit Energien ~ 400 bis 800 MeV an leichtesten Kernen (d , ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$) Nukleonenanregungen ($(3/2, 3/2)$ -Barionenresonanz) eine bedeutende Rolle spielen.

L i t e r a t u r

- [1] Komarov, V.I. et al., Preprint P1-7784, Dubna, 1974
- [2] Komarov, V.I. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 3
- [3] Neudachin, V.G. and Yu.F. Smirnov, Nuklonnye assotsiatsii v legkikh yadrakh, Izd-vo Nauka, Moskva (1969)
- [4] Komarov, V.I. et al., Preprint P1-7452, Dubna, 1973
- [5] Kopeliovich, B.Z. and I.K. Potashnikova, Preprint P2-6711, Dubna, 1972

1.8. ANALYSE VON (HI, xn) -ANREGUNGSFUNKTIONEN MIT HILFE DES FERMI-GAS-MODELLS

W. Neubert

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Bei Beschuß von mittelschweren und schweren Kernen mit beschleunigten schweren Ionen, deren Energie die Coulomb-Barriere der Stoßpartner übertrifft, entstehen Compoundkerne, deren Anregungsenergien beträchtlich oberhalb der Bindungsenergie eines Nukleons im Kern liegen. Wie das heute vorliegende umfangreiche experimentelle Material zeigt, werden von einem solchen hochangeregten Compoundkern vorwiegend Neutronen emittiert. Das einfachste Modell, das einen solchen Prozeß beschreiben kann, ist ein Gleichgewichtsmodell auf der Grundlage eines Systems unabhängiger Fermionen, die sich in einer Kugel mit dem Radius $r_0 A^{1/3}$ des Compoundkernes bewegen (Fermi-Gas). Dabei beschreibt der Niveaudichteparameter $a \sim A$ praktisch alle statistischen Eigenschaften der Einteilchenzustände und er hängt nicht von der Energie ab. Wie von Ericson gezeigt wurde [1], kann man die Drehimpulsverteilung über die angeregten Zustände des Compoundkernes formal berücksichtigen, indem man die Anregungsenergie des Compoundkernes in thermische Energie U und Rotationsenergie $E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} j^2 / \Theta$ zerlegt. Das Trägheitsmoment des Compoundkernes Θ ist bei den hier auftretenden Anregungsenergien gleich dem Trägheitsmoment einer starren Kugel. Der übertragene Drehimpuls j kann in der sharp cut-off-Näherung und nach dem black body-Modell [2] berechnet werden. Als Bezugswert wurde die Anregungsenergie, die dem Maximum des Reaktionsquerschnittes entspricht, benutzt. Wie aus dem Fermi-Gas-Modell folgt, ist die thermodynamische Temperatur, die das Gleichgewicht zwischen dem Restkern und dem ersten verdampften Neutron beschreibt, gegeben durch $t = \sqrt{(U - B_n) C/A}$. Die Neutronenbindungsenergie B_n wurde aus [3] entnommen, C wurde so bestimmt, daß sich die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ergibt. Unter diesen Voraussetzungen beträgt die mittlere kinetische Energie der emittierten Neutronen $\xi = 2T$. Zwischen T und t besteht dabei der Zusammenhang $\frac{1}{T} = \frac{1}{t} - \frac{n}{U}$. Für mittlere und schwere Kerne ist einigermaßen gesichert, daß der Parameter n zwischen 1 und 2 liegt. Der Restkern, der nach der Emission des ersten Neutrons zurückbleibt, emittiert dann weiter so lange Neutronen, bis seine Anregungsenergie kleiner als die Bindungsenergie des folgenden Neutrons wird. Dieses Modell bildet die Grundlage des Rechenprogrammes EVA, mit dem das umfangreiche experimentelle Material

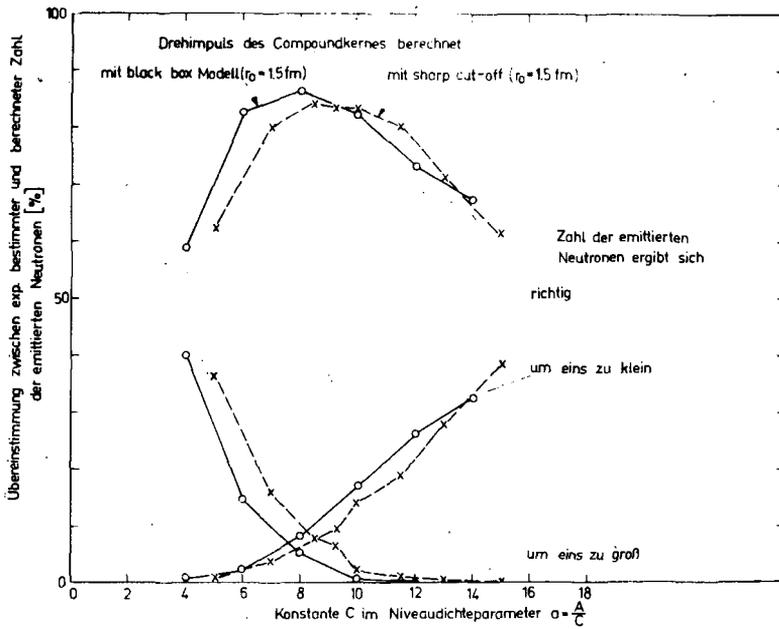


Abb. 1

Prozentuale Verteilung der Ergebnisse der Kaskadenrechnung für 360 analysierte Schwerionenreaktionen in Abhängigkeit vom Niveaudichteparameter. Wenn die durch die Rechnung ermittelte Zahl der emittierten Neutronen mit der experimentell bestimmten übereinstimmt, gelten die beiden oberen Kurvenzüge; den entsprechenden prozentualen Anteil der sich falsch ergebenden Zahl von emittierten Neutronen zeigen die unteren Kurven.

[4] analysiert wurde. Für 356 Reaktionen wurde durch Berechnung der Verdampfungskaskade die Zahl der emittierten Neutronen ermittelt. Wenn der Niveaudichteparameter innerhalb der Grenze $\frac{A}{8} \leq a \leq \frac{A}{9}$ liegt, ist gewährleistet, daß für fast alle Reaktionen die Zahl der verdampften Neutronen richtig reproduziert wird (Abb. 1). Unabhängig davon wird auch mit $a = A/8,5$ die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Werten für die Energie der emittierten Neutronen [5] erzielt. Die mit dem obigen Modell ermittelten Kerntemperaturen sind in Abb. 2 und 3 dargestellt. Die Werte schließen sich an die theoretischen für kleinere Anregungsenergien (Kern im supraleitenden Zustand) an [6]. Der durch Mittelung über das Gesamtspektrum berechnete Drehimpuls, den ein emittiertes Neutron wegträgt, ist in Abb. 4 für verschiedene Reaktionskanäle gezeigt.

Da die richtige Bestimmung der Zahl der emittierten Neutronen eine ausgeprägte Abhängigkeit vom Niveaudichteparameter zeigt, war es möglich, in einer Fitprozedur den optimalen Wert für a unter der Vor-

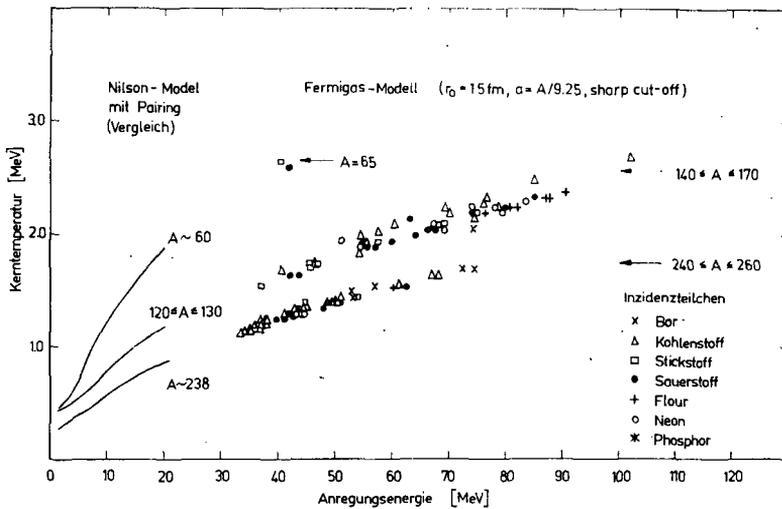


Abb. 2

Die Temperatur des ersten verdampften Neutrons als Funktion der Anregungsenergie

aussetzung, daß die Zahl der emittierten Neutronen richtig bestimmt werden soll, für eine große Anzahl von Reaktionen zu ermitteln. Dabei ergibt sich, daß für den Energiebereich, der in der Verdampfungskaskade durchlaufen wird, der Niveaudichteparameter als Funktion der Massenzahl keine Struktur aufweist. Insbesondere fehlen Anzeichen für das ausgeprägte Minimum bei $A \approx 210$, das bei den aus Neutronenresonanzdaten ermittelten Werten des Niveaudichteparameters auftritt.

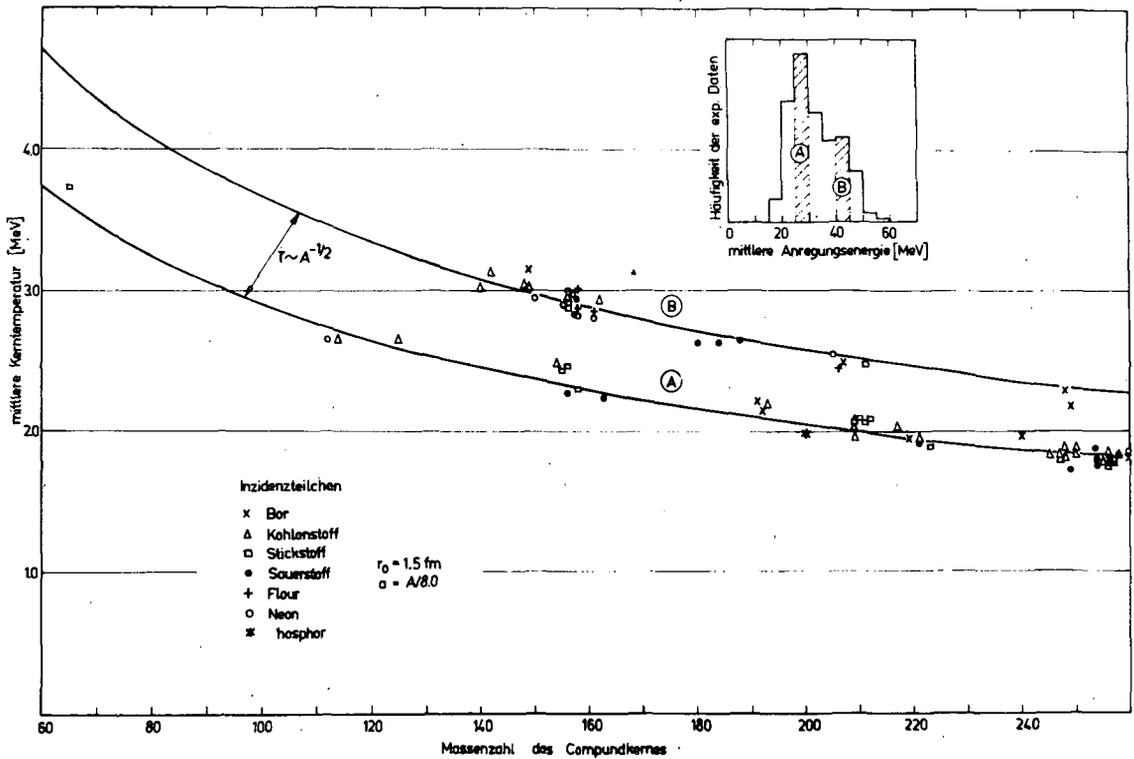
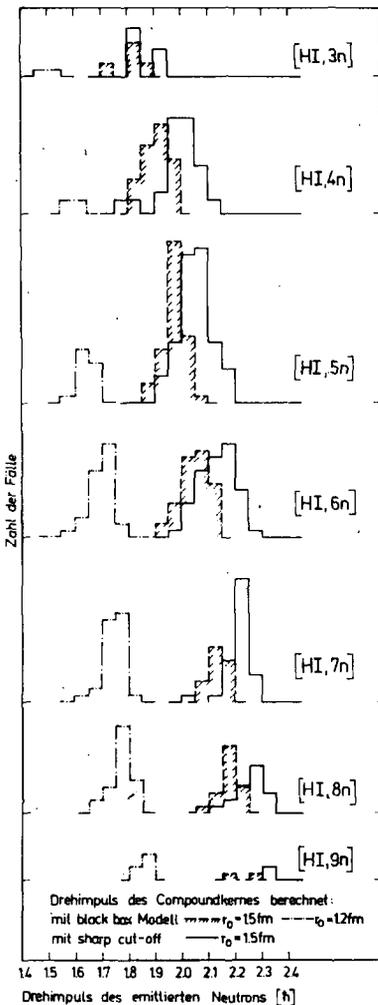


Abb. 3

Die mittlere Kerntemperatur als Funktion der Massenzahl. Das innere Histogramm zeigt die Verteilung der experimentellen Daten.



L i t e r a t u r

- [1] Ericson, T., Adv. in Physics 9 (1960) 425
- [2] Babikov, V.V., Preprint P-1351, Dubna, 1963
- [3] Seeger, P.A., Nucl. Phys. 25 (1961) 1
- [4] Neubert, W., Nucl. Data Tables 11 (1973) 531
- [5] Simonoff, G.N. and T.K. Alexander, Phys. Rev. 133 (1964) B 104
- [6] Ignatyuk, A.V. i Yu.N. Schubín, Yad. Fiz. 8 (1968) 1135

Abb. 4

Quadratische Mittelwerte des Drehimpulses eines emittierten Neutrons (in der sharp cut-off-Näherung berechnet)

1.9. MITTELWERT DER NEUTRON-NEUTRON-STREULÄNGE AUS EINER KRITISCHEN ZUSAMMENSTELLUNG VERÖFFENTLICHTER MESSUNGEN

B. Kühn

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In einer ausführlichen Arbeit [1] wurden die bisher veröffentlichten Experimente zur Bestimmung der Neutron-Neutron-Streulänge a_{nn} diskutiert und zusammengefaßt. Die sich ergebenden Konsequenzen für das Problem der Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte wurden dargelegt.

In der Literatur wurde bisher über mehr als 40 Messungen der Größe a_{nn} berichtet. Da die experimentelle Untersuchung der direkten Neutron-Neutron-Streuung noch nicht möglich ist, beruhen alle diese Messungen auf der Ausnutzung der Endzustandswechselwirkung zweier Neutronen, die gleichzeitig in einer Kernreaktion entstehen. In Tab. 1 sind die benutzten Reaktionen zusammengestellt. In den

Tabelle 1

Zahl der Reaktionen, aus denen a_{nn} bestimmt wurde

Reaktion	N_{unv}	N_v
$d + n = p + 2n$	13	6
${}^3H + n = d + 2n$	3	-
$d + d = 2p + 2n$	-	1
${}^3H + d = {}^3He + 2n$	5	2
${}^3H + {}^3H = {}^4He + 2n$	1	1
$d + \pi^- = \gamma + 2n$	4	1

Spalten N_{unv} und N_v wurde die Zahl der kinematisch unvollständigen bzw. vollständigen Messungen für jede Reaktion angeführt. Aus den experimentellen Spektren wurde a_{nn} mit Hilfe der Bornschen Näherung, der Migdal-Watson-Theorie, der Impulsnäherung, der Diagrammtechnik und mit Hilfe theoretischer Beschreibungen auf der Basis der Faddeev-Gleichungen bestimmt.

Die erhaltenen Werte sind in Abb. 1 dargestellt. Die Verteilung der Ergebnisse besitzt zwei Maxima. Das erste liegt zwi-

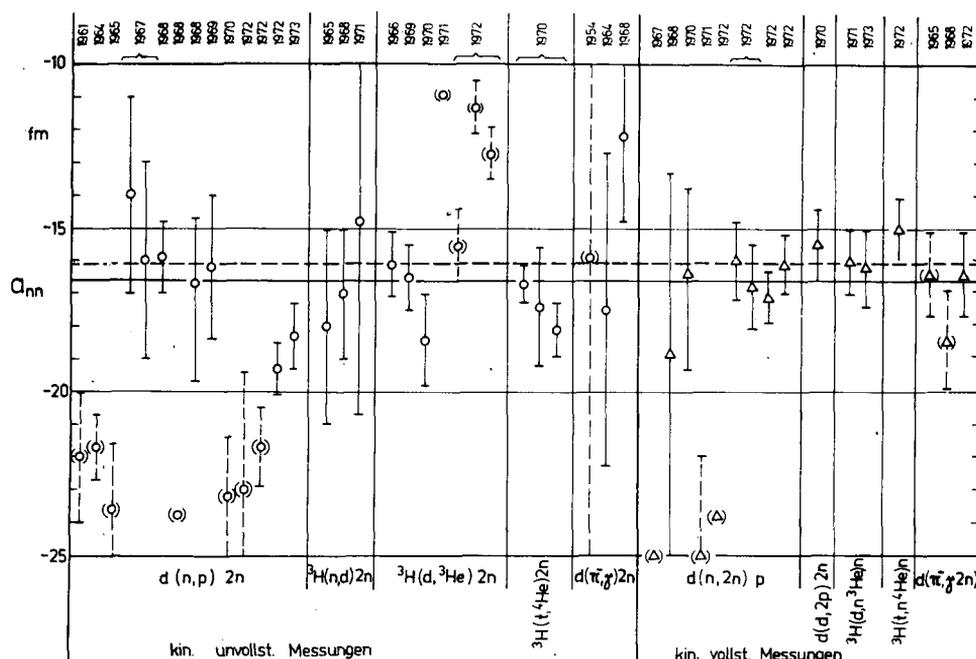


Abb. 1

Die bisher veröffentlichten Ergebnisse der Messung der Neutron-Neutron-Streulänge. Die bei der Mittelung nicht berücksichtigten Werte sind in Klammern gesetzt. Die ausgezogene Kurve gibt das gewichtete Mittel aller Werte an, die gestrichelte das der kinematisch vollständigen Messungen alleine.

schen -16 und -17 fm, das zweite in der Nähe von -23 fm. Zum zweiten tragen nur Resultate bei, die mit Hilfe der d+n-Reaktion gewonnen wurden. Es konnte gezeigt werden, daß die Diagrammtechnik in zweiter Näherung und die Migdal-Watson-Theorie nicht geeignet sind, die kinematisch unvollständigen Spektren dieser Reaktion zu beschreiben. Diese Theorien ergaben Werte um -23 fm. Andere Experimente, die -23 fm lieferten, leiden an experimentellen Unzulänglichkeiten. Deshalb wurden die Werte um -23 fm bei der Mittelung nicht berücksichtigt. Die verbleibenden 30 Meßergebnisse erfüllen die Bedingungen einer Standardverteilung.

In kinematisch vollständigen Messungen können die kinematischen Bedingungen so gewählt werden, daß die Endzustandswechselwirkung bevorzugt in Erscheinung tritt. Aus diesem Grunde konnten alle kinematisch vollständigen Messungen durch die Theorie genauer beschrieben werden als die unvollständigen. Bei der Mittelung wurden deshalb die Ergebnisse der vollständigen Experimente mit doppeltem Gewicht berücksichtigt. Auf diese Weise ergab sich das gewichtete Mittel zu

$$\overline{a_{nn}} = -16,61 \text{ fm.}$$

Die Standardabweichung für die Verteilung der Meßergebnisse beträgt 1,45 fm. Das 95%ige Vertrauensintervall für den Mittelwert kann mit

$$(-16,61 - 0,54) \text{ fm} < \overline{a_{nn}} < (-16,61 + 0,54) \text{ fm}$$

angegeben werden.

L i t e r a t u r

[1] Kühn, B., Particles and Nucleus (Dubna), im Druck

1.10. KINEMATISCH VOLLSTÄNDIGE MESSUNGEN DES DEUTERONENAUFBRUCHS MIT PROTONEN VON 7, 8,5 UND 10 MeV

B. Kühn, H. Kumpf, J. Mösner, W. Neubert und G. Schmidt
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Obwohl bereits eine Reihe von experimentellen Untersuchungen des Deuteronenaufbruchs veröffentlicht wurde, lassen Genauigkeit und Auflösung der bisherigen Messungen zu wünschen übrig. Da die einfachen Modelle wie das Spectatormodell oder die Polygrafnäherung [1] Abweichungen von den experimentellen Querschnitten von einer Größenordnung ergaben, schienen früher Anstrengungen zur genauen Bestimmung der Absolutwerte nicht nötig zu sein. Die in letzter Zeit ausgearbeiteten Rechenprogramme zur Lösung der exakten Integralgleichungen des Dreinukleonenproblems erlauben jedoch eine viel realistischere Beschreibung der Experimente. Ein erster Vergleich des vorhandenen experimentellen Materials mit Rechnungen auf der Grundlage von separablen Yamaguchi-N-N-Potentialen gab grobe Übereinstimmung [2]. Inzwischen konnte jedoch gezeigt werden [3], daß der berechnete Aufbruchquerschnitt von dem verwendeten Formfaktor des N-N-Potentials abhängt. Dabei wurden nur solche Formfaktoren eingesetzt, die identische niederenergetische Streuparameter garantieren. Da im Gebiet unter 10 MeV Einschußenergie für alle Wechselwirkungen zwischen zwei Nukleonen die Näherung der effektiven Reichweite sehr gut gilt, gibt die Abhängigkeit der Dreinukleonen-

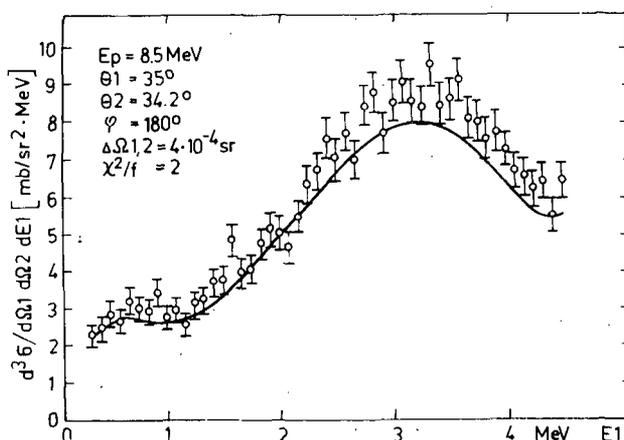
vom Formfaktor nur eine gewisse Empfindlichkeit für das off-shell-Verhalten wieder. Da die Unterschiede der Querschnitte für verschiedene Formfaktoren höchstens 20 % betragen, machten sich Präzisionsmessungen von $d^5\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE$ notwendig.

Die Messungen wurden am Tandem-Generator EGP-10 durchgeführt. Zwei Si-OB-Detektoren für die beiden Protonen der Reaktion $D(p,2p)n$ waren auf drehbaren Tellern innerhalb einer Reaktionskammer angebracht, welche eine leichte und präzise Justierung gestattet [4]. Das verwendete elektronische Meßverfahren ist in dem Bericht 6.24. beschrieben. Zur Verminderung des Verlustes von Deuterium während der Bestrahlung wurde ein Drehtarget aus deuteriertem Polyäthylen ($150 \mu\text{gcm}^{-2}$) benutzt (siehe Bericht 6.11.).

Um die Schwierigkeiten bei absoluten Querschnittsmessungen zu vermeiden, wurden die am Deuterium elastisch gestreuten Protonen registriert und die Querschnitte aus [5] als Bezugswert eingesetzt. Zählverluste durch Totzeiten wurden berücksichtigt. Zweidimensionale Spektren liegen für die in Tab. 1 angegebenen Einstellungen vor. Abb. 1 zeigt ein projiziertes Spektrum zusammen mit den nach [2]

Tabelle 1
Benutzte Winkelkombinationen

E [MeV]	7.0		8.5										10.0	
θ_1°	30	35	35	35	35	35	35	35	35	35	47.7	47.7	47.7	30
θ_2°	40	44.8	19	10	20	34.2	40	48.7	62.8	47.7	35.2	40	30	
φ°	180	180	0	180	180	180	180	180	180	120	120	129	180	



berechneten Werten für $a_{pp} = -7,82 \text{ fm}$. Die Targetdicke und die Detektoröffnungen wurden bei der theoretischen Kurve durch Faltung berücksichtigt. Der Fehler des Wirkungsquerschnitts wird auf 6 % geschätzt.

Abb. 1
Projiziertes Spektrum.
Die eingezeichnete Kurve ist der gefaltete theoretische Wirkungsquerschnitt, der mit dem Ebenhö-Programm berechnet wurde.

L i t e r a t u r

- [1] Möller, K., ZfK-221 (1971)
- [2] Ebenhö, W., Nucl. Phys. A191 (1972) 97
- [3] Bruinsma, J. et al., Naturk. Lab. Vrije Universiteit Amsterdam (1974)
- [4] Mösner, J. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 211
- [5] Kocher, D.C. and T.B. Clegg, Nucl. Phys. A132 (1969) 455

1.11. MESSUNG DER $d_{5/2}$ -ISOBARANALOGRESONANZ IN ^{59}Cu ¹⁾

K. Beckert, H.U. Gersch, F. Herrmann, P. Kleinwächter und H. Schobbert
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

I. Fodor und I. Szentpétery
Zentralinstitut für Physik, Budapest

In vielen Fällen konnte nachgewiesen werden, daß die Abregung eines Isobaranalogzustandes (IAS) über einen starken M1-Übergang zum Antianalogzustand (AIAS) erfolgt. Es zeigte sich, daß diese Übergänge in der 2s-1d-Schale stark sind, während im unteren Teil der 1f-2p-Schale eine Verzögerung um mehrere Größenordnungen auftritt. Die in der Reaktion $^{58}\text{Ni}(p, \gamma)^{59}\text{Cu}$ angeregte 9/2-Isobaranalogresonanz (IAR) ist nun wieder durch einen starken M1-Übergang zwischen IAS und AIAS charakterisiert. Die Ursache sind die großen Einteilchenstärken des Vateranalogzustandes (PAS) und des AIAS [1],[2].

Um bessere Aussagen über das allgemeine Verhalten dieser Übergänge machen zu können, wurden die Untersuchungen auf höher angeregte IARs in ^{59}Cu ausgedehnt. Folgende Messungen wurden durchgeführt:

- 1) Suche nach der $d_{5/2}$ -IAR in der (p, γ) -Anregungsfunktion im Energiebereich $E_p = 4,7 - 5,2$ MeV in 3,3 keV-Schritten.
- 2) Messung detaillierter γ -Spektren in und zwischen den beobachteten Resonanzen.
- 3) Spinbestimmung durch Messung des Asymmetrieparameters $I(90^\circ)/I(0^\circ)$ in den Resonanzen.
- 4) Bestimmung des übertragenen Drehimpulses durch Messung der (p, p_0) -Anregungsfunktion bei verschiedenen Winkeln im Energiebereich $E_p = 4,7 - 5,2$ MeV. Die Schrittweite betrug 1,25 keV in den Resonanzen und 3,3 keV zwischen den Resonanzen.

Die gemessenen Anregungsfunktionen sind in Abb. 1 dargestellt. Die vier Resonanzen bei $E_p^{\text{lab}} = 4,74; 4,90; 4,95$ und $5,04$ MeV sind d-Resonanzen. Das folgt aus den (p, p_0) -Anregungsfunktionen, die ein typisches Interferenzverhalten zwischen Rutherford-Streuung und Resonanzstreuung zeigen. Die starken destruktiven Interferenzen bei 95° schließen ungerade Werte für den übertragenen Drehimpuls aus. Dieses Ergebnis wird durch die experimentellen Werte der Asymmetrieparameter $I(90^\circ)/I(0^\circ)$ aus der (p, γ) -Reaktion bestätigt. Sie ergeben für die erwähnten vier Resonanzen ebenfalls $J = 5/2$.

Es muß noch die Frage geklärt werden, ob die gefundenen $d_{5/2}$ -Resonanzen zu der bei einer Protoneneinschußenergie von $E_p = 4,980$ MeV erwarteten Isobaranalogresonanz gehören.

Die in den Resonanzen gemessenen Spektren zeigen sowohl Übergänge zum Grundzustand als auch zu den angeregten Zuständen. Aber nur der E1-Grundzustandsübergang hat eine starke Ausbeute. Das Verhältnis $\Gamma_\gamma/\Gamma_w(E1)$ zeigt, daß die Stärke der Übergänge um eine Größenordnung über dem statistischen Wert der E1-Stärke liegt. Das kann ein weiterer Hinweis auf die Existenz der Isobaranalogresonanz sein. Überdies scheint auch der erwartete IAS-AIAS-M1-Übergang gefunden worden zu sein. Dieses Ergebnis muß aber noch gesichert werden.

¹⁾ angenommen in Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.)

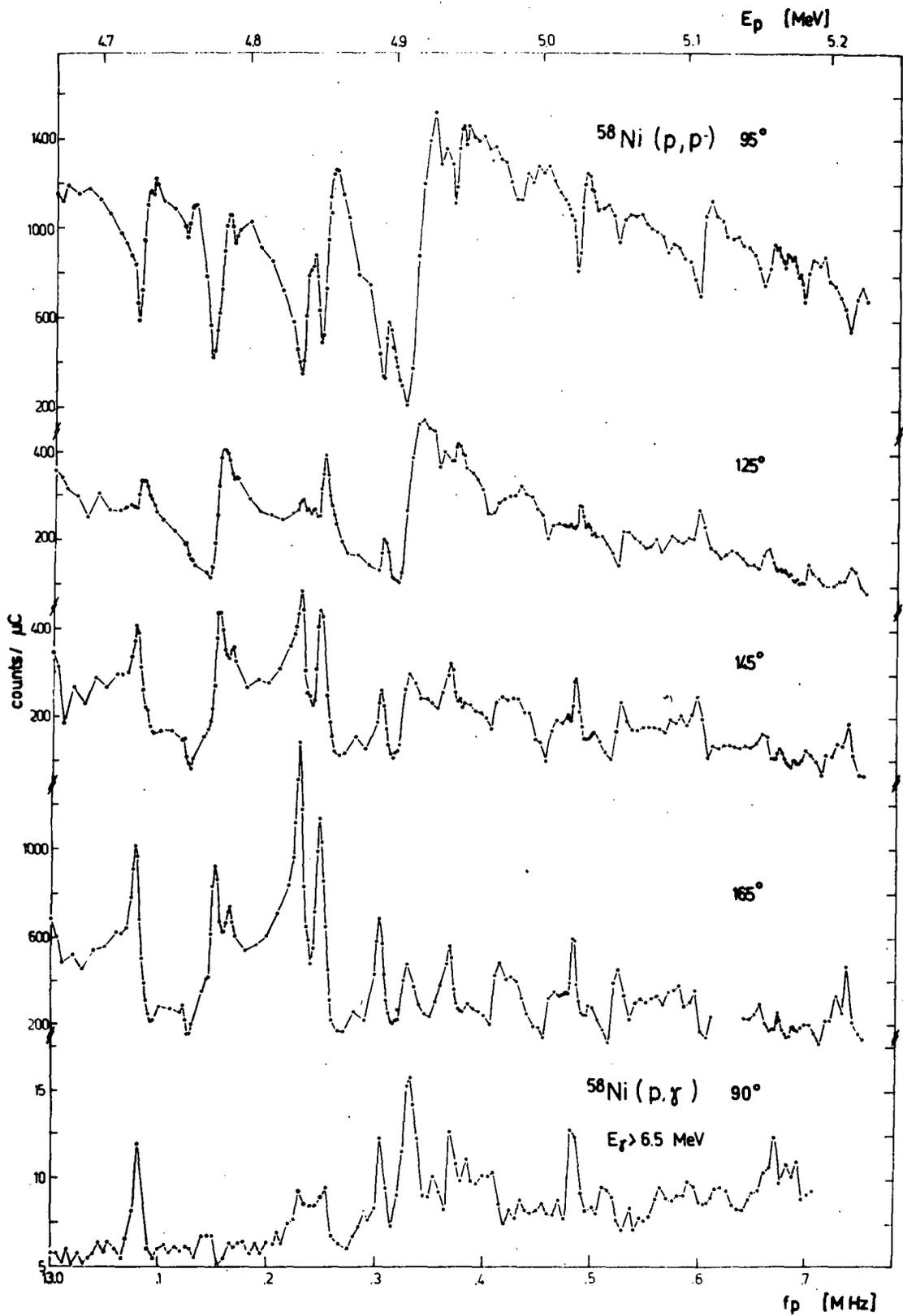


Abb. 1
Anregungsfunktionen im Gebiet der $d_{5/2}$ -IAR des ^{59}Cu

($\Gamma_w(E1)$ ist die Weisskopf-Abschätzung bei der entsprechenden γ -Energie des E1-Überganges.)

Tabelle 1

Spektroskopische Informationen zur $d_{5/2}$ -IAR in ^{59}Cu

Target	PAS [3],[4]	AIAS [7],[8]
^{58}Ni	$E_x = (4505 \pm 25) \text{ keV}$ $(2J + 1)S = 1,44$ (gefunden in der (d,p)- Reaktion; $l_n = 2$)	$E_x = (3591 \pm 25) \text{ keV}$ $(2J + 1)C^2S = 0,76$ (gefunden in der (τ, d)- Reaktion; $l_p = 2$)
$\Delta E_c =$	$\left\{ \begin{array}{l} (9441 \pm 60) \text{ keV} \\ (9480 \pm 15) \text{ keV} \\ (9416 \pm 12) \text{ keV} \end{array} \right.$	Abschätzung Ref. [5] aus der Messung der $g_{9/2}$ -IAR in ^{59}Cu Ref. [6]
$E_p^{\text{lab}} =$	4980 keV	Protoneneinschussenergie, bei der die IAR erwartet wird.

L i t e r a t u r

- [1] Fodor, I. et al., Phys. Lett. 32B (1970) 689
 Szentpétery, I. et al., Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 378
- [2] Maripuu, S. et al., Phys. Lett. 41B (1972) 148
- [3] Fulmer, R.H. et al., Phys. Rev. 133 (1964) B 955
- [4] Chowdhury, M.S. et al., Nucl. Phys. A205 (1973) 454
- [5] Nolen, J.A. et al., Ann. Rev. Nucl. Sci. 19 (1969) 471
- [6] Beckert, K. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 14
- [7] Bommer, J. et al., Nucl. Phys. A199 (1973) 115
- [8] Pullen, D.J. et al., Phys. Rev. 170 (1968) 1034

1.12. WINKELVERTEILUNG DER α -TEILCHEN AUS DER REAKTION $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ BEI $E_p = 936 \text{ keV}$

W. Dolak, D. Lehmann, K. Lindner, G. Otto, D. Reich und H.J. Treffkorn
 Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Bei der Resonanzenergie $E_p = 936 \text{ keV}$ wurde die Winkelverteilung der α -Teilchen aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ mit einem α -empfindlichen Festkörperspurdetektor (handelsübliche Celluloseazetatfolie) im Winkelbereich zwischen 15° und 165° gemessen. Das Al-Target war selbsttragend und 15 keV dick. Die ausgewählte Resonanz ist durch folgende Parameter charakterisiert [1]:

$$J^\pi = 3^-, E_x(^{28}\text{Si}) = 12,489 \text{ MeV}, \Gamma_{\text{tot}} = (150 \pm 30) \text{ eV}, S_{p,\alpha} = 65 \text{ eV}.$$

Die erhaltene Winkelverteilung der α -Intensität konnte durch eine Legendre-Entwicklung mit $L_{\text{max}} = 3$ (Programm MINROS [2]) durch folgende Entwicklungskoeffizienten optimal angepaßt werden:

$$B_2/B_0 = -0,446 \pm 0,094 ; B_4/B_0 = 0,024 \pm 0,138 ; B_6/B_0 = -0,040 \pm 0,149 .$$

Protoneninduzierte Kernreaktionen mit Targetkernen ungerader Massenzahl können im Eingangskanal über zwei Kanalspins s_1 und s_2 verlaufen. Den jeweiligen Anteil der einzelnen Kanalspins an der Reaktion liefert der Kanalspin-Mischungsparameter τ [3]. Bei einer Beschränkung auf zwei Partialwellen (l und $l' = l + 2$) für jeden Kanal wurden in [3] auch Bahndrehimpuls-Mischungsparameter ε_1 und ε_2 eingeführt, die die Amplitudenverhältnisse dieser Partialwellen angeben.

Mit obigen Entwicklungskoeffizienten wurden für eine $J^\pi = 3^-$ -Resonanz die folgenden Mischungsparameter für die Bildung dieses hochangeregten Compoundkernzustandes berechnet:

$$\tau = 0,71 \pm 0,07 ; \quad \varepsilon_1 = 0,14 \pm 1,20 ; \quad \varepsilon_2 = -0,38 \pm 0,45 .$$

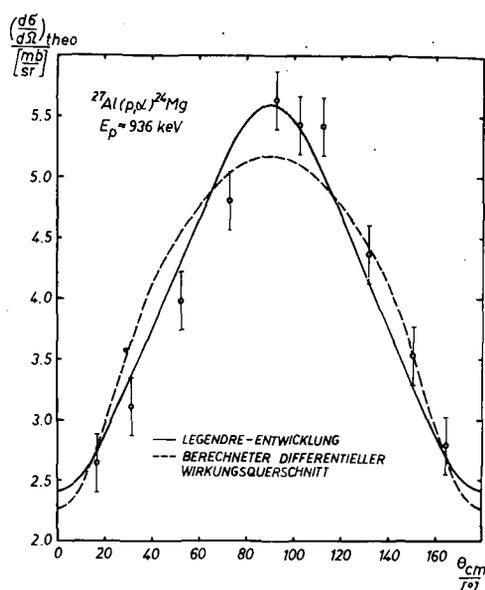


Abb. 1

Winkelverteilung der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$: Meßpunkte und Legendre-Entwicklung, normiert auf den berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitt

Der große τ -Wert weist auf einen bedeutenden Anteil des Kanalspins $s = 3$ bei der Anregung dieses Kernzustandes hin.

Weiterhin wurde mit obigen Resonanzparametern, den berechneten Mischungsparametern und unter der Annahme $\Gamma_p : \Gamma_\alpha = 145:5$ [3] der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion berechnet (Programm ANNE [4]).

Abb. 1 zeigt die experimentellen Meßpunkte, die Legendre-Anpassung und den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

L i t e r a t u r

- [1] Endt, P.M. and C. van der Leun, Nucl. Phys. A214 (1973) 1
- [2] Sheppey, G.C., CERN - Programmbücherei, Genf 1966
- [3] Nordhagen, R., Phys. Norvegica 1 (1963) 193
- [4] Dolak, W., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 238

1.13. p- γ -WINKELKORRELATIONSUNTERSUCHUNGEN DER KERNREAKTION $^{10}\text{B}(d, p\gamma)^{11}\text{B}$ BEI $E_d = 1,75$ MeV

A. Mende

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Aus früheren Untersuchungen der Reaktion $^{10}\text{B}(d, p)^{11}\text{B}$ ist bekannt, daß sich die Protonengruppe p_4 durch einen ausgeprägten Strippingcharakter auszeichnet. Die Anwendung der DWBA-Theorie zur Beschreibung der Winkelverteilung liefert in einem weiten Energiebereich zufriedenstellende Ergebnisse [1],[2], wobei der Einfluß einer Spin-Bahn-Kopplung, besonders bei niedrigen Energien ($E_d \leq 2$ MeV), nicht eindeutig nachgewiesen werden konnte. Eine genauere Prüfung ist über die Messung der p- γ -Winkelkorrelation möglich. Unabhängig von der Modellvorstellung kann die normierte Korrelationsfunktion für den bei der Protonengruppe p_4 vor-

liegenden Fall $l_n = 1$ in der Reaktionsebene als $W_n(\phi) = 1 + \alpha \cos^2(\phi - \phi_0)$, außerhalb der Reaktionsebene als $W_n(\theta) = 1 + B \cos^2\theta$ geschrieben werden [3].

Aus den Anisotropiefaktoren α und B erhält man den Deformationsparameter

$\lambda = \alpha / (2B - \alpha)$, der einen empfindlichen Test des Beschreibungsmodells gestattet. Bei $l_n = 1$ ergibt sich für PWBA $\lambda = 1$, für DWBA ohne Spin-Bahn-Kopplung $0 \leq \lambda \leq 1$, mit Spin-Bahn-Kopplung auch $\lambda > 1$ [2], d.h. $\lambda > 1$ ist ein eindeutiger Hinweis auf den Einfluß einer Spin-Bahn-Kopplung.

Zur Überprüfung wurde daher die p- γ -Winkelkorrelation der Reaktion $^{10}\text{B}(d, p_4 \gamma 6,76) ^{11}\text{B}$ für die Protonenwinkel $\theta_{p, \text{lab}} = 50^\circ, 70^\circ$ und 90° gemessen und daraus die Anisotropiefaktoren α und B , der Deformationsparameter λ und der Symmetriewinkel in der Reaktionsebene ϕ_0 abgeleitet. In der Abb. 1 werden

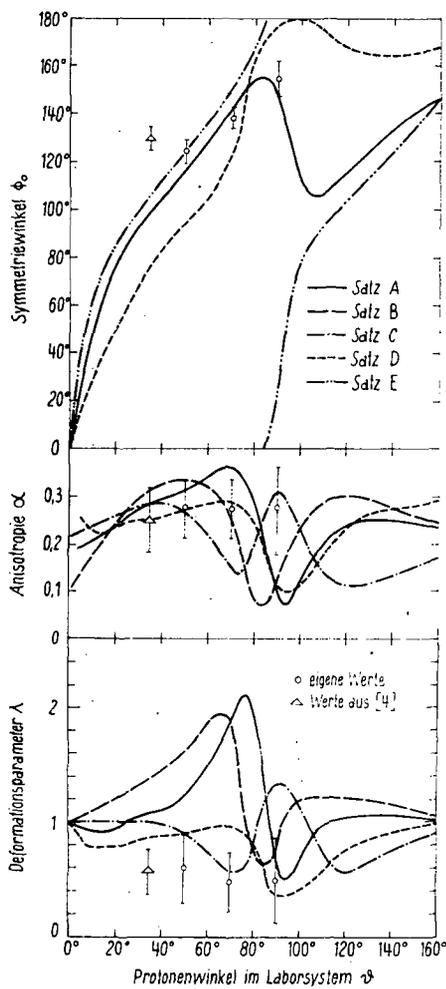


Abb. 1

Vergleich der experimentellen Werte mit den theoretischen Vorhersagen von DWBA bei unterschiedlichen Parametern des optischen Potentials für die Reaktion $^{10}\text{B}(d, p\gamma) ^{11}\text{B}$

α , λ und ϕ_0 mit den theoretischen Werten verglichen, die unter Verwendung des Programms DWBA [5] mit einem Parametersatz für das optische Potential berechnet wurden, der sich in den früheren Arbeiten bewährt hat (Satz A, wichtige Parameter: Potentialtiefe im Eingangskanal $U_1 = 83,2$ MeV, im Ausgangskanal $U_2 = 55,3$ MeV, Spin-Bahn-Kopplung im Eingangskanal $U_{sl,1} = 8$ MeV, im Ausgangskanal $U_{sl,2} = 8$ MeV). Der Symmetriewinkel ϕ_0 stimmt relativ gut mit den theoretischen Voraussagen überein, bei α und λ treten dagegen starke Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment auf, die weit außerhalb der Fehlergrenzen liegen. Wegen der großen Abweichungen wurden die Rechnungen mit einer Variation der Parameter des bisherigen optimalen Satzes A durchgeführt. Die Änderungen erstreckten sich auf die Spin-Bahn-Kopplung im Eingangs- und Ausgangskanal, das Multipol-Mischungsverhältnis δ der γ -Abstrahlung, das Verhältnis x der reduzierten Breiten des Neutroneneinfangs und die Tiefen des optischen Potentials im Eingangs- und Ausgangskanal. δ und x haben auf die Beschreibung nur einen so geringen Einfluß, daß die Unterschiede nicht geklärt werden können. Die Spin-Bahn-Kopplung beeinflusst λ erheblich (s. Abb. 1, Satz D, Änderung gegen Satz A $U_{sl,1} = U_{sl,2} = 0$), kann aber keine Übereinstimmung bewirken. Die Winkelverteilung, α und ϕ_0 werden kaum geändert. Die Potentialtiefe im Ausgangskanal (Satz E, $U_2 = 49$ MeV) hat nur auf den Symmetriewinkel einen merklichen Einfluß, der bisherige Wert $U_2 = 55,3$ MeV erweist sich als optimal. Die Potentialtiefe im Eingangskanal ändert α , λ und ϕ_0 in hohem Maße, ohne eine Anpassung erreichen zu können (Sätze B und C, $U_1 = 87$ bzw. 75 MeV). Dabei wird z.T. die Wiedergabe der

Werte α , λ und ϕ_0 mit den theoretischen Werten verglichen, die unter Verwendung des Programms DWBA [5] mit einem Parametersatz für das optische Potential berechnet wurden, der sich in den früheren Arbeiten bewährt hat (Satz A, wichtige Parameter: Potentialtiefe im Eingangskanal $U_1 = 83,2$ MeV, im Ausgangskanal $U_2 = 55,3$ MeV, Spin-Bahn-Kopplung im Eingangskanal $U_{sl,1} = 8$ MeV, im Ausgangskanal $U_{sl,2} = 8$ MeV). Der Symmetriewinkel ϕ_0 stimmt relativ gut mit den theoretischen Voraussagen überein, bei α und λ treten dagegen starke Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment auf, die weit außerhalb der Fehlergrenzen liegen. Wegen der großen Abweichungen wurden die Rechnungen mit einer Variation der Parameter des bisherigen optimalen Satzes A durchgeführt. Die Änderungen erstreckten sich auf die Spin-Bahn-Kopplung im Eingangs- und Ausgangskanal, das Multipol-Mischungsverhältnis δ der γ -Abstrahlung, das Verhältnis x der reduzierten Breiten des Neutroneneinfangs und die Tiefen des optischen Potentials im Eingangs- und Ausgangskanal. δ und x haben auf die Beschreibung nur einen so geringen Einfluß, daß die Unterschiede nicht geklärt werden können. Die Spin-Bahn-Kopplung beeinflusst λ erheblich (s. Abb. 1, Satz D, Änderung gegen Satz A $U_{sl,1} = U_{sl,2} = 0$), kann aber keine Übereinstimmung bewirken. Die Winkelverteilung, α und ϕ_0 werden kaum geändert. Die Potentialtiefe im Ausgangskanal (Satz E, $U_2 =$

Winkelverteilung verschlechtert. Die Auswertung von Φ_0 und eine zusätzliche Untersuchung des spektroskopischen Faktors aus der Winkelverteilung ergaben eindeutig eine Bevorzugung der Sätze A und D, ohne daß eine Entscheidung über eine Spin-Bahn-Wechselwirkung getroffen werden konnte. Die in der Winkelkorrelation auftretenden starken Abweichungen zwischen theoretischen und experimentellen Werten sowie die Tatsache, daß mit einem spektroskopischen Faktor $S = 1$ die Winkelverteilung nur unbefriedigend wiedergegeben werden kann, führen zu der Annahme, daß der Übergang zum $^{11}\text{B}(6,76 \text{ MeV})$ -Niveau in der Reaktion $^{10}\text{B}(d,p)^{11}\text{B}$ entweder in geringerem Maße ein reiner Strippingprozeß ist, als bisher angenommen, oder daß der verwendete Formalismus in diesem Energiebereich eine zu grobe Näherung darstellt. Diese Annahmen werden auch dadurch unterstützt, daß andere Autoren ähnliche Schwierigkeiten sowohl für die normale Korrelation [2] als auch für die Senkrechtkorrelation [1],[6] angeben.

L i t e r a t u r

- [1] Schmidt, K.-D., Dissertation, Karl-Marx-Universität Leipzig 1969
- [2] Der, R. et al., Acta Phys. Hungarica 28 (1-3) (1970) 17
- [3] Huby, P. et al., Nucl. Phys. 9 (1958) 94
- [4] Comsan, M.N.H. et al., Z. Phys. 212 (1968) 71
- [5] Hehl, K. et al., ZfK-151 (1968)
- [6] Fülle, R., Dissertation, TU Dresden 1970, ZfK-206 (1970)

1.14. UNTERSUCHUNGEN ZUR PYGMY-RESONANZ IN DEN REAKTIONEN $^{107}\text{Ag}(p,\gamma)$ UND $^{109}\text{Ag}(p,n\gamma)$

J. Brzosko und J. Piotrowski

Universität Warschau, Institut für Experimentalphysik

H.U. Gersch, E. Hentschel und D. Hinke

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Im Rahmen einer mit dem Institut für Experimentalphysik der Universität Warschau geplanten Zusammenarbeit wurde mit Experimenten zum Problemkreis der Pygmy-Resonanz begonnen. Es wurden die Reaktionen $^{107}\text{Ag}(p,\gamma)$ bei einer Einschußenergie von 5 MeV und $^{109}\text{Ag}(p,n\gamma)$ bei einer Einschußenergie von 9,5 MeV untersucht. Um die jeweils interessierenden Reaktionen von Begleitreaktionen zu trennen, wurden Koinzidenzen zwischen den hochenergetischen Spektren und den zum jeweiligen Endkern gehörenden niederenergetischen Spektren gemessen. Die Zuordnung der hochenergetischen Spektren zu Übergängen von den niedrigliegenden Zuständen des Restkerns sollte eine bessere Interpretation der Pygmy-Resonanz erlauben. Sie stellt eine Testmöglichkeit für einfache Strukturen im hochangeregten Compoundkern dar.

Die zur Interpretation der Ergebnisse notwendigen Arbeiten sind noch nicht abgeschlossen. Die Existenz der Pygmy-Resonanz muß noch gesichert werden.

2. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNSPEKTROSKOPIE

Die überwiegende Anzahl der Beiträge des Kapitels 2 ist der Kernstrukturforschung gewidmet. Erstmals sind in diesem Jahr aber auch Berichte enthalten, in denen aktuelle Fragestellungen zur Physik der Elektronenhülle mit Methoden der Kernspektroskopie behandelt werden. An den Beiträgen sind Mitarbeiter des ZfK Rossendorf, der TU Dresden, des Instituts für Kernphysik Řež, des VIK Dubna, des Forschungsinstituts für Atomphysik Stockholm und des Instituts für Physik, Riga, beteiligt.

Die Strukturuntersuchungen konkreter Kerne basieren auf Experimenten am Teilchenstrahl der Beschleuniger und des Reaktors sowie auf den experimentellen Möglichkeiten der JASNAPP-Anlage im VIK Dubna. Der Schwerpunkt der experimentellen Arbeiten am Teilchenstrahl hat sich in diesem Jahr auf Kerne im Übergangsgebiet verlagert. Dabei konnten sowohl bei Nukliden des Jods (Bericht 2.3.) als auch bei den Iridiumkernen (Bericht 2.19.) ^{187}Ir und ^{189}Ir neuartige Resultate über Rotationsstrukturen erhalten werden. Insbesondere die detaillierten Ergebnisse für die Iridiumkerne ermöglichen einen kritischen Vergleich mit neueren theoretischen Modellvorstellungen.

Erstmals werden Ergebnisse über Hochspinzustände in geradzahligen Platinkernen mitgeteilt. Die unregelmäßigen Übergangsenergien in der Grundzustandsbande deuten auf eine Strukturänderung dieser Kerne bei Drehimpulsen von etwa $12\hbar$ hin.

Aus systematischen Betrachtungen der elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten in deformierten Kernen konnten interessante Aussagen zu Modellannahmen gewonnen werden. Auswertungen der Experimente zum radioaktiven Zerfall mehrerer kurzlebiger Isotope des Thuliums konnten abgeschlossen werden. Im Ergebnis von Zerfallsmessungen wurden zwei neue Isotope, ^{132}Pr und ^{161}Yb , identifiziert.

Unter Ausnutzung des leistungsfähigen Schwerionenbeschleunigers im VIK Dubna konnten mehrere Experimente zur Bildung von Quasimolekülen durchgeführt werden. Ergebnisse dieser Untersuchungen ermöglichen einen interessanten Einblick in die Quanteneffekte des Vielkörperproblems bei atomaren Zusammenstößen.

G. Winter

2.1. HOCHSPINZUSTÄNDE IM ^{95}Tc

G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Angeregte Zustände des Kerns ^{95}Tc können im einfachsten Fall durch Ankopplung eines $g_{9/2}$ -Protons an die Zustände des ^{94}Mo verstanden werden. Eine kompliziertere Beschreibung geht vom Rumpfkern ^{88}Sr aus und betrachtet die Mehrteilchenzustände, die aus der Kopplung von 5 Protonen ($p_{1/2}$ und $g_{9/2}$) und 2 Neutronen ($d_{5/2}$) entstehen. Dabei sind Hochspinzustände mit Drehimpulsen bis $33/2\hbar$ zu erwarten. Für die Untersuchung dieser Hochspinzustände ist die Anregung durch die $(\alpha, 2n)$ -Reaktion an ^{93}Nb gut geeignet, da der Spin des Targetkerns $9/2$ beträgt und eine Drehimpulsübertragung von etwa 10 bis $12\hbar$ auftritt. Vorläufige

lief erfolglos. Die Tabelle 1 in [1] muß durch folgende Gammaübergänge ergänzt werden:

166,5 keV, 228 keV, 260 keV, 604 keV und 701 keV.

Für die Koinzidenzmessungen im UJV standen zwei Ge(Li)-Detektoren mit 7 bzw. 30 cm³ zur Verfügung. Die Registrierung der Koinzidenzmatrix von 1024 x 1024 Kanälen erfolgte auf einem Magnetband analog zu der bei Zerfallsmessungen bewährten Methode [3]. Die Auswertung der gespeicherten Signale wurde in x-Richtung mit 30 Fenstern und in y-Richtung mit 26 Fenstern vorgenommen. Als Ergebnis konnte das bereits in [1] vorgeschlagene Niveauschema ergänzt werden, während sich die in [2] aus den Summenenergien abgeleiteten Schlußfolgerungen nicht bestätigten. Auch mit den jetzt insgesamt 21 Gammaübergängen, die im Zerfall des 4,8 µs-Isomers beobachtet werden, läßt sich das komplette Zerfallschema nicht konstruieren, da die Übergänge zwischen den hochangeregten Zuständen in den Koinzidenzmessungen mit zu geringer Intensität registriert werden.

L i t e r a t u r

- [1] Heiser, C. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 40
- [2] Heiser, C. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 56
- [3] Frana, J. et al., Nucl. Phys. A165 (1971) 625

2.3. BANDENSTRUKTUREN IN ¹²³J UND ¹²⁵J

U. Hagemann, H.-J. Keller und H.F. Brinckmann
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Kollektive Anregungsformen und deformierte Kernstrukturen scheinen auch nahe abgeschlossener Schalen eine wichtige Rolle zu spielen. Die beiden Isotope ¹²³J und ¹²⁵J wurden in den Reaktionen ¹²¹Sb(α, 2n)¹²³J und ¹²³Sb(α, 2n)¹²⁵J untersucht. Jod hat drei Protonen oberhalb der abgeschlossenen Schale Z = 50. Die experimentellen Untersuchungen umfaßten die Messung prompter und verzögerter γ-Spektren, γγ-Koinzidenzspektren, die Messung der relativen Anregungsfunktionen sowie Winkelverteilung und Konversion der γ-Übergänge. Die Auswertung der Experimente ist noch nicht abgeschlossen. Ein vorläufiges Niveauschema des ¹²³J ist in Abb. 1 dargestellt.

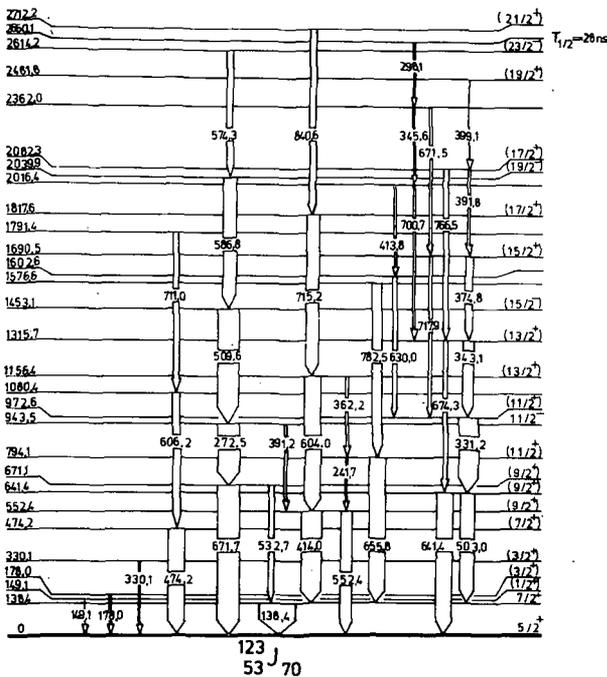


Abb. 1
 Vorläufiges Niveauschema von ¹²³J, angeregt in der Reaktion ¹²¹Sb(α, 2n)¹²³J. Die Breite der Pfeile stellt die relativen γ-Intensitäten dar.

Ähnliche Ergebnisse wurden auch für den Nachbarkern ^{125}J erzielt. Nur der Grundzustand mit $I^\pi = 5/2^+$ und die ersten vier angeregten Zustände sind aus dem Zerfall des ^{123}Xe bekannt. Die Multipolarität des 272,5 keV-Übergangs konnte zu E1 bestimmt werden. Damit ergibt sich für den Spin und die Parität des Zustandes bei 943,5 keV $I^\pi = 11/2^-$.

Charakteristisch für die Niveauschemata beider Isotope ist das Auftreten von Bandenstrukturen. Die durch Koinzidenzmessungen gesicherten Kaskadenübergänge von 331,2 keV, 343,1 keV, 374,8 keV, 391,8 keV bzw. 399,5 keV und die entsprechenden Crossover-Übergänge verbinden Niveaus mit der wahrscheinlich regulären Spinfolge $9/2^+$, $11/2^+$, $13/2^+$, $15/2^+$, $17/2^+$ bzw. $19/2^+$. Diese Niveaufolge kann als Quasirotationsbande interpretiert werden. Der $11/2^-$ -Zustand bei 943,5 keV wird ebenfalls durch eine starke γ -Kaskade bevölkert. Die zugehörigen Niveaus bilden wahrscheinlich eine entkoppelte $\Delta I=2$ -Bande ($I = R + j$). Die Koexistenz von Quasirotations- und Quasivibrationsstrukturen im ^{123}J scheint somit experimentell gesichert.

Im ^{123}J ist weiterhin ein isomerer Zustand bei 2660,1 keV Anregungsenergie identifiziert worden. Seine Halbwertszeit beträgt

$$T_{1/2}(2660,1 \text{ keV}) = (28 \pm 2) \text{ ns.}$$

2.4. LEBENSDAUERMESSUNGEN VON $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -ÜBERGÄNGEN IN UNGERADEN Cs-ISOTOPEN

R. Arlt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

G. Beyer, H.-G. Ortlepp, M. Jachim und A. Jasinski

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Die Untersuchungen der Zerfallsschemata von ^{123}Ba ($T_{1/2} = 2,7 \text{ min}$), ^{125}Ba ($T_{1/2} = 3,5 \text{ min}$) und ^{127}Ba ($T_{1/2} = 13 \text{ min}$) wurden im Rahmen der in [1] dargestellten Thematik fortgesetzt. Weitere Lebensdauern wurden gemessen, um eine vollständige Systematik der B(E2)-Werte von $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -Übergängen ungerader Cs-Isotope zu gewinnen. Die Quellenherstellung erfolgte an der Anlage JASNAPP [2] am 680 MeV-Protonensynchrozyklotron des VIK Dubna. ^{127}Ba und ^{129}Ba ($T_{1/2} = 2,1$ und $2,6 \text{ h}$) konnten durch chemische Abtrennung und Massenseparation als Monoisotope erhalten werden. Im Falle von ^{123}Ba und ^{125}Ba wurden die Lebensdauermessungen aufgrund der kurzen Halbwertszeit mit nicht massenseparierten Quellen der Ba-Fraktion durchgeführt. Die Meßergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Für ^{123}Cs , ^{125}Cs und ^{127}Cs wurden die Messungen nach dem Prinzip der verzögerten β^+ - γ -Koinzidenzen mit einer Plastszintillator-Ge(Li)-Detektor-Kombination und zweidimensionaler Analyse E_γ -T durchgeführt. Die ^{129}Ba -Aktivität wurde in einen kleinen Plastszintillator ($\emptyset 8 \times 1 \text{ mm}^3$) bei der Massenseparation implantiert. Dadurch konnten mit einem rauscharmen SEV Konversions-elektronen und LX-Quanten des 6,454 keV-Überganges in verzögerter Koinzidenz mit den dieses Niveau bevölkernden γ -Übergängen (Ge(Li)-Detektor) in dreidimensionaler Meßanordnung (E_{e^-+LX} - E_γ -T) registriert werden.

Sämtliche gemessenen ($5/2^+ \rightarrow 1/2^+$)-Übergänge haben ähnliche Beschleunigungsfaktoren, die sich nach dem Modell "Quasiteilchen + Phonon" [3],[4] interpretie-

ren lassen. Effekte der in diesem Kernbereich verursachten Formisomerie [5],[6] wurden nicht gefunden.

Tabelle 1

Lebensdauern und Beschleunigungsfaktoren von $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -Übergängen

Nuklid	E_γ [keV]	α_{tot}	$T_{1/2}$ [ns]	$\frac{B(E2)_{\text{exp}}}{B(E2)_{\text{s.p.}}}$
^{123}Cs	94,5	2,0	10	20
^{125}Cs	85,4	3,4	$14,5 \pm 1,5$	17
^{127}Cs	66,3	8,8	27 ± 4	14
^{129}Cs	6,545	413000	72 ± 6	13

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 66
- [2] Musiol, G. et al., Preprint P6-4487, Dubna, 1969
- [3] Kisslinger, L.S. and R.A. Sorensen, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853
- [4] De Pinho, A.G., An. Acad. Brasil. Ciencia 43 (1973) 1
- [5] Arsenyev, P.A. et al., Nucl. Phys. A126 (1969) 15
- [6] Conlon, T.W., Nucl. Phys. A161 (1971) 289

2.5. DAS NEUE ISOTOP ^{132}Pr ($T_{1/2} = 1,6$ min)

R. Arlt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

K.Ya. Gromov, A. Latuschinski, H.-G. Ortlepp und A. Jasinski

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Im Rahmen systematischer Untersuchungen mit der in [1],[2] beschriebenen Methode konnte das neue Isotop ^{132}Pr identifiziert werden. Etwa 5 min bestrahlte Target aus Ta-Folie wurden direkt in die Ionenquelle des Massenseparators der JASNAPP-Anlage [3] gebracht. Von den Präparaten der massengetrennten Isobare $A = 132$ wurden Serien von γ -Spektren in 1,5 min-Abständen aufgenommen. Außer bekannten γ -Linien vom Zerfall der Isotope ^{132}Ce und $^{132g,m}\text{La}$ [3-5] wurden vier Linien gefunden, die mit einer Halbwertszeit von $(1,6 \pm 0,3)$ min abfallen: $(325,2 \pm 0,3)$ keV ($I_\gamma = 100$); $(496,1 \pm 1,0)$ keV (23); $(533,1 \pm 1,0)$ keV (19) und 822 keV (schwach).

Die Linien 325,2 keV und 533,1 keV sind als $2^+ \rightarrow 0^+$ bzw. $4^+ \rightarrow 2^+$ aus in-beam-Experimenten [6] bekannt. Die Linien 496,1 keV und 822 keV wurden als $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ -bzw. $2_2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge interpretiert. Der Wert 822 keV fügt sich gut in die Systematik der 2_2^+ -Niveaus benachbarter Ce-Isotope ein. Weitere Linien, die evtl. vom ^{132}Nd -Zerfall herrühren könnten, wurden nicht beobachtet, so daß die Aktivität mit $T_{1/2} = (1,6 \pm 0,3)$ min ^{132}Pr zugeschrieben wurde [8].

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Nucl. Instr. and Meth. 102 (1972) 253
- [2] Latuschinski, A. et al., Preprint 6-7469, Dubna, 1973
- [3] Musiol, G. et al., Preprint P6-4487, Dubna, 1969
- [4] Frana, J. et al., Nucl. Phys. A94 (1967) 366
- [5] Abdul-Malek, H. and R.A. Neumann, Nucl. Phys. A108 (1968) 401
- [6] Gerschel, C. and N. Perrin, Comp. Rend. 265B (1967) 508
- [7] Taras, B. et al., Phys. Lett. 41B (1972) 295
- [8] Arlt, R. et al., Preprint P6-7761, Dubna, 1974

2.6. UNTERSUCHUNG VON ^{144}Nd IN DER $(\alpha, 2n)$ -REAKTION

H. Rotter, H.F. Brinckmann und C. Heiser
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2
 J. Berzins und M. Beitins
 Institut für Physik der Lettischen Akademie der Wissenschaften
 Salaspils/Riga

Die Kenntnis des Niveauschemas des doppelt-geraden Nuklides $^{144}_{60}\text{Nd}_{84}$ stammt hauptsächlich aus Beta-Zerfalls- und Neutroneneinfangsmessungen [1]. Hierbei werden Niveaus mit Spinwerten bis maximal 6 beobachtet. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, mit Hilfe der Reaktion $^{142}\text{Ce}(\alpha, 2n)^{144}\text{Nd}$ auch Zustände mit höheren Spinwerten anzuregen und zu untersuchen.

Folgende experimentelle Daten wurden durch in-beam-Spektroskopie am Rossendorfer Zyklotronstrahl mit Oxidtargets aus angereichertem ^{142}Ce gewonnen:

1. Prompte γ -Spektren im Energiebereich 50 - 2300 keV,
2. Anregungsfunktionen der γ -Übergänge,
3. prompte $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen,
4. Winkelverteilungen der γ -Übergänge,
5. Konversionselektronen im Energiebereich 100 - 900 keV,
6. Zeitspektren im ns-Bereich.

Es wurde eine Reihe von γ -Übergängen beobachtet, die dem ^{144}Nd zuzuordnen sind und bisher unbekannt waren.

Tabelle 1

In der Reaktion $^{142}\text{Ce}(\alpha, 2n)^{144}\text{Nd}$ beobachtete intensive neue γ -Übergänge

E_γ [keV]	$I_\gamma/I_\gamma(696 \text{ keV})$	Multipolarität
162,4 (1)	1,4	E1
185,8 (1)	2,9	E1
193,2 (1)	23	E1
357,1 (2)	2,0	
372,7 (1)	4,1	
379,4 (1)	2,4	
423,8 (1)	6	M1
753,9 (1)	10	E1
790,9 (1)	9	E1
918,4 (1)	30	E2

Die intensivsten dieser Übergänge sind in Tabelle 1 angegeben. Bei dem 918,4 keV-E2-Übergang handelt es sich wahrscheinlich um einen Übergang $8^+ - 6^+$, der auch in den benachbarten N = 84-Isotonen auftritt.

L i t e r a t u r

- [1] Prokofjev, P. et al., Spectra of Electromagnetic Transitions and Level Schemes Following Thermal Neutron Capture by Nuclides with A 143 - 193, Riga, Publishing House "Zinatne" 1973, 11-13

2.7. ISOMERIEUNTERSUCHUNGEN IN ^{151}Gd

K.D. Schilling, W. Andrejtscheff und P. Manfraß

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Im Kern ^{151}Gd mit dem sphärischen Grundzustand $I^{\pi} = 7/2^{-}$ existiert eine Rotationsbande, die auf dem deformierten $11/2^{-}$ -Zustand aufbaut [1],[2]. Die Abregung dieser Bande zu sphärischen Zuständen im Kern sollte verzögert erfolgen. Um diese Vermutung zu prüfen, wurden am Rossendorfer Zyklotron Lebensdauermessungen im Nanosekundenbereich vorgenommen. Dabei konnte für die Halbwertszeit des 1210 keV-Zustandes $11/2^{-}$ [505] nur eine obere Grenze $T_{1/2} < 1$ ns gefunden werden. Gleichzeitig wurde beobachtet, daß die Übergänge 146, 379, 405 und 706 keV, welche die entkoppelte $13/2^{+}$ -Bande abregen [2], mit geringer Verzögerung auftreten. Die vorläufige Auswertung ergab für die Halbwertszeit des Grundzustandes der $13/2^{+}$ -Bande bei 851 keV einen Wert zwischen 0,5 und 1 ns.

L i t e r a t u r

- [1] Smith, H.J. et al., Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 944
[2] Kleinheinz, P. et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 68

2.8. DER ZERFALL $^{159}\text{Tm}(\text{EC})^{159}\text{Er}$

H. Strusny und H. Tyrroff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

E. Herrmann und G. Musiol

Technische Universität Dresden

M.I. Basnat, G. Beyer, K.Ya. Gromov, T.A. Islamov, V.V. Kusnezov und

H.-U. Siebert

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Der Zerfall von ^{159}Tm ($T_{1/2} = (9,0 \pm 0,4)$ min) wurde mit Ge(Li)- und Si(Li)-Detektoren, hochauflösenden magnetischen β -Spektrografen und einem toroidalen β -Spektrometer an der JASNAPP-Anlage in Dubna untersucht. Mit massengetrennten ^{159}Tm -Quellen wurden das γ -Spektrum, das Konversionselektronenspektrum, das Positronenspektrum, verzögerte und unverzögerte $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen gemessen. Starke Thuliumaktivitäten wurden für die Konversionselektronenmessungen mit hochauflösenden β -Spektrografen eingesetzt. Ein Zerfallsschema von ^{159}Tm mit 12 angeregten Zuständen wird vorgeschlagen (Abb. 1). Die ersten Niveaus der Rotationsbanden $3/2^{-}$ [521], $5/2^{-}$ [523], $3/2^{+}$ {[402]+[651]}, $11/2^{-}$ [505] und $7/2^{-}$ [514] und die $5/2^{-}$, $7/2^{-}$ und $9/2^{-}$ -Zustände einer stark gestörten Rotationsbande mit positiver Parität wurden in ^{159}Er identifiziert. Für den $9/2^{+}$ -Zustand der stark gestörten Rotationsbande wurde eine Lebensdauer von $T_{1/2} = (310 \pm 30)$ ns und für den $11/2^{-}$ [505]-Zustand von $T_{1/2} = (550 \pm 150)$ ns erhalten. Aus dem Ergebnis der Messung des β^{+} -Spektrums folgt für ^{159}Tm ein Q-Wert von $Q = (3,4 \pm 0,3)$ MeV.

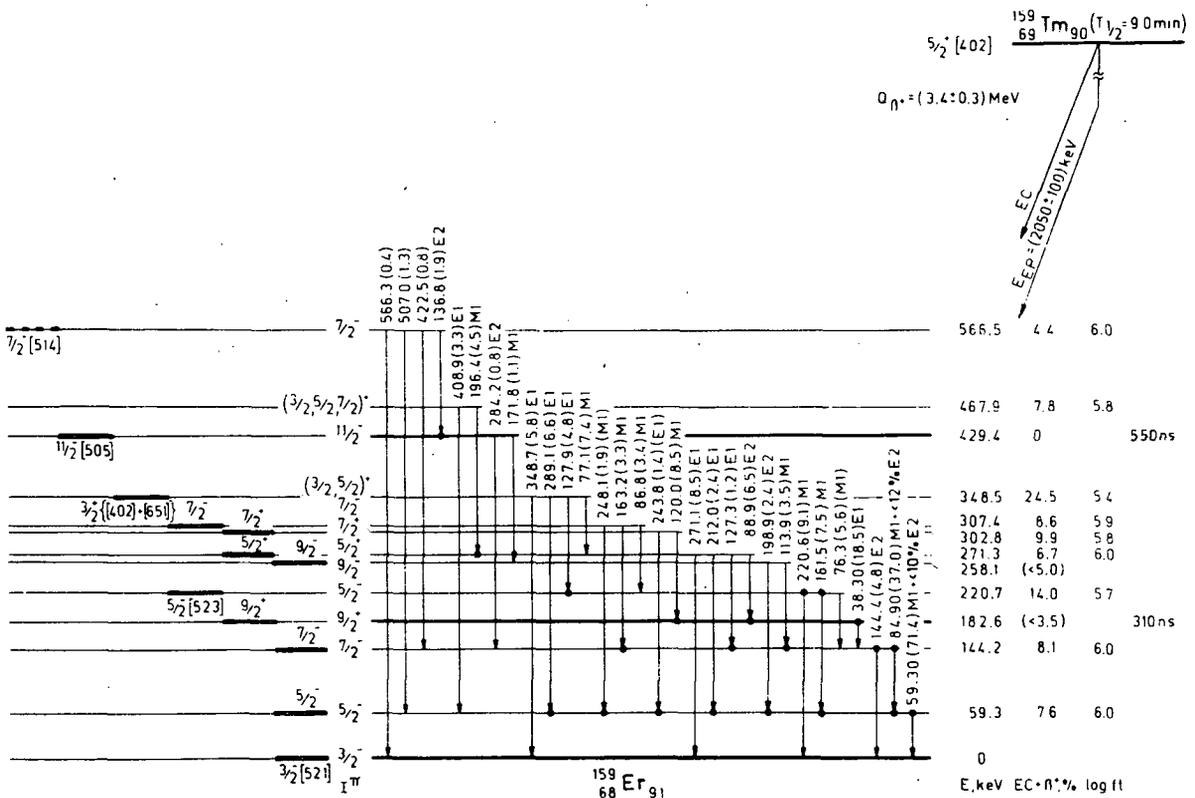


Abb. 1
Das Zerfallsschema des ^{159}Tm

2.9. NANOSEKUNDEN-ISOMERE IN ^{160}Tb

W. Seidel und K.D. Schilling

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Aus Experimenten in der Reaktion $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)^{160}\text{Tb}$ wurde von Kern et al. [1] ein Niveauschema des Kerns ^{160}Tb vorgeschlagen. Im vorliegenden Bericht wird kurz über Lebensdauermessungen in diesem Kern berichtet. Die Experimente wurden an einem thermischen Neutronenstrahl des Rossendorfer Forschungsreaktors WWR-S durchgeführt. Während in der Arbeit [1] keine eindeutigen Hinweise auf verzögerte Übergänge gefunden wurden, ergaben unsere Experimente den Nachweis für mehrere Nanosekunden-Isomere.

Der Grundzustand der Rotationsbande mit der Konfiguration $1^+ \{p3/2^+[411] - n5/2^+[642]\}$ bei 138,7 keV zerfällt vorwiegend über den intensiven E1-Übergang von 75,1 keV zum Grundzustand der $1^- \{p3/2^+[411] - n5/2^-[523]\}$ -Rotationsbande. Aus Messungen verzögerter γ -Spektren und aus direkten Zeitmessungen konnte für das 138,7 keV-Niveau eine Lebensdauer von $T_{1/2} = 5 \text{ ns}$ abgeleitet werden. Ein Vergleich des isomeren 75,1 keV-Neutronenübergangs mit entsprechenden Übergängen zwischen den gleichen Nilsson-Zuständen in deformierten Kernen mit ungerader Massenzahl zeigt, daß dieser Übergang in mehreren Er-, Dy- und Gd-Isotopen verzögert auftritt. Des weiteren wurde die 64 keV-Doppellinie, bestehend aus den beiden intensiven Übergängen 63,7 und 64,1 keV, als stark verzögert beobachtet. Die beiden erwähnten Übergänge regen die Niveaus mit den Konfigura-

tionen $1^{-}\{p3/2^{+}[411]-n5/2^{-}[523]\}$ bzw. $4^{+}\{p3/2^{+}[411]+n5/2^{+}[642]\}$ zum Grundzustand des ^{160}Tb mit $3^{-}\{p3/2^{+}[411]+n3/2^{-}[521]\}$ ab. Auf Grund der sehr geringen Energiedifferenz zwischen diesen beiden Linien konnte bisher noch keine Zuordnung der Lebensdauer von $T_{1/2} \lesssim 90$ ns vorgenommen werden. Die gemessenen verzögerten γ -Spektren liefern Hinweise auf weitere Isomere im Nanosekundenbereich, die bisher ebenfalls noch nicht zugeordnet werden konnten.

L i t e r a t u r

[1] Kern, J. et al., Nucl. Phys. A221 (1974) 333

2.10. NEUES ISOTOP ^{161}Yb ¹⁾

I. Adam

Institut für Kernphysik, Řež/Prag

H. Strusny

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

G. Beyer, K.Ya. Gromov, M. Monusseck, M. Jachim, V.G. Kalinnikov,

A. Latuschinski und H.-U. Siebert

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Der bisher unbekannte Kern ^{161}Yb wurde identifiziert, d.h. die Halbwertszeit mit der zugehörigen Ordnungszahl und Massenzahl wurde bestimmt. Die Aktivität ^{161}Yb wurde durch Bestrahlung von Tantaltargets mit Protonen der Energie von 660 MeV am ausgeführten Strahl des Dubnaer Synchrozyklotrons erhalten. Die Ordnungszahl wurde auf chemischem Wege und die Massenzahl mit Hilfe eines elektromagnetischen Isotopenseparators ermittelt. Für die Halbwertszeit von ^{161}Yb ergab sich der Wert $T_{1/2} = (4,2 \pm 0,2)$ min. Dieser Wert stimmt gut mit dem Wert von 4 min aus der Systematik der Halbwertszeiten [1] überein. Die Messung des γ -Spektrums erfolgte mit Ge(Li)-Detektoren. Folgende γ -Übergänge mit den Energien (Intensitäten) wurden im ^{161}Yb -Zerfall identifiziert: 78,17 keV (100), 140,2 keV (6,8), 188,20 keV (9,2), 599,8 keV (80) und 631,3 keV (43). Die Zuordnung der γ -Übergänge 78,17, 599,8 und 631,3 keV in Arbeit [2] zum ^{160}Yb -Zerfall ist falsch.

L i t e r a t u r

[1] Arlt, R. et al., Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 33 (1969) 1232

[2] de Boer, F.W.N. et al., Preprint CERN 70-30 (1971) 939

¹⁾ erschienen als Preprint P6-7760, Dubna, 1974

2.11. DER ZERFALL DES ^{161}Tm

H. Strusny und H. Tyrroff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

E. Herrmann

Technische Universität Dresden, Sektion Chemie

I. Adam

Institut für Kernphysik, Rež/Prag

G. Beyer, K.Ya. Gromov, T.A. Islamov und H.-G. Ortlepp

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

An der JASNAPP-Anlage in Dubna wurde durch Messung der beim Elektroneneinfang und Positronenzerfall des ^{161}Tm emittierten γ -Strahlung und Konversionselektronen sowie durch verzögerte und unverzögerte Koinzidenzmessungen das Niveauschema des deformierten Kernes ^{161}Er untersucht. Diese Messungen wurden mit massengetrenten ^{161}Tm -Aktivitäten auf Ge(Li)- und Si(Li)-Spektrometern durchgeführt. Die Konversionselektronenmessungen erfolgten mit starken Thuliumaktivitäten und hochauflösenden magnetischen B-Spektrografen. Für ^{161}Tm ergab sich der Q-Wert zu $Q = (3,0 \pm 0,2)$ MeV. Im ^{161}Er -Niveauschema (Abb. 1) wurden die ersten Niveaus der Rotationsbanden $3/2^- [521]$, $5/2^- [523]$, $5/2^+ [642]$, $3/2^+ \{ [402] + [651] \}$, $11/2^- [505]$ und einiger hochenergetischer Niveaus aus dem Zerfall des ^{161}Tm identifiziert. Der niedrige log ft-Wert des Zustandes bei 2044,5 keV ist nur erklärbar, wenn dieser Zustand eine dominierende Dreiquasiteilchenkonfiguration vom Typ $9/2^+ \{ p_1 7/2^- [523], p_2 7/2^+ [404], n 5/2^- [523] \}$ enthält.

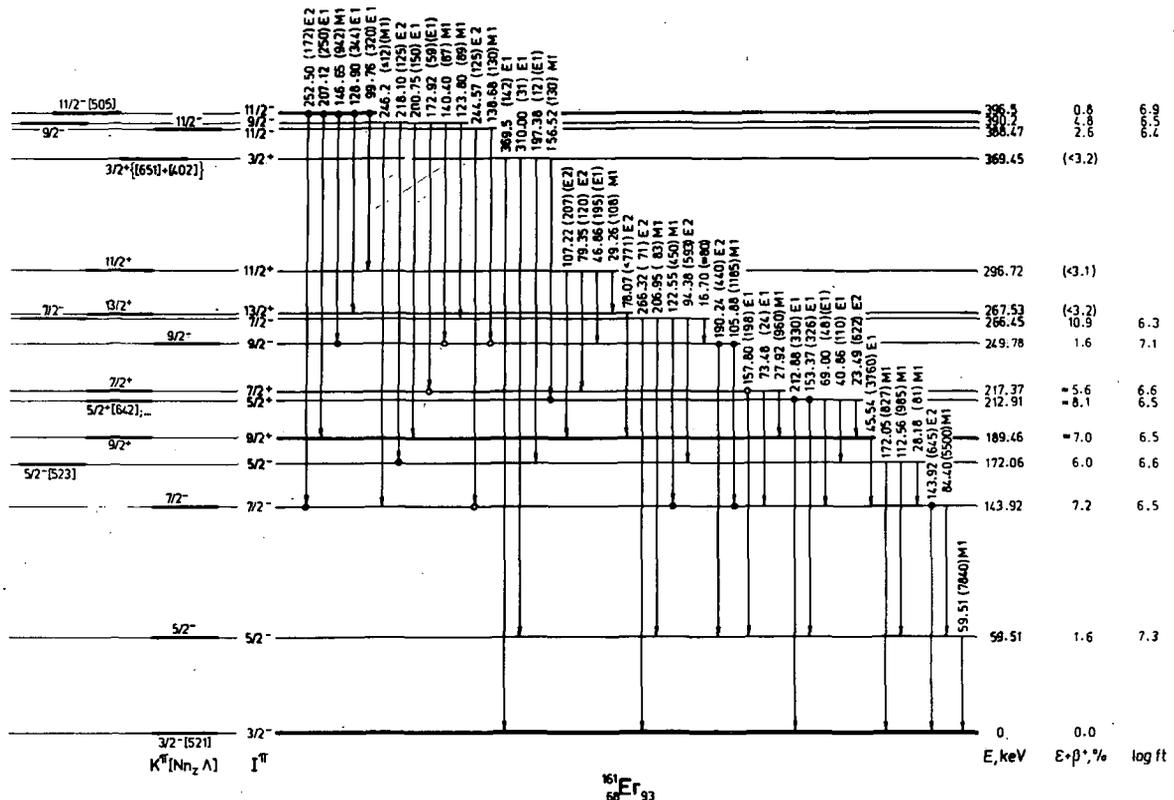


Abb. 1a

Der niederenergetische Teil des ^{161}Tm -Zerfallsschemas

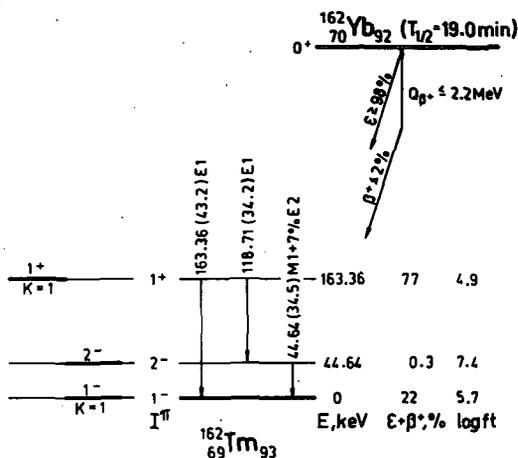


Abb. 1
Das Zerfallsschema des ^{162}Yb

B- γ -Koinzidenzmessung folgt für ^{162}Tm ein Q-Wert von $Q = (4,6 \pm 0,3)$ MeV. Für das Verhältnis von Elektroneneinfang zu Positronenzerfall im ^{162}Tm -Zerfall er-

Das Zerfallsschema des ^{162}Yb ist in Abb.1 gezeigt. Im Kern ^{162}Tm wird durch einen erlaubten unbehinderten β -Übergang vom 0^+ -Grundzustand des ^{162}Yb ein Zweiteilchenniveau mit der Konfiguration $1^+\{p7/2^-[523] - n5/2^-[523]\}$ bevölkert. Dieses Niveau regt sich durch E1-Übergänge zu der $K^{\pi}=1^-$ -Grundzustandsbande des ^{162}Tm ab. Für die Intensität der β^+ -Strahlung im ^{162}Yb -Zerfall wurde ein oberer Grenzwert von 2 % und für die des Elektroneneinfangs ein unterer Grenzwert von 98 % erhalten. Der Q-Wert des ^{162}Yb konnte zu $Q \leq 2,2$ MeV bestimmt werden.

Das Zerfallsschema des ^{162}Tm ist in Abb. 2 dargestellt. Aus dem Ergebnis der

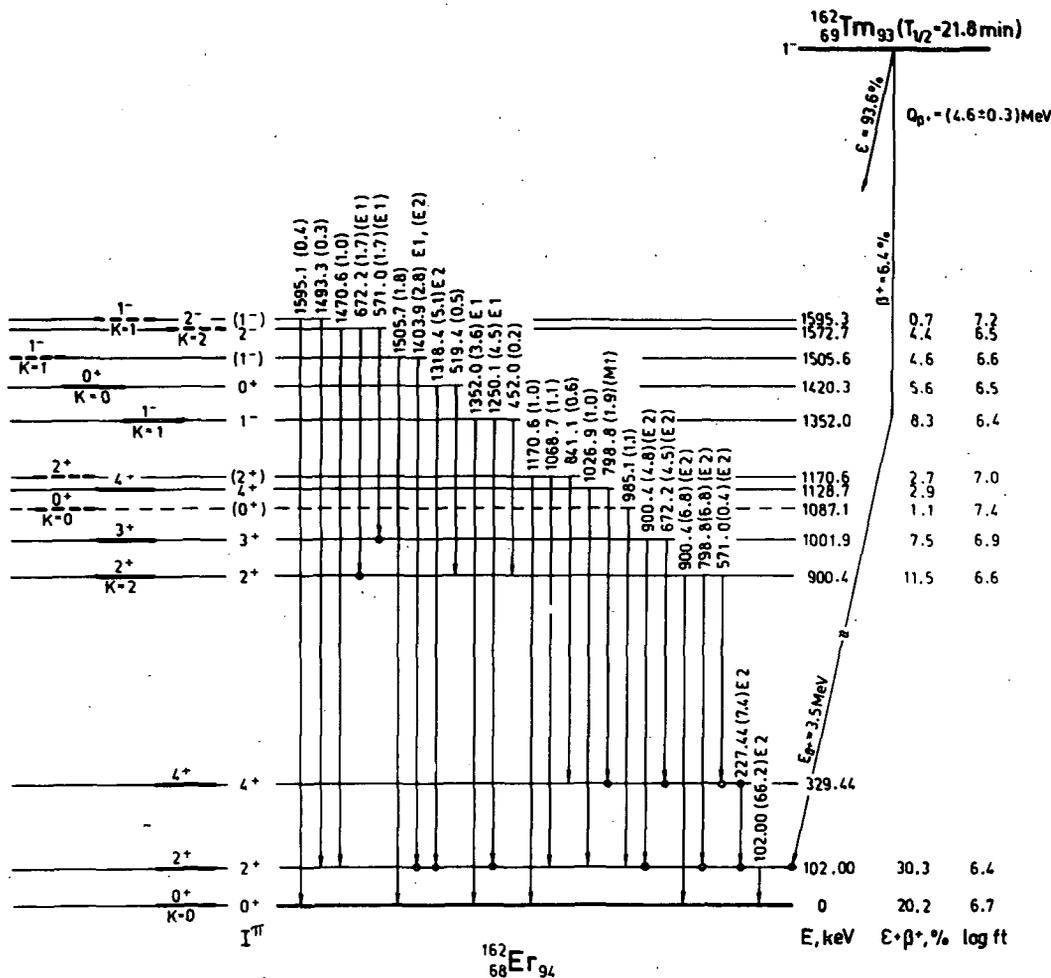


Abb. 2
Das Zerfallsschema des ^{162}Tm

gab sich der Wert 14,6. Der 0^{+} -, 2^{+} - und 4^{+} -Zustand der $K=0$ -Grundzustandsbande, der 2^{+} -, 3^{+} - und 4^{+} -Zustand der $K=2$ -Gammavibrationsbande, der 0^{+} - und 2^{+} -Zustand der $K=0$ -Betavibrationsbande, drei $I, K^{\pi}=1, 1^{-}$ -Zustände bei 1352,0, 1505,6 und 1595,3 keV, ein $I, K^{\pi}=0, 0^{+}$ -Zustand bei 1420,3 keV und ein $I, K^{\pi}=2, 2^{-}$ -Zustand bei 1572,7 keV wurden in ^{162}Er identifiziert.

Das Zerfallsschema des ^{160}Tm ist in Abb. 3 gezeigt. Der Anteil der Positronenstrahlung ergab sich zu 15 % und der des Elektroneneinfangs zu 85 %. Der 0^{+} -, 2^{+} - und 4^{+} -Zustand der $K=0$ -Grundzustandsbande, der 2^{+} - und 3^{+} -Zustand der $K=2$ -Gammavibrationsbande, der 0^{+} - und 2^{+} -Zustand der $K=0$ -Betavibrationsbande und einige hochenergetische Niveaus wurden in ^{160}Er identifiziert. Der Q -Wert von ^{160}Tm ergab sich zu $Q = (4,9 \pm 0,5) \text{ MeV}$.

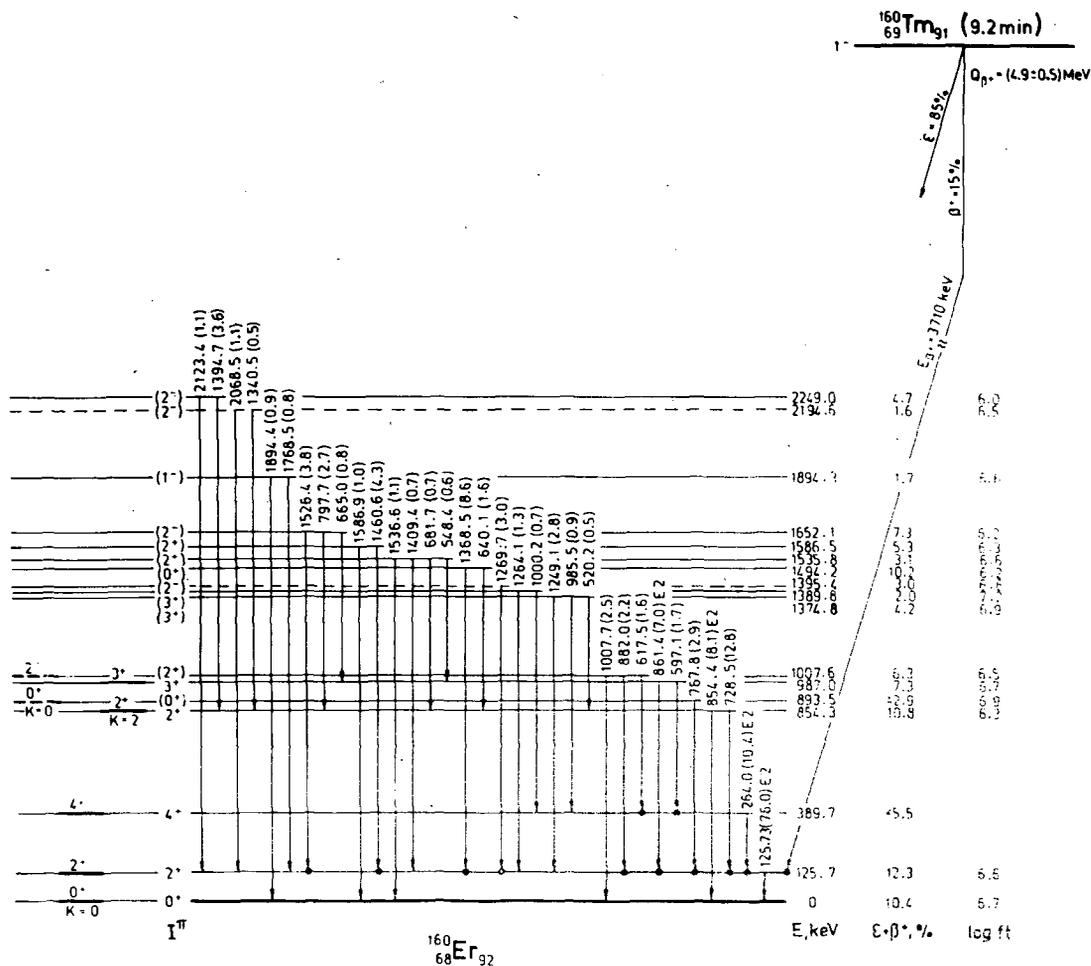


Abb. 3
 Das Zerfallsschema des ^{160}Tm

2.13. DER ZERFALL DES ^{163}Tm

H. Strusny

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

I. Adam

Institut für Kernphysik, Řež/Prag

K.Ya. Gromov und T.A. Islamov

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Die Eigenschaften der angeregten Zustände des ^{163}Er mit niedrigen Spinwerten wurden im Zerfall des ^{163}Tm untersucht. Die ^{163}Tm -Aktivität wurde durch Bestrahlung von Tantaltargets am inneren Strahl des 660 MeV-Synchrozyklotrons in Dubna mit nachfolgender chemischer Abtrennung des Thuliums hergestellt. Von diesen Thuliumaktivitäten wurden die Konversionselektronenspektren mit hochauflösenden magnetischen β -Spektrografen gemessen. Die Messungen des γ -Spektrums und der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren erfolgten mit Ge(Li)-Detektoren und massengetrennten ^{163}Tm -Quellen. Das Positronenspektrum wurde mit einem Si(Li)-Detektor in einem homogenen magnetischen Feld zur Abtrennung der Elektronen und der γ -Strahlung gemessen.

Das ^{163}Tm -Zerfallsschema, das aus den Messungen folgt, ist in den Abb. 1 und 2 gezeigt. Von 35 angeregten ^{163}Er -Niveaus, die in den Arbeiten [1] und [2] vorgeschlagen wurden, konnten nur 18 bestätigt werden. Neue Niveaus in ^{163}Er wur-

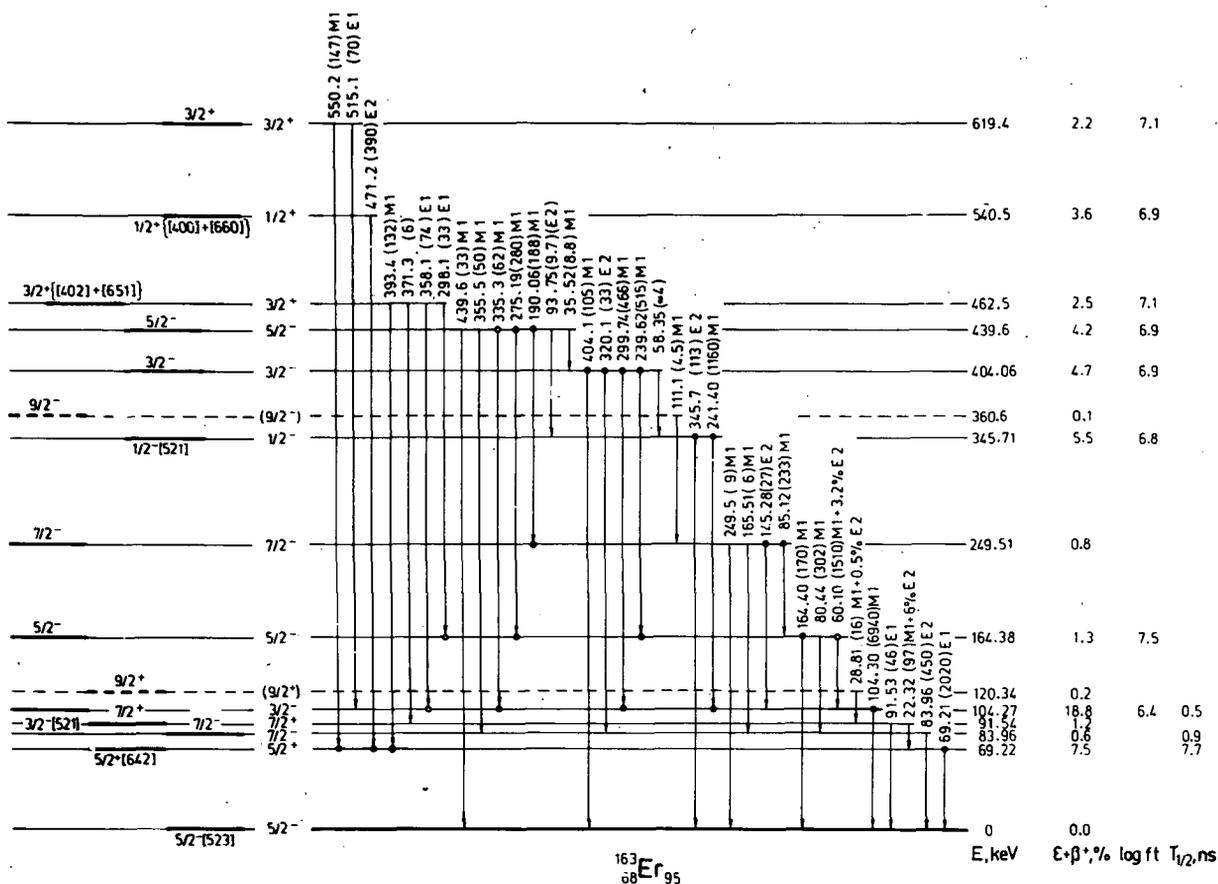


Abb. 1

Der niederenergetische Teil des ^{163}Tm -Zerfallsschemas

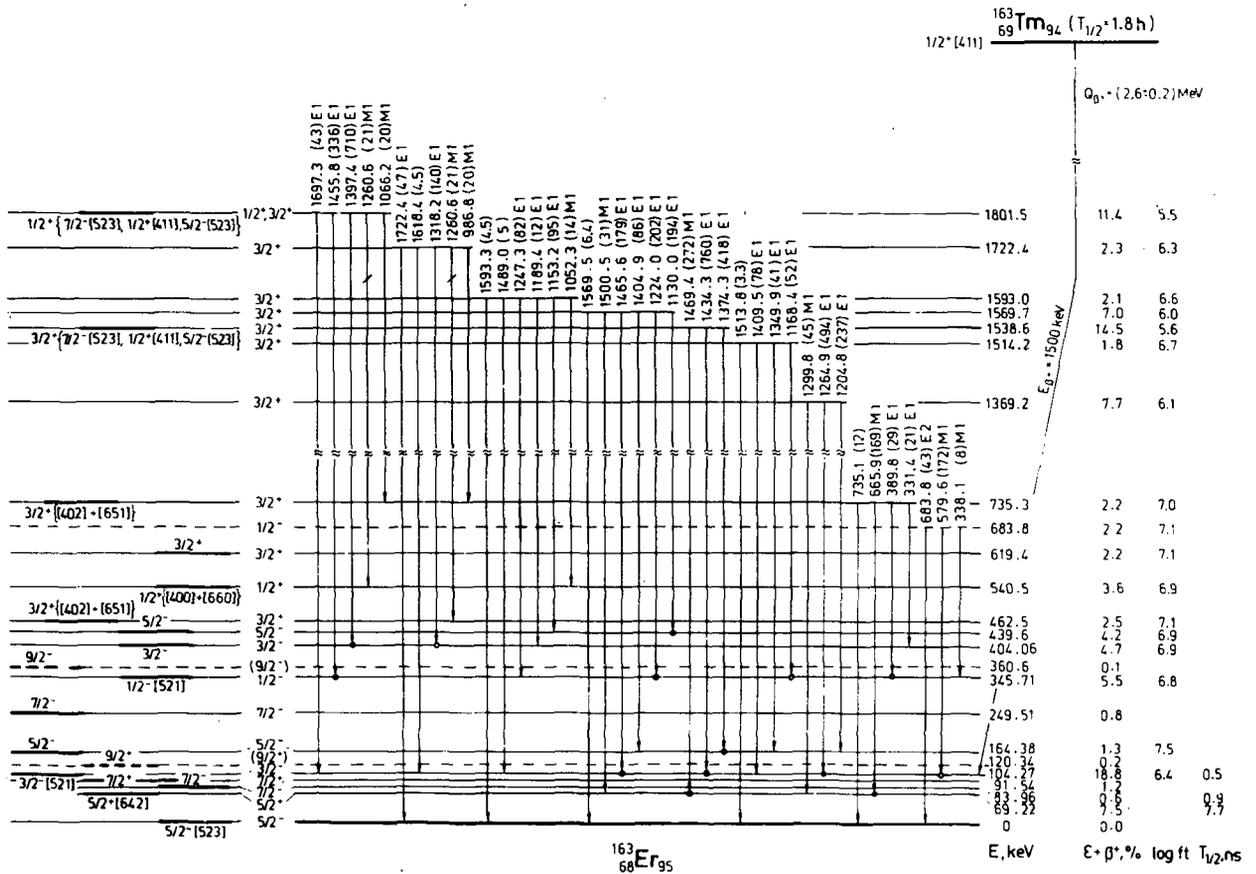


Abb. 2
 Der hochenergetische Teil des ^{163}Tm -Zerfallsschemas

den bei 735,3, 1514,2, 1569,7 und 1593,0 keV gefunden. Für den Q -Wert des ^{163}Tm ergab sich gegenüber den alten Werten [1],[2] ein besserer Wert von $Q = (2,6 \pm 0,2) \text{ MeV}$. Von 235 beobachteten γ -Übergängen im ^{163}Tm -Zerfall konnten nur 74 in das Niveauschema des ^{163}Er eingeordnet werden. Das bedeutet, in ^{163}Er gibt es eine Vielzahl von Niveaus, die im ^{163}Tm -Zerfall schwach angeregt werden und deren Existenz aus den vorliegenden Meßergebnissen nicht eindeutig festgestellt werden konnte. Die ersten angeregten Niveaus der Rotationsbanden $5/2^- [523]$, $5/2^+ [642]$, $3/2^- [521]$, $1/2^- [521]$, $3/2^+ \{ [402] + [651] \}$, $1/2^+ \{ [400] + [600] \}$ und einige hochenergetische Niveaus wurden in ^{163}Er beobachtet. Die experimentelle Übergangswahrscheinlichkeit des Überganges vom $3/2^+$ -Zustand bei 1569,7 keV zum $3/2^-$ -Rotationszustand der $1/2^- [521]$ -Bande ist im Vergleich mit der der Übergänge zu den $1/2^-$ - und $5/2^-$ -Rotationszuständen so klein, daß dieser Übergang nicht beobachtet wird. Eine mögliche Erklärung für ein derartiges Verzweungsverhältnis ist in Arbeit [3] gegeben. Die Zustände bei 1514,2 und 1801,5 keV enthalten dominierende Dreiquasiteilchenkomponenten vom Typ $p_1 7/2^- [523]$, $p_2 1/2^+ [411]$, $n 5/2^- [523]$ mit den Spinwerten $3/2$ bzw. $1/2$. Eine Diskussion der Struktur des Niveauschemas des Kernes ^{163}Er anhand von Berechnungen im Rahmen des Quasiteilchen-Phononen-Modells [4] ergab eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

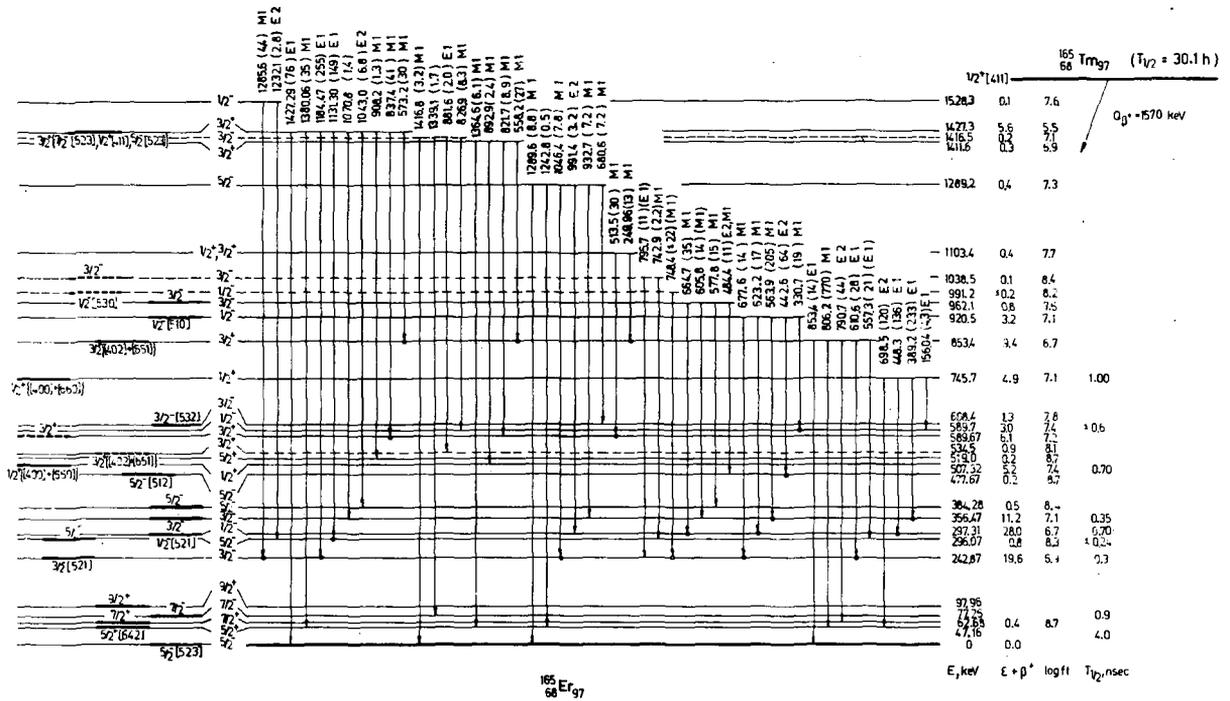


Abb. 1b

Der hochenergetische Teil vom Zerfallsschema des ^{165}Tm

^{165}Er bei 605,2, 1032,1, 1044,4 und 1061,5 keV konnten nicht bestätigt werden. Dagegen konnten die von Marguier und Chery [4] beobachteten Niveaus in ^{165}Er bei 99,96, 1416,5 und 1528,3 keV gefunden werden. Der Spin wurde für folgende Niveaus in ^{165}Er eindeutig bestimmt: 589,7 keV-1/2, 608,4 keV-3/2, 1103,4 keV-1/2 oder 3/2, 1289,2 keV-5/2, 1411,6 keV-3/2, 1416,5 keV-3/2 und 1528,3 keV-1/2. Außer den bekannten Zuständen wurden die Nilsson-Zustände $3/2^- [532]$ und $1/2^- [530]$ in ^{165}Er identifiziert. Der Vergleich der Berechnungen im Rahmen des Quasiteilchen-Phononen-Modells von Soloviev [5] mit den experimentellen Ergebnissen über das Niveauschema des ^{165}Er zeigt eine befriedigende Übereinstimmung.

L i t e r a t u r

[1] Kurcewicz, W. et al., Nucl. Phys. A108 (1968) 434
 [2] Kuzarova, T. et al., Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 32 (1968) 126
 [3] Abdurazakov, A.A. et al., Preprint P6-4389, Dubna, 1970
 [4] Marguier, G. et R. Chery, J. de Physique 33 (1972) 301
 [5] Soloviev, V.G. et al., Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 31 (1967) 518

2.15. ROTATIONSBANDEN IN ^{167}Tm UND ^{169}Tm

L. Funke, F. Dubbers, P. Kemnitz, H. Sodan, E. Will und G. Winter
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Weitere Messungen zu den ungeraden Tm-Isotopen erfolgten mit dem Ziel, auf Zuständen mit kleinem K aufbauende Rotationsbanden und ihre Kopplung zu untersuchen. Die γ -Spektren und $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren wurden in den Reaktionen $^{167}\text{Er}(p,n)^{167}\text{Tm}$ und $^{170}\text{Er}(p,2n)^{169}\text{Tm}$ am Rossendorfer Tandem-Generator gemessen (siehe auch [1]). Im Ergebnis dieser Experimente konnte in beiden Kernen sowohl die $1/2^- [541]$ -Bande (^{167}Tm bis $I = 29/2$ und ^{169}Tm bis $I = 13/2$) als auch die $3/2^+ [411]$ -Bande (bis $I = 11/2$) und eine auf einem $5/2^+$ -Zustand aufbauende Rotationsbande identifiziert werden. Aus der geringen Coriolis-Kopplung zwischen den

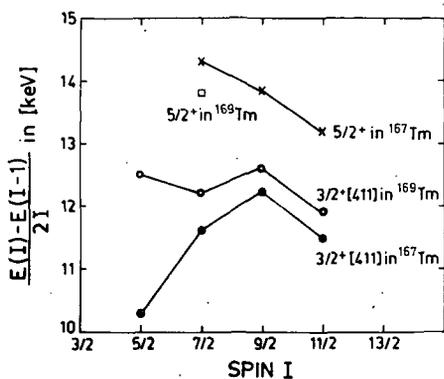


Abb. 1

Abhängigkeit des Rotationsparameters $A = [E(I) - E(I-1)] / 2I$ vom Drehimpuls für die Rotationsbanden $3/2^+$ und $5/2^+$ in ^{167}Tm und ^{169}Tm

Zuständen der $3/2^-$ und $5/2^-$ Banden wird geschlossen, daß in der $5/2^-$ Bande nur eine kleine Komponente der Konfiguration $5/2^+ [402]$ enthalten ist, während der γ -Vibrationsanteil offensichtlich groß ist.

Beim Übergang von den schwereren Tm-Isotopen zu den leichteren ($^{169}\text{Tm} \rightarrow ^{165}\text{Tm}$ [2]) nimmt die Anregungsenergie des $5/2^+$ -Bandenkopfes von 781,5 keV auf 315,8 keV ab, wobei sich sehr wahrscheinlich auch die innere Struktur ändert. Die Abweichungen der $3/2^+$ - und $5/2^+$ -Banden von der $I(I+1)$ -Abhängigkeit sind in Abb. 1 als Abweichungen des Ausdruckes $[E(I) - E(I-1)] / 2I$ von einem konstanten Wert zu erkennen.

L i t e r a t u r

- [1] Funke, L. et al., Proc. Int. Conf. Nucl. Phys., München 1973, p. 186 und Jahresbericht ZfK-262 (1973) 83
[2] Tamura, T. et al., Phys. Rev. C8 (1973) 2425

2.16. ANREGUNGSZUSTÄNDE VON ^{178}Ta

F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz, K.D. Schilling, H. Strusny, E. Will und G. Winter
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Erste Messungen am Strahl zur Untersuchung des deformierten Kerns ^{178}Ta , der eine ungerade Protonen- und Neutronenzahl besitzt, waren in [1] angegeben worden. Diese Experimente sind durch weitere Messungen prompter $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und Isomerenuntersuchungen am Rossendorfer Zyklotron und Tandem-Generator ergänzt worden. Am Zyklotronstrahl wurde die Reaktion $^{176}\text{Lu}(\alpha, 2n)^{178}\text{Ta}$ und für Lebensdauermessungen am 10 MeV-Protonenstrahl des Tandem-Generators die Reaktion $^{178}\text{Hf}(p,n)^{178}\text{Ta}$ ausgenutzt. Anhand der Meßergebnisse kann der in Abb. 1 dargestellte Vorschlag für ein Niveauschema von ^{178}Ta gemacht werden. Es wird angenommen, daß sich im Grundzustand das ungepaarte Proton im Zustand $7^+ [404]$

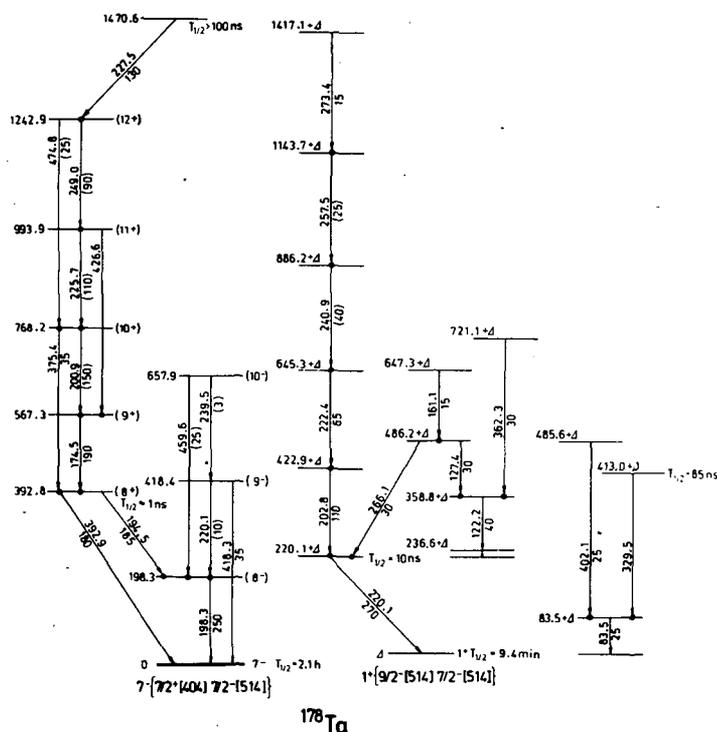


Abb. 1

Schema von Anregungszuständen des Kerns ^{178}Ta . Δ ist die unbekannte Anregungsenergie des 1^+ -Zustandes.

jeweils noch eine verzögerte Komponente, die einer Halbwertszeit von 22 ns sowie 50 ns entspricht.

Die Übergänge mit den Energien 220,1 keV und 239,5 keV in der Niveaufolge, die auf dem Grundzustand aufbaut, besitzen sehr geringe Intensitäten im Vergleich zu den beiden Crossover-Übergängen bei 418,3 keV und 459,6 keV.

Beim Zerfall des Isomers mit der Anregungsenergie von 1470,6 keV wird die Niveaufolge über dem 392,8 keV-Zustand stark bevölkert. Das Isomer kann aufgrund seines großen Spinwertes und seiner hohen Anregungsenergie nur als Vierquasiteilchenzustand interpretiert werden.

Ordnet man dem 392,8 keV-Zustand den Spin und die Parität $I^\pi = 8^+$ zu, dann könnte dieser Annahme die Konfiguration $8^+ \left\{ \frac{9^-}{2} [514] \frac{7^-}{2} [514] \right\}$ entsprechen.

L i t e r a t u r

[1] Dubbers, F. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 85
 [2] Gallagher, C.J. and S.A. Moszkowski, Phys. Rev. 111 (1958) 1282
 [3] Lederer, C.M. et al., Table of Isotopes, J. Wiley, New York 1967, 6. Aufl. p. 348
 [4] Nielsen, H.L. et al., Nucl. Phys. A93 (1967) 385

und das ungepaarte Neutron im Zustand $\frac{7^-}{2}$ [514] befinden. Das steht in Einklang mit den gemessenen Spins und Paritäten der Grundzustände der Ta-Isotope ungerader Massenzahl und der Isotone mit 105 Neutronen ^{175}Yb , ^{177}Hf und ^{179}W . Entsprechend den Kopplungsregeln [2] ergibt sich für ^{178}Ta der Grundzustandsspin $I = 7$. Dieser Wert wird in [3] für den Zustand mit der Halbwertszeit von 2,1 h als möglicher Spin angegeben. Für den 1^+ -Zustand ist die in [4] vorgeschlagene Konfiguration übernommen worden. Drei Niveaufolgen können angegeben werden, die Rotationsbanden ähneln.

Die meisten der gemessenen Lebensdauern sind im Niveauschema zugeordnet worden. Von den angegebenen Übergängen zeigen außerdem die bei 83,5 keV und 122,2 keV

2.17. HOCHSPIN-ISOMERE IN ^{181}W

L. Käubler, W. Andrejtscheff, P. Manfraß und K.D. Schilling
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Bei der Untersuchung des Niveauschemas von ^{181}W hatten Bernthal et al. [1] sowie Lindblad et al. [2] Hinweise für die Existenz hochliegender isomerer Zustände gefunden. In der neueren Arbeit von Lindblad [2] wird angenommen, daß ein Isomer bei 1745,1 keV mit einem Spinwert $I = 21/2$ oder $23/2$ und einer Lebensdauer von etwa 50 ns liegt und mit einem 91,8 keV-E1-Übergang zu einem zweiten Isomer bei 1653,3 keV mit $I = 19/2$ oder $21/2$ und $T_{1/2} \approx 110$ ns abgeregt wird. Für die Abregung des zweiten Isomers waren die Übergänge 838,9 und 1053,7 keV vorgeschlagen. Es wurde versucht, durch Messungen in der Reaktion $^{179}\text{Hf}(\alpha, 2n)^{181}\text{W}$ am Rossendorfer Zyklotron mit früher beschriebenen Methoden [3] genauere experimentelle Angaben über diese Isomere zu erhalten. Die bisherigen Untersuchungen bestätigen die Annahme der Arbeit [2] über die Lage der beiden Niveaus und ihre Abregung. Neue Werte wurden für die Halbwertszeiten der Zustände ermittelt:

$$T_{1/2}(1653,3 \text{ keV}) = 210 \pm 20 \text{ ns,}$$

$$T_{1/2}(1745,1 \text{ keV}) = 25 \pm 3 \text{ ns.}$$

L i t e r a t u r

- [1] Bernthal, F.M. et al., Bull. Am. Phys. Soc., Vol. 47, no. 4 (1972) 487; Michigan State University, Cyclotron Laboratory, Annual Report 1971/72
- [2] Lindblad, Th. et al., Nucl. Phys. A210 (1973) 253
- [3] Andrejtscheff, W. et al., Nucl. Phys. A190 (1972) 489

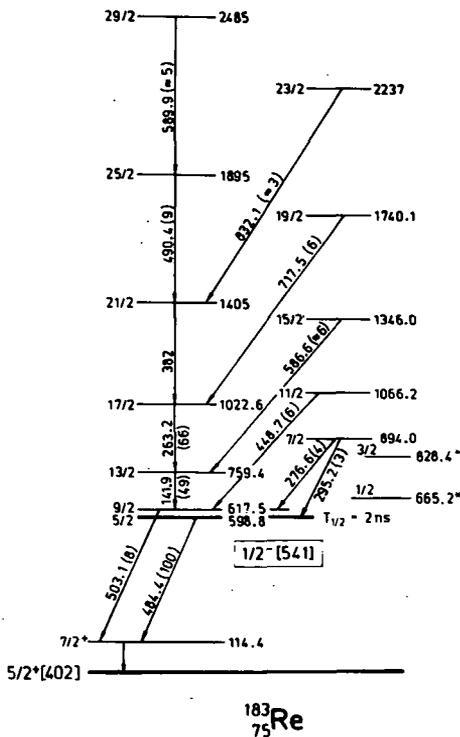
2.18. DIE ROTATIONSBANDE $1/2^- [541]$ IN ^{183}Re

G. Hedt und P. Kemnitz

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Aus der Reaktion $^{181}\text{Ta}(\alpha, 2n)^{183}\text{Re}$ sollten genauere Informationen über die stark gestörte Rotationsbande $1/2^- [541]$ erhalten werden. Es wurden Energien und Intensitäten der γ -Strahlung bei 27- und 23 MeV-Teilchenenergie sowie Winkelverteilungen und Koinzidenzbeziehungen der γ -Linien gemessen. In einer früheren Arbeit [1] war das unterste Niveau dieser Bande bei 598,8 keV gefunden worden, das eine Lebensdauer von $T_{1/2} = 2,0$ ns besitzt [2], sowie die Übergänge zwischen den Rotationszuständen $17/2 - 13/2 - 9/2$. Die $^{182}\text{Os}(^3\text{He}, d)$ -Reaktion [3] ergab als Abstand zwischen dem $9/2^-$ und dem $5/2^-$ -Niveau $\Delta E = 19$ keV. Im Zerfall des $^{183\text{m}}\text{Os}$ wurden die Niveaus $1/2^-$ und $3/2^-$ der Bande gefunden. Das Ergebnis unserer Untersuchungen ist das Teilschema in Abb. 1.

Der Abstand zwischen den Niveaus $I = 5/2$ und $I = 9/2$ ist durch die Koinzidenzbeziehungen der abregenden Linien von 484,4 und 503,1 keV sowie der Anregungen von 295,2 und 276,6 keV genau bestimmt. Die Folge der tiefliegenden Zustände, für die $I + 1/2$ ungeradzahlig ist, wurde bis zum Spin $29/2$ gefunden. Die Linie von 382 keV bildet im Gammaspektrum nur die schwächere Komponente eines Dubletts, kann aber wegen ihrer Koinzidenzen zweifelsfrei eingeordnet werden. Die hochliegende Folge $I = 7/2, 11/2$ usw. wurde hauptsächlich durch die Koinzidenzmessung



gesichert. Am klarsten ist die Einordnung des 717,5 keV-Überganges, für den auch der typische stark negative Winkelverteilungskoeffizient $A_2 \approx -1$ gefunden wurde. Außer dem $7/2^-$ -Niveau, das sich durch zwei Übergänge etwa gleicher Energie abregt, konnten jeweils nur die energetisch bevorteilten Übergänge $I \rightarrow I - 1$ nachgewiesen werden.

Abb. 1

Schema der Rotationsbande $1/2^- [541]$ in ^{183}Re . In Klammern sind die Gammaintensitäten bei 27 MeV Teilchenenergie angegeben.
* Vom Zerfall bekannte Niveaus [4].

L i t e r a t u r

- [1] Newton, J.O., Nucl. Phys. A108 (1968) 353
- [2] Manfraß, P. et al., Nucl. Phys. A226 (1974) 157
- [3] Lu, M.T. and W.P. Alford, Phys. Rev. C3 (1971) 1243
- [4] Akhmadzhanov, A.I. et al., Preprint P6-4746, Dubna, 1969

2.19. ANGEREGTE ZUSTÄNDE IN DEN KERNEN ^{187}Ir UND ^{189}Ir

P. Kemnitz, L. Funke, E. Will und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die experimentellen Arbeiten für die Untersuchung der schwach deformierten Kerne ^{187}Ir und ^{189}Ir sind jetzt abgeschlossen. Beide Kerne wurden hauptsächlich mit Hilfe der $(\alpha, 2n)$ -Reaktionen am Rossendorfer Zyklotron untersucht, wobei Energien, Intensitäten, Winkelverteilungskoeffizienten, Konversionskoeffizienten und Koinzidenzbeziehungen der γ -Linien bestimmt wurden. Zusätzliche Informationen über Hochspinzustände im ^{187}Ir , insbesondere über die "entkoppelte $h_{9/2}$ -Bande", lieferte die $^{187}\text{Re}(\alpha, 4n)$ -Reaktion, die am 225 cm-Zyklotron des AFI Stockholm bei einer α -Teilchenenergie von 47 MeV durchgeführt wurde. Eine Messung des γ -Spektrums aus der Reaktion $^{189}\text{Os}(p, n)$ am Rossendorfer Tandem-Generator bei 10 MeV Protonenenergie lieferte ergänzende Hinweise über Zustände mit niedrigem Spin im ^{189}Ir .

Die angeregten Strukturen in beiden Kernen sind sehr ähnlich. Sie bestehen aus drei gut voneinander getrennten Gruppen von Niveaus. Außer den Rotationsbanden positiver Parität $3/2^+ [402]$ und $1/2^+ [400]$ wurden Banden gefunden, bei denen sich das ungepaarte Proton in der $h_{9/2}$ -Schale aufhält, sowie eine Anzahl von Niveaus, die aus der Kopplung des rotierenden Rumpfes mit einer $h_{11/2}$ -Anregung interpre-

tiert werden können.

Die Grundzustandsbande $3/2^+[402]$ wurde in beiden Kernen bis $I = 21/2$ gefunden, während die schwächer angeregte Bande $1/2^+[400]$ nur bis $I = 15/2$ (^{187}Ir) und $I = 13/2$ (^{189}Ir) verfolgt werden konnte. Eine Besonderheit der Grundzustandsbande im ^{189}Ir besteht darin, daß zwei $19/2$ -Zustände angeregt werden, die $9,7$ keV voneinander entfernt liegen und für die die Verzweigungsverhältnisse von An- und Abregungen sehr ähnlich sind. Sie können als zwei Rotationszustände gedeutet werden, die fast vollständig miteinander gemischt sind (möglicherweise $3/2^+[402]$ und $1/2^+[400]$).

Die $h_{9/2}$ -Strukturen lassen sich in drei Folgen ordnen, in denen jeweils nur jeder zweite Spinwert auftritt. Die tiefste Bande baut auf einem Zustand mit $I = j = 9/2$ auf und wurde im ^{187}Ir bis $33/2$ gefunden. Die nächsthöhere Folge beginnt mit $I = j - 1 = 7/2$ und wurde im gleichen Kern bis $I = 27/2$ nachgewiesen. In der dritten Folge, die mit $I = j - 2 = 5/2$ beginnt, wurden vier Niveaus beobachtet, deren Zusammengehörigkeit jedoch experimentell weniger gut gesichert ist. Im ^{189}Ir ist die $h_{9/2}$ -Struktur viel schwächer angeregt als im ^{187}Ir , aber die drei Folgen lassen sich auch hier nachweisen.

Diese Banden sind gut mit dem "rotation-aligned"-Kopplungsschema [1] zu beschreiben, das für den hier vorliegenden Fall der Besetzung einer Schale mit großem j durch nur ein Teilchen abgeleitet wurde. Dieses Kopplungsschema ergibt Energieabstände in den Banden, die mit den entsprechenden Rumpfanregungen übereinstimmen. Abb. 1 zeigt, daß die Übereinstimmung nicht nur für die bereits in anderen Kernen untersuchte tiefste Bande mit $\alpha = j$ gut erfüllt ist, sondern auch für die 2. Niveaufolge $\alpha = j - 1$, für die es bisher wenig experimentelles Material gibt.

In beiden Kernen werden jeweils etwa 20 Niveaus gefunden, die sich zum isomeren $11/2^-$ -Zustand abregen. Eine Folge, zwischen deren Niveaus insbesondere auch Kaskaden- und Crossover-Übergänge stattfinden, hat die Form einer stark gestörten

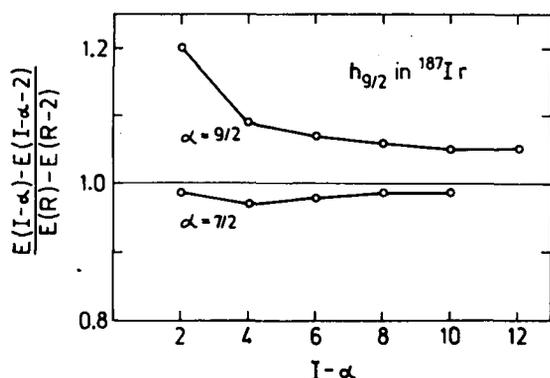


Abb. 1

Verhältnis der Anregungsenergien in den $h_{9/2}$ -Banden im ^{187}Ir und der entsprechenden Energien in der Grundzustandsbande des Rumpfkerns ^{186}Os

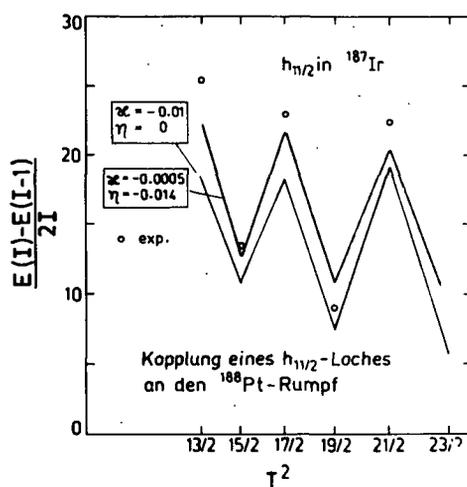


Abb. 2

Beschreibung der stark gestörten $h_{11/2}$ -Bande im Modell der schwachen Kopplung

Rotationsbande, in der jedoch noch die natürliche Spinfolge erhalten ist. Die übrigen Niveaus sind nicht als Rotationsbanden zu erkennen.

Die gestörte Bande ist gut im Modell der schwachen Kopplung zu beschreiben (siehe Bericht 3.11.). Dabei nimmt man an, daß ein Teilchen in der sonst vollbesetzten $h_{11/2}$ -Schale fehlt und koppelt den sphärischen $h_{11/2}$ -Zustand an den Pt-Rumpf, der die gleiche Neutronenzahl und ein Proton mehr besitzt als der betrachtete Kern. In Abb. 2 sind die berechneten mit den experimentellen Niveauabständen verglichen. In der Rechnung wurden nur die Parameter κ und η der Wechselwirkung zwischen Teilchen und Rumpf

$$H_{\text{int}} = - (\kappa) Q^{(R)} Q^{(j)} - \eta \vec{R} \cdot \vec{j}$$

angepaßt, jedoch die Anregungsenergien des Rumpfes unverändert gelassen. Benutzt man statt des Pt-Rumpfes ($Z = 78$) den für die Beschreibung der $h_{9/2}$ -Banden verwendeten Os-Rumpf ($Z = 76$), so ist die Anpassung der $h_{11/2}$ -Bande viel schlechter. Aus diesem Sachverhalt ist u.a. eine sehr unterschiedliche Deformation der ungeraden Ir-Kerne für verschiedene Einteilchenkonfigurationen zu erkennen.

Wir danken S. Hjorth, A. Johnson und Th. Lindblad, mit deren Hilfe und Unterstützung das Experiment in Stockholm möglich war.

L i t e r a t u r

[1] Stephens, F.S. et al., Phys. Lett. 44B (1973) 429

2.20. HOCHSPINZUSTÄNDE IN DEN PLATINISOTOPEN ^{190}Pt UND ^{192}Pt

L. Funke, P. Kemnitz und G. Winter
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2
S. Hjorth, A. Johnson und Th. Lindblad
Forschungsinstitut für Atomphysik Stockholm

Hauptanliegen der Kernstrukturphysik ist seit einigen Jahren die intensive Untersuchung von Kernzuständen mit hohem Drehimpuls, wobei bisher den deformierten Atomkernen besondere Aufmerksamkeit galt. Für viele deformierte Kerne mit gleicher Protonen- und Neutronenzahl wurde z.B. gefunden, daß das Trägheitsmoment in Abhängigkeit vom Quadrat der Drehfrequenz ein abnormales Verhalten zeigt. Dieses Phänomen, das als "back-bending-Effekt" bezeichnet wird, hat verschiedene Erklärungsmöglichkeiten gefunden (Phasenübergang des supraleitenden in den normalen Zustand, Aufbrechen eines Nukleonenpaares in einem Zustand mit großem Drehimpuls j oder Überschneidung verschiedener Rotationsbanden - siehe z.B. Ref. [1]).

Relativ wenige Angaben gibt es bisher über Hochspinzustände in Kernen des Übergangsgebietes zwischen Seltenen Erden und Blei ($Z \approx 76 - 82$). Kürzlich wurde gefunden [2],[3], daß die Grundzustandsbande in den Isotopen ^{184}Hg und ^{186}Hg oberhalb Spin 4 - 6 einer reinen Rotationsstruktur entspricht, obwohl die Protonenzahl von Quecksilber ($Z = 80$) nahe der magischen Zahl 82 ist. Im Grundzustand und in den ersten angeregten Zuständen dagegen sind diese Kerne, wenn überhaupt, nur schwach deformiert. Zur qualitativen Erklärung der experimentellen Ergebnisse wurde die Möglichkeit eines Formüberganges von einer schwachen oblaten Deformation zu einer starken prolaten Deformation diskutiert. Diese Vermutung wird in-

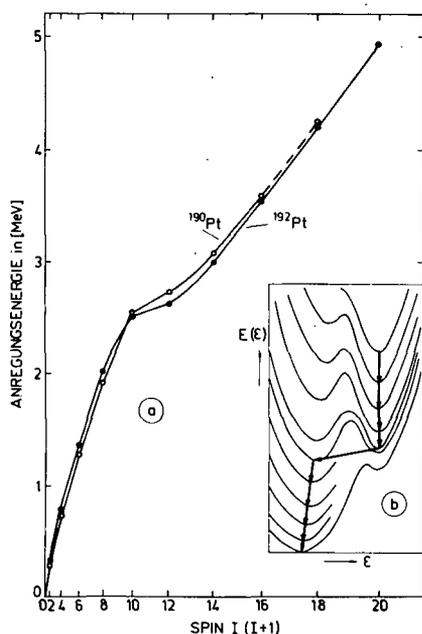


Abb. 3

Zur Interpretation der "Grundzustandsbande" in den Pt-Isotopen

- a) Anregungsenergie in Abhängigkeit von $I(I+1)$
- b) Schematische Darstellung der Potentialenergie $E(\epsilon)$ in Abhängigkeit von der Deformation ϵ für verschiedene Zustände der "Grundzustandsbande"

der Abb. 3b gegeben. Einige der beobachteten Niveaus, welche sich in die "Grundzustandsbande" abregen, sind Kandidaten für Zustände im jeweils höherliegenden Minimum der Potentialkurve.

L i t e r a t u r

- [1] Johnson, A. and Z. Szymanski, Phys. Reports 7 (1973) 181
- [2] Proetel, D. et al., Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 896
- [3] Rud, N. et al., Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1421
- [4] Frauendorf, S. und V.V. Pashkevich, private Mitteilung

2.21. DAS ANREGUNGSSPEKTRUM DES KERNS ^{194}Pt

G. Winter, F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz und E. Will
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Platinnuklide gehören zu den schwach deformierten Kernen, deren Deformationsparameter mit zunehmender Anregungsenergie variieren kann. Im Rahmen einer systematischen Untersuchung dieser Nuklide (siehe Berichte 2.20. und 2.22.) wurden die Niveaus im ^{194}Pt durch die $(\alpha, 2n)$ -Reaktion an ^{192}Os angeregt und die emittierte γ -Strahlung spektroskopiert. Neben den Energien und Intensitäten der Übergänge bestimmten wir auch die Winkelverteilung der γ -Intensitäten sowie Koinzidenz- und Zeitbeziehungen zwischen den Übergängen. Die Ergebnisse sind im

"Grundzustandsbande" zu sein. In der Abb. 3a sind die Anregungsenergien der "Grundzustandsbande" über dem Ausdruck $I(I+1)$ aufgetragen. Für reine Rotationsbanden müßten sich in diesem Bild ansteigende Geraden ergeben. Der untere Teil der Kurven bis etwa zum Spin 10 ist charakteristisch für schwach deformierte weiche Kerne im Übergangsbereich. Oberhalb des Drehimpulses 14 sind die Kurven dagegen charakteristisch für stark deformierte Rotatoren. Es liegt also die Schlußfolgerung sehr nahe, daß sich zwischen Drehimpuls 10 und 14 die Kernform ändert. Diese Vermutung wird durch Rechnungen zur Deformationsenergie $E(\epsilon)$ der Rotationsniveaus unterstützt [4]. Dabei nehmen die Autoren in den Energieausdruck neben der Energie des Flüssigkeitstropfens die Schalenkorrekturenergie (Strutinsky-Methode) und die Rotationsenergie auf. Die Berechnung des Trägheitsmomentes erfolgt mit Hilfe des Cranking-Modells, und als Einteilchenbasis wurde ein Woods-Saxon-Potential mit den von Soloviev angegebenen Parametern benutzt. Diese Rechnungen sagen einen Formübergang ($\epsilon \approx 0,1 \rightarrow \epsilon \approx 0,3$) etwa beim Drehimpuls 16 voraus. Eine schematische Darstellung des Formüberganges ist in

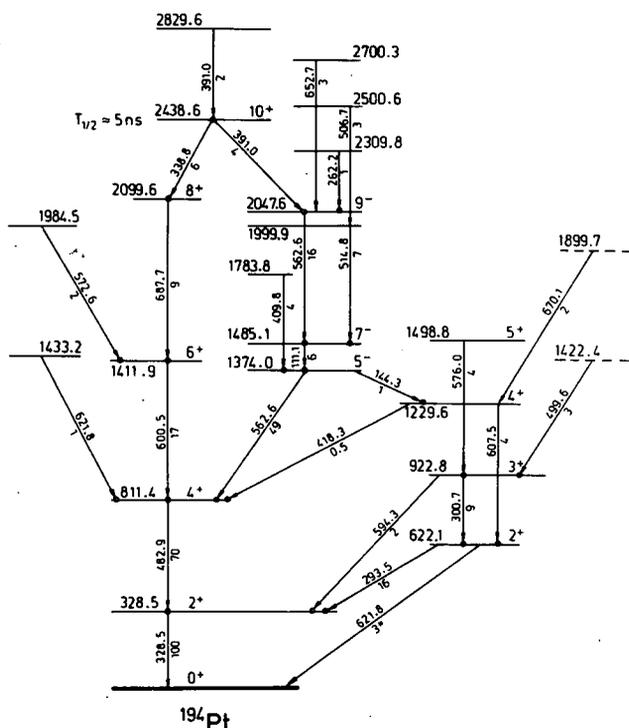


Abb. 1

Niveauschema von ^{194}Pt .

Die Linie bei 621,8 keV ist zweimal eingeordnet. Bei der Bestimmung der relativen Intensitäten der Komponenten ist das Verzweungsverhältnis der Übergänge vom 622,1 keV-Niveau verwendet.

die Isomerie des 2438,6 keV-Niveaus im ^{194}Pt erklären. Dieser Zustand wird nach unseren Messungen durch einen 391 keV-Übergang angeregt. Die Bande negativer Parität wurde um vier Niveaus erweitert, die in einer kürzlich publizierten Arbeit [2] nicht enthalten sind.

L i t e r a t u r

- [1] Ton, H. et al., Nucl. Phys. A153 (1970) 129
 [2] Yates, S.W. et al., Nucl. Phys. A222 (1974) 301

2.22. DIE UNTERSUCHUNG VON KERNEN MIT UNGERADER MASSENZAHL IM ÜBERGANGSGEBIET $Z = 76 - 80$

H. Strusny, F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In den letzten Jahren zeigte es sich, daß in bisher als sphärisch betrachteten Kernen mit wachsenden Anregungsenergien und bei höheren Drehimpulsen rotorähnliche Strukturen auftreten [1].

Von uns wurden Experimente mit dem Ziel begonnen, derartige Strukturen in Kernen im Übergangsbereich $Z = 76 - 80$ zu suchen. Rotorähnliche Strukturen wurden schon in den Kernen ^{187}Ir und ^{189}Ir gefunden (siehe Bericht 2.19.).

Niveauschema (Abb. 1) zusammengestellt. Ein isomere Zustand bei der Energie 2438,6 keV, der bereits aus Zerfallsmessungen [1] bekannt war, wird durch zwei Kaskaden von γ -Übergängen abgeregt, wobei die Grundzustandsbande bis zum 8^+ -Niveau und eine Bande negativer Parität bis zum 9^- -Niveau bevölkert werden. Obwohl die Grundzustandsbande in den Nachbarkernen $^{190,192}\text{Pt}$ durch $(\alpha, 2n)$ -Reaktionen bis zum Drehimpuls 12^+ eindeutig nachgewiesen werden konnte, gelang es bei den Experimenten zum ^{194}Pt nicht, die entsprechenden Niveaus aufzufinden. Mit großer Wahrscheinlichkeit ist der isomere Zustand, für den der Drehimpuls 10^+ festgelegt ist, dafür verantwortlich. In den Nachbarkernen wird die Rotationsbande beim 10^+ -Niveau durch einen niederenergetischen Übergang fortgesetzt, was auf eine Strukturänderung der Kerne hinweist. Eine ähnliche Strukturänderung könnte auch

Zur Untersuchung der Anregungszustände mit hohen Spins in den Kernen ^{191}Pt , ^{193}Au und ^{195}Au wurde mit Ge(Li)-Detektoren die Gammastrahlung analysiert, die in den Reaktionen $^{189}\text{Os}(\alpha, 2n)^{191}\text{Pt}$, $^{191}\text{Ir}(\alpha, 2n)^{193}\text{Au}$ und $^{193}\text{Ir}(\alpha, 2n)^{195}\text{Au}$ entsteht. Es wurden die Gammaspektren und $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren gemessen. Die Auswahl dieser Kerne wurde dadurch stimuliert, daß in den Rumpfkernen ^{190}Pt , ^{192}Pt und ^{194}Pt rotationsähnliche Strukturen gefunden wurden (siehe Berichte 2.20. und 2.21.). Es werden auf den Einteilchenisomeren $i_{13/2}$ und $h_{11/2}$ aufbauende Niveaufolgen erwartet, deren Energien mit den Anregungsenergien des 2^+ -, 4^+ -, 6^+ -... Zustandes im Rumpfkern korreliert sind. Die bisher vorliegenden Meßergebnisse erlauben noch keine neuen Schlußfolgerungen, inwieweit die Annahme über das Auftreten von rotorähnlichen Strukturen in den Kernen ^{193}Au und ^{195}Au als gesichert zu betrachten ist [1]. Dagegen zeigen die ersten Ergebnisse für den Kern ^{191}Pt Strukturen mit gewissen Ähnlichkeiten zu den ungeraden Quecksilberisotopen [2].

L i t e r a t u r

- [1] Stephens, F.S., Proc. V Summer School, Rudziska, VR Polen (1972)
[2] Beuscher, H. et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 843

2.23. MESSUNG ZUM g-FAKTOR DES $21/2^+$ -ISOMERS IN ^{207}Bi

H. Prade, H.F. Brinckmann, U. Hagemann, C. Heiser, H. Rotter und
L. Schneider ¹⁾

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Mit der Messung des g-Faktors des $21/2^+$ -Isomers von ^{207}Bi ($T_{1/2} = 182 \mu\text{s}$) in der Reaktion $^{205}\text{Tl}(\alpha, 2n)^{207}\text{Bi}$ ergab sich die Möglichkeit - neben dem Test der experimentellen Anordnung - die Relaxationszeit in flüssigem Thallium zu untersuchen. Dabei wurde eine im Bericht 6.10. beschriebene Targetheizung erprobt.

Die Bestimmung des g-Faktors erfolgte mit der Methode der zeitlich differentiellen Beobachtung der in einem äußeren Magnetfeld gestörten Winkelverteilung (DPAD). Der α -Teilchen-Strahl des Zyklotrons wurde dazu im Regime der Doppeltastung gepulst [1]. Die Breite des Aktivierungsimpulses betrug $16 \mu\text{s}$, die Pause zwischen den aufeinanderfolgenden Aktivierungen $920 \mu\text{s}$. Die den isomeren Zustand abregende γ -Strahlung wurde mit einem Ge(Li)-Detektor unter einem Winkel Θ von 45° zur Strahlrichtung registriert. Die Messungen erfolgten mit zwei zweidimensionalen Meßplätzen, die in jeweils vier Energie- und 256 Zeitkanäle aufgeteilt waren. Die Magnetfeldrichtung wurde nach jeweils 2 Stunden während der Messungen geändert.

Es wurden die modulierten Zeitspektren aus dem Zerfall des $21/2^+$ -Isomers in ^{207}Bi für die 5 intensivsten γ -Übergänge (262, 456, 669, 713 und 743 keV) bei vier verschiedenen Targettemperaturen (230, 250, 295 und 330°C) und für drei Magnetfeldwerte (20,0, 23,7 und 77,7 Gauß) aufgenommen. Die Bestimmung der Larmor-Frequenz ω_L erfolgte aus dem normierten Intensitätsverhältnis durch Anpassung der experimentellen Werte an den Ausdruck:

¹⁾ Diplomand der TU Dresden

$$R(\Theta = 45^\circ, t) = \frac{I(t, +H) - I(t, -H)}{I(t, +H) + I(t, -H)} = \frac{3A_2 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \sin(2\omega_L t)}{4 + A_2 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}} + C. \quad (1)$$

τ ist hierbei die Zeitkonstante der Relaxation, A_2 der Koeffizient aus der Winkelverteilung und C eine Konstante, die den zeitunabhängigen Untergrund berücksichtigt.

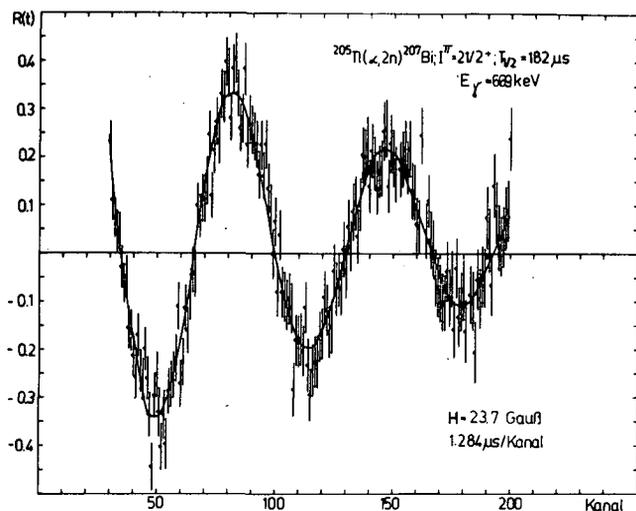


Abb. 1

Bestimmung der Larmor-Frequenz durch Anpassung an das experimentell erhaltene normierte Intensitätsverhältnis $R(t)$ gemäß Beziehung (1) für $E_\gamma = 669$ keV

In Hinblick auf die ermittelten A_2 -Koeffizienten der betrachteten Übergänge. Der gemessene g -Faktor bestätigt die von Bergström et al. [3] vorgeschlagene Dreiteilchenkonfiguration ($^{206}\text{Pb } 7^-, \pi h_{9/2}$) $_{21/2^+}$ für das $21/2^+$ -Isomer in ^{207}Bi . Aus der Additivitätsbeziehung für g -Faktoren einer Mehrteilchenkonfiguration erhält man für die angegebene Konfiguration $g = 0,324$.

Für die oben angegebenen Targettemperaturen wurden die Relaxationszeiten für Bi in Tl bestimmt. Während die bei einer Targettemperatur von 250, 295 und 330 °C durchgeführten Messungen etwa die gleiche Relaxationszeit liefern, konnte bei einer Targettemperatur von 230 °C keine Modulation der exponentiellen Zerfallskurve beobachtet werden. Wie daraus folgt, muß die Relaxationszeit in diesem Fall beträchtlich kürzer sein als oberhalb 250 °C. Aufgrund der experimentellen Bedingungen (Startzeitpunkt des Zeit-Impulshöhen-Konverters) kann als obere Grenze für die Relaxationszeit bei 230 °C $T_R = 1/\nu \approx 20 \mu\text{s}$ angenommen werden. Diese sprunghafte Abnahme der Relaxationszeit zwischen 250 und 230 °C ist wahrscheinlich auf den Phasenübergang von der kubischen Modifikation des Tl (β - Tl) in die hexagonale Modifikation (α - Tl) zurückzuführen. Wie bekannt, findet dieser Phasenübergang bei einer Temperatur von 232,5 °C statt. Als wahrscheinlicher Wert der Relaxationszeit für ^{207}Bi in flüssigem Thallium bzw. bereits oberhalb 250 °C kann $T_R \approx (200 \pm 50) \mu\text{s}$ angenommen werden. Thallium eignet sich damit als Stoppermaterial für g -Faktormessungen im μs -Gebiet.

In Abb. 1 ist als Beispiel das normierte Intensitätsverhältnis für den Übergang von 669 keV gezeigt. Die ausgezogene Kurve stellt die Anpassung an (1) dar.

Der aus diesen Messungen erhaltene und auf Knight-Shift und diamagnetische Verschiebung korrigierte g -Faktor für das $21/2^+$ -Isomer in ^{207}Bi beträgt:

$$g = 0,329 \pm 0,005.$$

Dieser Wert stimmt gut mit den Ergebnissen von Maier et al. [2] überein, die den gleichen g -Faktor in der Reaktion $^{204}\text{Hg}(^7\text{Li}, 4n)^{207}\text{Bi}$ unter Verwendung der stroboskopischen Methode gemessen haben. Übereinstimmung ergab sich auch im Hin-

L i t e r a t u r

- [1] Fromm, W.D., Dissertation, ZfK-254 (1973) 54
- [2] Maier, K.H. et al., Nucl. Phys. A186 (1972) 97
- [3] Bergström, I. et al., Phys. Rev. 181 (1969) 1642

2.24. EIN j-VERBOTENER ÜBERGANG IM ^{204}At

P. Gippner, K.-H. Kaun, W. Neubert ¹⁾, W. Schulze und F. Stary ¹⁾
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

In Fortsetzung der systematischen Suche nach Isomeren im Pb-Gebiet [1] wurde am Schwerionenzyklotron U-300 des VIK Dubna in den Reaktionen $^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, 5n)^{204}\text{At}$ ($E = 71 - 80$ MeV), $^{196}\text{Pt}(^{15}\text{N}, xn)^{211-x}\text{At}$ ($E = 140$ MeV) und $^{193}\text{Ir}(^{16}\text{O}, xn)^{209-x}\text{At}$ ($E = 80 - 137$ MeV) ein isomerer Übergang mit einer Energie $E_\gamma = 587,3$ keV gefunden. Durch Messung der Anregungsfunktion dieses Überganges wurde das Isomer dem ^{204}At zugeordnet. Die Halbwertszeit des isomeren Zerfalls wurde in einer früheren Arbeit [2] zu $T_{1/2} = 108 \pm 10$ ms bestimmt. Abb. 1 zeigt einen Teil des γ -

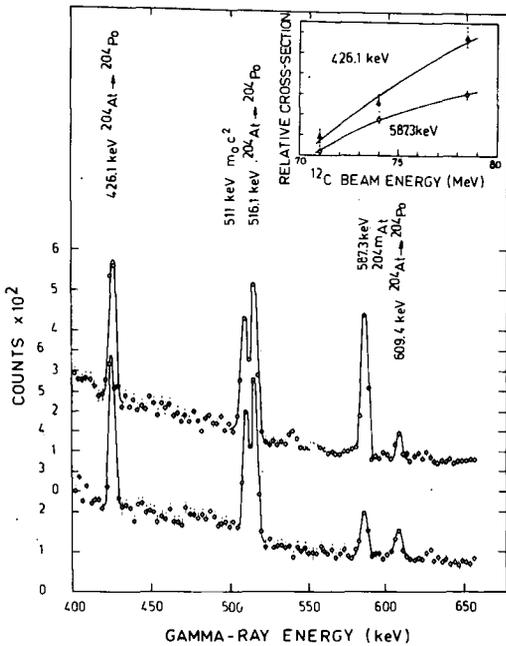


Abb. 1

Teil des γ -Spektrums der Reaktion $^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, 5n)$

Im oberen Teil ist die Anregungsfunktion der 587,3 keV-Linie (isomerer Übergang) und der 426,1 keV-Linie (aus dem Zerfall $^{204}\text{At} \rightarrow ^{204}\text{Po}$) wiedergegeben.

das 108 ms-Isomer den Spin $I^\pi = 10^-$ besitzt. Seine Struktur läßt sich analog zur Struktur der isomeren Zustände in den neutronendefiziten Bi-Isotopen erklären [1]. Es wird daher angenommen, daß der Grundzustand des ^{204}At ($I^\pi = 7^+$) hauptsächlich die Konfiguration $\pi(h_{9/2})^3 - \nu(f_{5/2})^1$ enthält, während im

Spektrums, das aus der Reaktion $^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, 5n)$ erhalten wurde. Beide Spektren sind im Impulsbetrieb jeweils 100 ms lang gemessen worden: das obere Spektrum während einer etwa 110 ms langen Aktivierungsperiode, das untere Spektrum 300 ms nach dem Ende der Aktivierung. Aus Messungen des Spektrums der Konversionselektronen [2] folgt für den 587,3 keV-Übergang ein experimentelles Intensitätsverhältnis $K/(L + M) = 1,5 \pm 0,1$, d.h. die Multipolarität $E3$. Da keine weiteren verzögerten γ -Übergänge mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = 108$ ms gefunden wurden, wird vermutet, daß es sich bei der Linie mit $E_\gamma = 587,3$ keV um einen Übergang zum Grundzustand des ^{204}At handelt, für den der Spin $I^\pi = 7^+$ angenommen wird. Diese Spinzuordnung stützt sich auf die Tatsache, daß der ^{204}At -Grundzustand hauptsächlich zu den 8^+ - und 6^+ -Zweiquasiteilchenzuständen des ^{204}Po zerfällt [3,4]. Grundzustandsspin des Nuklides ^{204}At und Multipolarität des 587,3 keV-Überganges führen zu der Annahme, daß

¹⁾ Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf

isomeren 10^- -Zustand als Hauptanteil die Konfiguration $\pi(h_{9/2})^3 - \nu(1_{13/2})^{-1}$ auftritt. Der isomere Übergang ist j-verboden ($\Delta j = 4 > L = 3$). Die experimentell bestimmte Halbwertszeit übersteigt den nach der Weißkopf-Abschätzung ermittelten Wert um den Faktor $F = 6 \cdot 10^3$. Dieser Faktor liegt in derselben Größenordnung wie bei den isomeren E3-Übergängen [1] in den uu-Kernen des Bi.

L i t e r a t u r

- [1] Hagemann, U. et al., Nucl. Phys. A197 (1972) 111
- [2] Morek, T. et al., JINR, P6-4494, Dubna, 1969
- [3] Hagemann, U. et al., Nucl. Phys. A175 (1971) 428
- [4] Broda, R. et al., JINR, E6-5197, Dubna, 1970

2.25. ENERGIEVERSCHIEBUNG ELEKTRONISCHER RÖNTGENSTRAHLUNG VON MÜONISCHEN URANATOMEN

R. Arlt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

D. Gansorig, T. Krogulski, H.-G. Ortlepp, S.M. Polikanov. W.D. Fromm
und U. Schmidt

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Am negativen Müonenstrahl des Dubnaer Synchrozyklotrons wurden γ -Spektren aus der Wechselwirkung von μ^- - und metallischen Urantargets im Energiebereich von 14 bis 500 keV registriert. Es wurden Ge(Li)-Detektoren mit Volumina von 2,4 und 3 cm³ bei Auflösungen von besser 1 keV bei 100 keV verwendet. μ -Stops im Urantarget (Dicke 1,5 g/cm²) wurden von einem Zählerteleskop registriert, das aus vier Plastiksziintillatoren besteht und in der üblichen 1234-Koinzidenz arbeitet. Die Zeitverteilung der γ -Ereignisse wurde mit einem Zeit-Impulshöhen-Konverter, und verschiedenen Zeitintervallen zugehörige Energiespektren wurden mittels einer digitalen Diskriminatoreinheit im on-line-Regime an der HP 2116C gespeichert. Die Energieeichung wurde mit den Standardpräparaten ¹⁶⁹Yb, ²⁴¹Am und ⁵⁷Co sowie gut bekannten müonischen Übergängen der leichten Elemente C, N und O durchgeführt, die in den aufgenommenen Spektren ebenfalls erscheinen. Die γ -Strahlung der Eichpräparate wurde ständig als zufällige Koinzidenz ($2\tau = 1,5 \mu\text{s}$) registriert. Die Spektrenanalyse wurde mit einer Version des Programms GAMMA an der CDC 6200 durchgeführt.

In Abb. 1 ist ein promptes und das verzögerte Summenspektrum dargestellt. Im prompten Spektrum sind müonische Übergänge von Uran und den erwähnten leichten Elementen sichtbar. Elektronische Röntgenübergänge des Urans werden durch Ionisation bei Bremsung der Müonen im dicken Target hervorgerufen. Die im verzögerten Spektrum auftretenden elektronischen Röntgenübergänge von Protactinium und Uran rühren vom Müoneneinfang und der folgenden Anregung des Targetmaterials durch Sekundärteilchen her. Ihre Intensität verringert sich mit einer der Lebensdauer des μ^- auf der 1S-Bahn entsprechenden Zeit von $T_{1/2} \approx 80$ ns. Die Energien der gemessenen Röntgenlinien von U und Pa befinden sich in guter Übereinstimmung mit tabellierten Daten (Tabelle 1). Im prompten Spektrum existiert jedoch eine Gruppe aus drei Linien, die wie die Röntgenübergänge von $Z = 91$

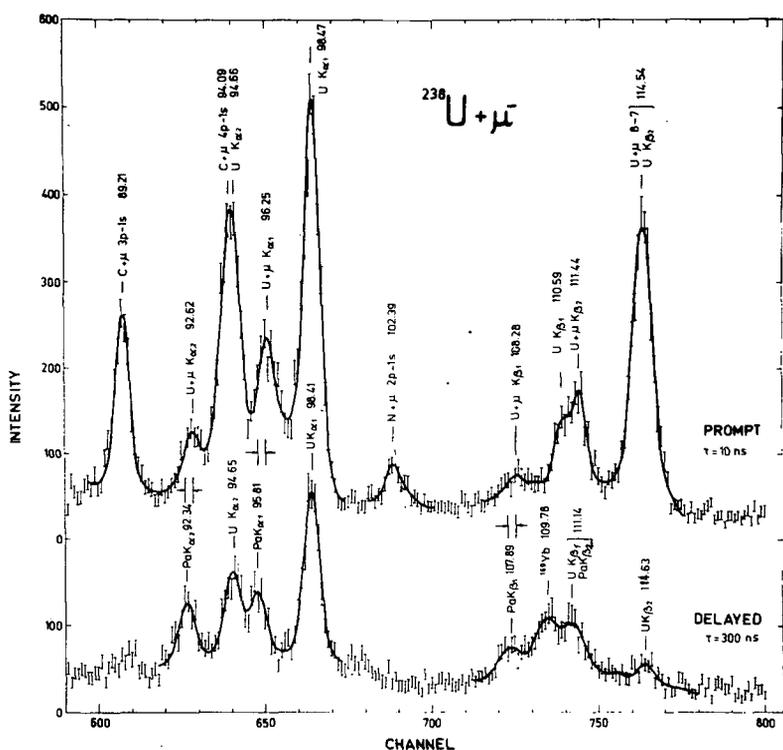


Abb. 1

Röntgenspektrum aus der Wechselwirkung von μ^- und Uran
 A) Promptes Spektrum
 B) verzögertes Spektrum
 Zwischen A und B wurde eine Pause von 20 ns eingefügt.
 Die volle Linie gibt das Fitresultat wieder. Die Meß-
 werte sind mit statistischen Fehlern gezeichnet.

Tabelle 1

Energien von Röntgenübergängen

	Pa_{theo} [keV]	$U + \mu^-$ prompt [keV]	$Pa_{delayed}$ [keV]	$(U + \mu^-) - Pa$ [eV]
$K_{\alpha 2}$	92,289	92,616 (76)	92,341 (56)	275 (94)
$K_{\alpha 1}$	95,868	96,250 (51)	95,807 (55)	443 (75)
$K_{\beta'1}$	108,169	108,278 (135)	107,888 (86)	390 (160)
$K_{\beta'2}$	111,530	111,441 (57)	111,138 (52)	303 (75)

aussehen, aber eine Verschiebung von mehr als 2 Kanälen aufweisen. Die Energien dieser Übergänge und die Größen der Verschiebungen bezüglich Protactinium-Röntgenstrahlung sind in Tabelle 1 angegeben. Da im Spektrum keine weiteren unidentifizierbaren Übergänge existieren, wurden diese Linien elektronischer Röntgenstrahlung von müonischen Uranatomen zugeordnet.

Durch müonische Auger-Übergänge werden Löcher in der K-Schale dieser Atome erzeugt. Bei ihrer Auffüllung werden dann Röntgenstrahlen mit einer Energieverschiebung abgegeben, wenn die Abschirmung einer Kernladungseinheit durch das Müon nicht vollständig ist, wie man für höhere Müonenbahnen nach den Vorhersagen von Vogel [2] zu erwarten hat. Es muß ferner bemerkt werden, daß ein Teil der beobachteten Verschiebung durch die Anwesenheit von zusätzlichen Vakanzen

in der L-Schale beim K-Röntgenübergang erklärt werden kann, was auch bei Röntgenstrahlung aus Schwerionenstößen beobachtet wird [3].

Der entdeckte neue Effekt sollte auch bei anderen schweren Elementen gefunden werden und ebenso beim Pioneneinfang auftreten.

L i t e r a t u r

- [1] Storm, E. and H.I. Israel, Nuclear Data Tables A7 (1970) 641
- [2] Vogel, P., Phys. Rev. A7 (1973) 63
- [3] Burch, D. and R. Patrick, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 938

2.26. INTENSITÄTSVERHÄLTNIS PRIMÄRER γ -ÜBERGÄNGE VOM THERMISCHEN EINFANGZUSTAND ZU $K^{\pi} = 1/2^{-}$ -BANDEN

P. Manfraß und W. Andrejtscheff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Seit längerer Zeit beschäftigt man sich mit der Frage, ob noch einfache Konfigurationen in hochangeregten Niveaus in der Nähe der Neutronenbindungsenergie die primären γ -Übergangswahrscheinlichkeiten zu tiefliegenden Kernniveaus beeinflussen [1],[2],[4].

Die Wahrscheinlichkeit für γ -Übergänge mit partiellen Wirkungsquerschnitten von etwa 10 % des totalen Einfangquerschnittes, wie sie in mehreren deformierten Kernen beobachtet werden, beträgt nach dem statistischen Modell nur 10^{-7} . Die Beobachtung dieser Übergänge widerspricht einem reinen Compoundcharakter des Einfangzustandes [3]. Weitere experimentelle Hinweise sind die Stärkefunktionen für s- und p-Neutronen, deren Verlauf mit der Massenzahl als Einfluß von Einteilchenkonfigurationen in der Nähe der Bindungsenergie interpretiert wird [4]. Trotz einer großen Fragmentierung der Einteilchenkonfigurationen kann man erwarten, daß je nach der Bindungsenergie die eine oder andere Komponente (wegen der Erhaltung des Schwerpunktes der Einteilchenstärke) in der Wellenfunktion des Einfangzustandes mehr enthalten ist. Die große Empfindlichkeit der E1-Übergangswahrscheinlichkeit gegenüber geringen Änderungen in der Wellenfunktion berechtigt zu der Hoffnung, den Einfluß solcher Komponenten im Einfangzustand auf die primären γ -Übergänge zu beobachten.

Untersucht wurden das experimentelle Verhältnis der reduzierten E1-Wahrscheinlichkeiten $B(E1, 1/2^{+} \rightarrow 3/2 \ 1/2^{-})/B(E1, 1/2^{+} \rightarrow 1/2 \ 1/2^{-})$ vom $1/2^{+}$ -Einfangzustand zu den $1/2^{-}$ [521]- und $1/2^{-}$ [510]-Banden, das in diesem Fall außer durch geometrische Faktoren auch durch die Matrixelemente zwischen Anfangs- und Endzustand bestimmt wird. In den Abb. 1 und 2 ist diese Größe über der Massenzahl und der Neutronenbindungsenergie relativ zur Quasiteilchenenergie des $1/2^{-}$ [521]-Niveaus aufgetragen. Die letztere Darstellung stützt sich auf der Vorstellung, daß durch die Neutronenbindungsenergie die Anregungsenergie des Einfangzustandes "willkürlich" festgelegt ist. Deshalb erscheint eine Untersuchung der E1-Übergänge in Abhängigkeit von der Anregungsenergie für den Nachweis einfacher Konfigurationen günstiger als in Abhängigkeit von der Massenzahl. Die Abb. 2 zeigt trotz der großen Streuung der experimentellen Werte, die man als statistische Fluktuationen infolge des überwiegenden Compoundcharakters des Einfang-

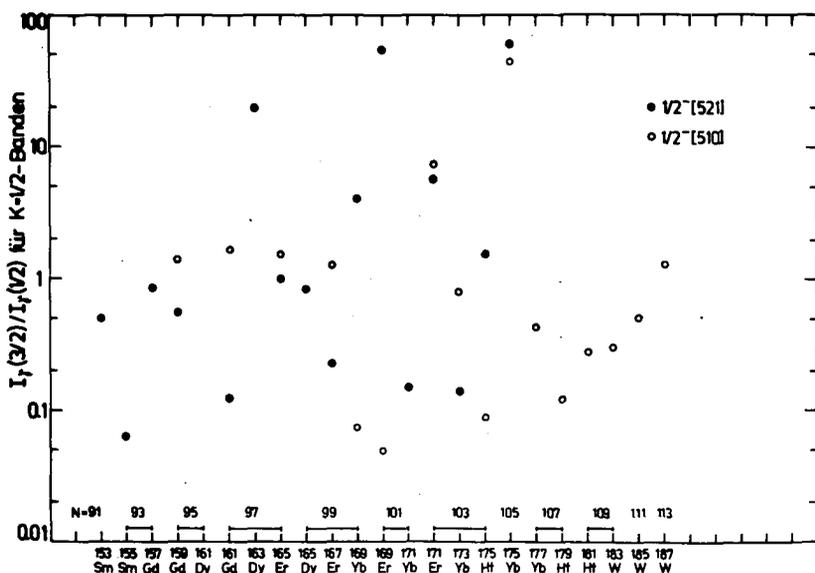


Abb. 1

γ -Verzweigungsverhältnis zu den $1/2^-$ [521]- und $1/2^-$ [510]-Banden in Abhängigkeit von der Massenzahl A

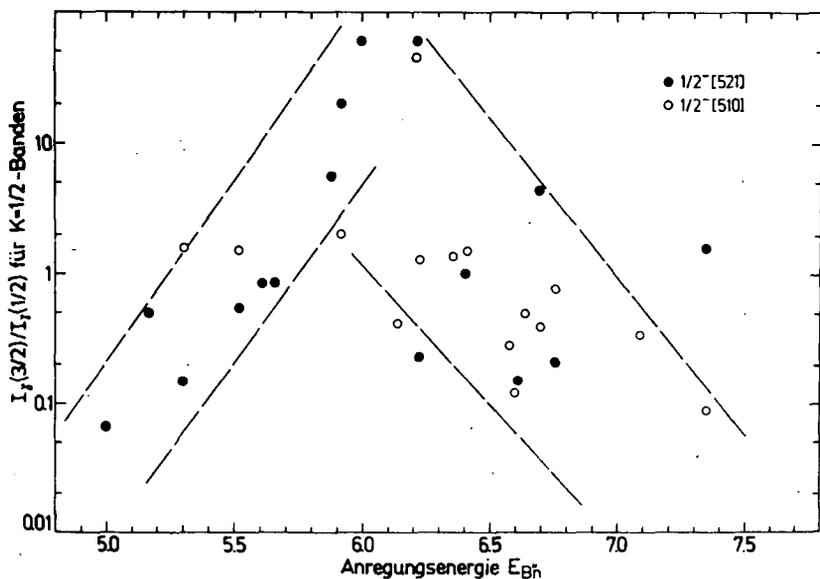


Abb. 2

γ -Verzweigungsverhältnis zu den $1/2^-$ [521]- und $1/2^-$ [510]-Banden in Abhängigkeit von der Anregungsenergie ($B_n^+ = B_n - E_{qp}(1/2^-[521])$)

kein hinreichender Beweis für den Einfluß bestimmter einfacher Konfigurationen auf die E1-Übergänge zwischen Einfangzustand und den tiefliegenden Niveaus ist. Zur Überprüfung dieser Hypothese sind weitere experimentelle Daten notwendig, wie eventuell die Messung des Verhältnisses der γ -Intensitäten von E1-Übergängen zu den $K^\pi = 1/2^-$ -Banden mit wachsender Anregungsenergie in der (d, p_γ) -Reaktion als Erweiterung der Experimente von Back et al. [5].

zustandes deuten kann, eine im Vergleich zur Abb. 1 systematische Abhängigkeit von der Anregungsenergie mit einem Maximum bei etwa 6 MeV.

Mit den $K^\pi = 1/2^+$ -Zuständen $1/2^+[640]$, $1/2^+[631]$, $1/2^+[620]$ und $1/2^+[611]$, die nach dem Nilsson-Modell in der Nähe der Bindungsenergie zu erwarten sind, kann man den experimentellen Verlauf der Verzweigungsverhältnisse bei einer entsprechenden Verteilung ihrer Einteilchenstärke über der Anregungsenergie theoretisch beschreiben. Dabei haben die $1/2^+[631]$ - und $1/2^+[620]$ -Komponenten die größten Übergangselemente zu den $1/2^-$ [521]- und $1/2^-$ [510]-Banden. Die $B(E1)$ -Werte für die $1/2^+[640]$ -Komponente sind beträchtlich kleiner (asymptotisch verboten), während die Amplitude der $1/2^+[611]$ -Konfiguration relativ klein ist.

Es ist verständlich, daß dieses Ergebnis

L i t e r a t u r

- [1] Rudolph, W., ZfK-231 (1972)
- [2] Mohsen, M., Dissertation, TU Dresden 1973
- [3] Prestwich, W. und R. Cote, Phys. Rev. 60 (1967) 1038; 162 (1967) 1112
- [4] Soloviev, V., Particles and Nucleus (VIK Dubna) 3 (1972) 770
- [5] Back, B. et al., Nucl. Phys. A222 (1974) 377

2.27. EINFLUSS KOLLEKTIVER ANREGUNGEN AUF $\Delta K=0, E1$ -ÜBERGÄNGE IN KERNEN MIT UNGERADER MASSENZAHL

P. Manfraß und W. Andrejtscheff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die vorliegenden Ergebnisse über elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeiten gestatten eine systematische Untersuchung des Einflusses kollektiver Anregungen auf E1-Übergänge in einfach-ungeraden Kernen. Die experimentellen reduzierten E1-Wahrscheinlichkeiten von $\Delta K=0$ - und $\Delta K=1$ -Übergängen in gu- und ug-Kernen in Abb. 1 zeigen charakteristische Unterschiede, die sich auch in den Nilsson-Verzögerungsfaktoren widerspiegeln [1]. Abgesehen von den durch die innere Struktur der Zustände bedingten Schwankungen nehmen die experimentellen $B(E1)$ -Werte von $\Delta K=0$ -Übergängen über das betrachtete Massengebiet um etwa zwei Größenordnungen ab. Für $\Delta K=1$ -Übergänge ist eine ähnliche Tendenz nicht zu beobachten.

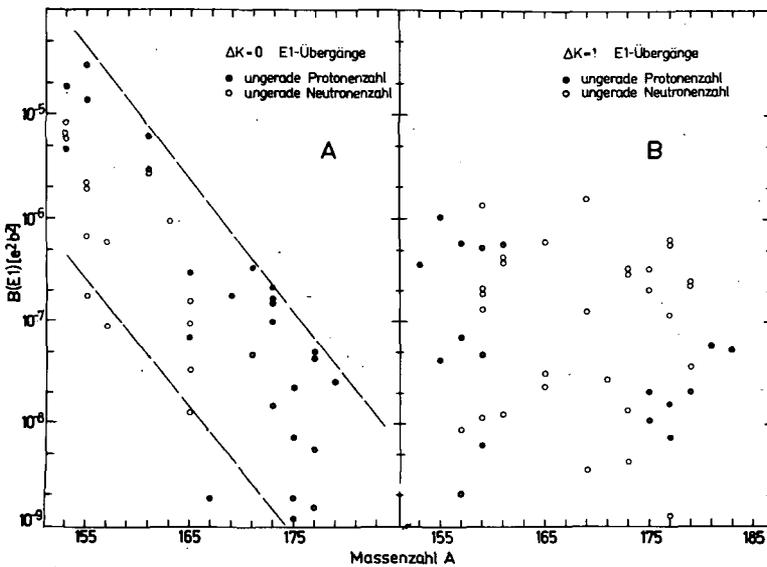


Abb. 1

Reduzierte E1-Übergangswahrscheinlichkeiten von $\Delta K=0$ - und $\Delta K=1$ -Übergängen

führen. Da die $K=1^-$ -Oktupolzustände in den benachbarten geraden Kernen bei höheren Anregungsenergien als die O^- -Zustände liegen, wird ein geringerer Einfluß auf die $\Delta K=1, E1$ -Übergänge in Übereinstimmung mit dem Experiment erwartet.

Es ist zu vermuten, daß dieses Ergebnis eine Folge des Einflusses kollektiver Komponenten vom Vibrations-typ auf die E1-Übergänge zwischen tiefliegenden Ein-quasiteilchenzuständen ist. Für E1-Übergänge sind Beimischungen durch Oktupolanregungen von Bedeutung, so für $\Delta K=0, E1$ -Übergänge die Beimischung der $\Delta K=0$ -Oktupolbande des Anfangszustandes in den Endzustand und umgekehrt. Für Übergänge mit $\Delta K=1$ kann nur die $\Delta K=1$ -Oktupolbande zu einer entsprechenden Beimischung führen.

Nach Faessler et al. [2] ist die kollektive E1-Übergangswahrscheinlichkeit $B_{\text{coll.}}(E1)$ für $\Delta K=0, E1$ -Übergänge in ungeraden Kernen in erster Näherung

$$B_{\text{coll.}}(E1) \sim \frac{B(E3, 00^+ \rightarrow 30^-)^2}{(E_1 - E_f - E_3)^2}$$

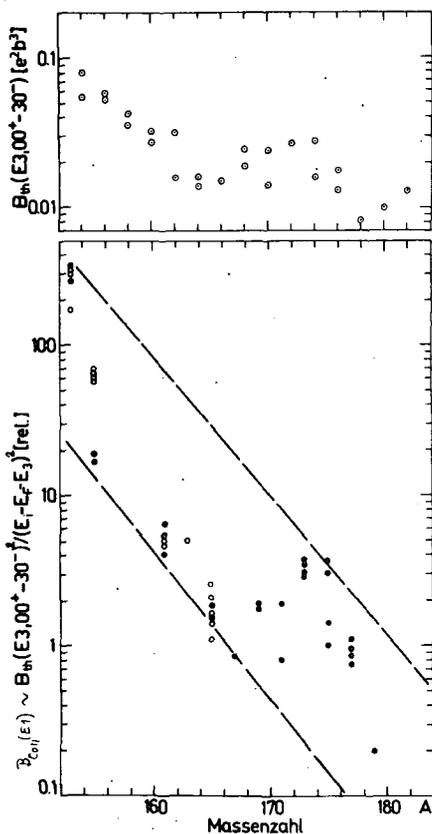
mit $E_{1,f}$ als Energie des Anfangs- und Endzustandes und E_3 als Energie des Oktupolzustandes mit $IK^\pi = 30^-$. Eine grobe Abschätzung mit den theoretischen $B(E3)$ -Werten und Anregungsenergien des $K^\pi = 0^-$ -Zustandes des gg-Rumpfes [3] in Abb. 2 widerspiegelt überraschend gut den allgemeinen Verlauf der experimentellen Werte. Die festgestellte Tendenz der $B(E1)$ -Werte kann deshalb mit großer Wahrscheinlichkeit als Einfluß von Oktupolbeimischungen in den Wellenfunktionen der tiefliegenden Einquasiteilchen interpretiert werden.

L i t e r a t u r

- [1] Andrejtscheff, W. und P. Manfraß, wird veröffentlicht
- [2] Faessler, A. et al., Nucl. Phys. 85 (1966) 670
- [3] Neergard, K. und P. Vogel, Nucl. Phys. A145 (1970) 33

Abb. 2

Abschätzung der kollektiven E1-Übergangswahrscheinlichkeit für $\Delta K=0$ -Übergänge in Kernen mit ungerader Massenzahl



2.28. HINWEISE AUF DIE KOPPLUNG VON QUASITEILCHEN MIT QUADRUPOLPHONONEN IN UNGERADEN DEFORMIERTEN KERNEN

W. Andrejtscheff und P. Manfraß

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Eine interessante Gesetzmäßigkeit wurde bei der systematischen Betrachtung von experimentellen Werten der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2)$ für $\Delta K=2$ -Übergänge in ungeraden deformierten Kernen entdeckt. Bei einer Darstellung der Werte in Abhängigkeit von der Massenzahl A wird ein Minimum bei $A \approx 175$ beobachtet (Abb. 1). Genaue Rechnungen haben gezeigt, daß dieser systematische Verlauf nicht auf den Einfluß von Paarkorrelationen und Coriolis-Kopplung zurückgeführt werden kann [1]. Zur Erklärung wird die Quasiteilchen-Phononen-Wechselwirkung herangezogen.

In vielen deformierten gg-Kernen wurden bei etwa 1 MeV 2^+ -Zustände beobachtet, die mit $E2, \Delta K=2$ -Übergängen abgeregt werden (γ -Vibrationszustände). Die $B(E2)$ -Werte betragen hierbei etwa $5 \cdot 10^{-2} e^2 b^2$. Geringe Beimischungen von diesen 2^+ -Ein-Phononenanregungen des Rumpfes zum Anfangszustand der betrachteten Übergänge in ungeraden Kernen würden die $E2$ -Stärken empfindlich ändern. In der Mono-

graphie von Soloviev [2] wurden die Energien und die Struktur dieser Zustände systematisiert. Die Abhängigkeit ihrer Anregungsenergie von der Massenzahl A korrespondiert bemerkenswert mit dem von uns gefundenen Verlauf der $B(E2)$ -Werte (Abb. 2). Die Höhe dieser Anregungsenergien kann ungefähr als umgekehrt proportional zu der Stärke der Quasiteilchen-Phononen-Wechselwirkung betrachtet werden. Bei $A \approx 175$ erwartet man also ein Minimum der Wechselwirkung.

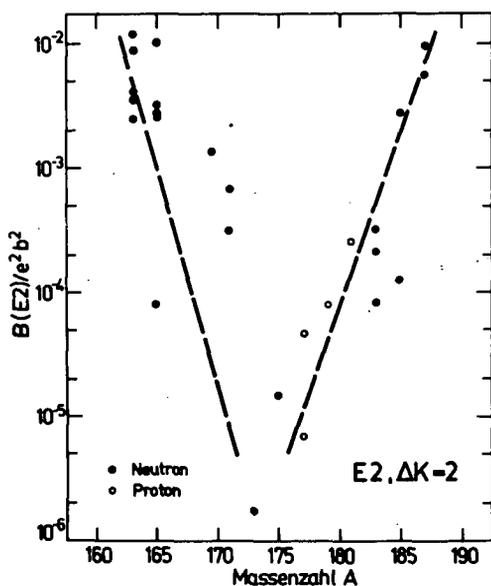


Abb. 1
Experimentelle $B(E2)$ -Werte für Übergänge mit $\Delta K=2$ in ungeraden deformierten Kernen, entnommen aus der Arbeit [1].

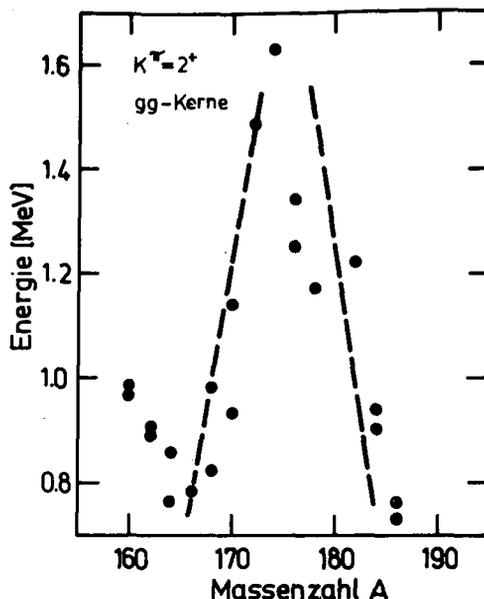


Abb. 2
Energien des 2^+ -Ein-Phononzustandes in einigen gg-Kernen nach [2]

Des weiteren ist folgender Umstand sehr interessant. Die größte Verzögerung wird in Abb. 1 bei dem Übergang $1/2^- [521] \rightarrow 5/2^- [512]$ in ^{173}Yb festgestellt ($B(E2) = 1,79 \cdot 10^{-6} e^2 b^2$, Weisskopf-Verzögerungsfaktor $F_W = 3200$, Nilsson-Verzögerungsfaktor $F_N = 10$). Im Rumpfkern ^{172}Yb befindet sich der 2^+ -Zustand bei 1486 keV (am höchsten für die in der Abbildung dargestellten Übergänge) und hat ausnahmsweise keinen kollektiven Charakter, sondern wird zu 98,9 % durch die Zwei-quasiteilchen-Komponente $n1/2^- [521] n 5/2^- [512]$ gebildet. Damit wird die ungewöhnlich hohe Verzögerung des E2-Überganges in ^{173}Yb sofort verständlich. Er hat reinen Einteilchencharakter und wird vom Quasiteilchenmodell vernünftig beschrieben (Nilsson-Verzögerungsfaktor unter Berücksichtigung von Paarkorrelationen $F_N^P = 3,5$).

Auf diese Weise kann der Verlauf der betrachteten $B(E2)$ -Werte mit der Wechselwirkung von Quasiteilchen und Quadrupolphononen qualitativ verstanden werden.

L i t e r a t u r

- [1] Andrejtscheff, W. und P. Manfraß, wird veröffentlicht
- [2] Soloviev, V.G., Teorija sloshnych jader, Izdatelstvo Nauka, Moskau 1971

2.29. EXPERIMENTE AM ^3He -STRAHL IN ŘEŽ

L. Funke, C. Heiser, P. Kemnitz, H. Strusny, E. Will und G. Winter
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2
J. Adam, J. Jursik, L. Maly, A. Špalek und D. Venoš
Institut für Kernphysik, Řež/Prag

Die im Jahre 1973 begonnenen gemeinsamen Untersuchungen am ^3He -Strahl des Zyklotrons in Řež [1] wurden fortgesetzt. Neben einer weiteren Vervollkommnung der experimentellen Technik wurden Messungen mit einem hochauflösenden γ -Spektrometer (0,7 keV bei 100 keV) und $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimente durchgeführt. Die deformierten Kerne ^{159}Ho und ^{181}Re lieferten Informationen über Rotationsbanden und ^{197}Tl über mögliche Quasirotationsstrukturen. Auf der Allunionskonferenz in Charkow (Januar 1974) wurde über vorläufige Ergebnisse dieser Untersuchungen zum ^{159}Ho berichtet [2].

In Ergänzung zu den am Rossendorfer Zyklotron in der Reaktion $^{102}\text{Pd}(\alpha, n)^{105}\text{Cd}$ gewonnenen Ergebnissen ergaben sich einige wertvolle Informationen bezüglich der ^{105}Cd -Niveaus aus der $(\tau, 3n)$ -Reaktion. Diese Experimente sind abgeschlossen, und eine gemeinsame Publikation ist in Vorbereitung (siehe Bericht 2.2.). Untersuchungen des Isotops ^{89}Nb in der $(\tau, 3n)$ -Reaktion wurden mit dem Ziel begonnen, Zustände mit möglichst großem Drehimpuls anzuregen und damit die mit der $g_{9/2}$ -Schale verbundenen Multipletts zu untersuchen.

Leider ist der Informationsgehalt der Experimente mit dem ^3He -Strahl begrenzt. So haben die Erfahrungen gezeigt, daß eine Teilchenenergie von 28 MeV nur in Ausnahmefällen ausreichend ist, um die $(\tau, 4n)$ -Reaktion ausnutzen zu können. Zudem ist die Drehimpulsübertragung kleiner als in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion bei gleicher Energie. Sehr störend wirkt sich auch die äußere Pulsung des Strahles auf die Qualität der Messungen aus.

L i t e r a t u r

- [1] Funke, L. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 101
[2] Adam, J. et al., Thesen der Allunionskonferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns, Charkow 1974, S. 392

2.30. ZUM NACHWEIS QUASIMOLEKULARER KX-STRAHLUNG BEIM BESCHUSS VON As-, Zr-, Nb-, Mo- UND Rh-TARGETS MIT Nb^{5+} -IONEN

P. Gippner, K.-H. Kaun, H. Sodan, F. Stary ¹⁾, W. Schulze und
J. Tretjakow
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Beim Nachweis der Röntgenstrahlung von Quasimolekülen (QM) können vor allem nukleäre Bremsstrahlung und Bremsstrahlung von δ -Elektronen als Konkurrenz-effekte auftreten [1],[2],[3]. Die Dipolkomponente der nuklearen Bremsstrahlung verschwindet für den Fall symmetrischer Systeme von Projektilen (Z_1, A_1) und Targetkernen (Z_2, A_2), d.h. wenn $(Z_1/A_1 - Z_2/A_2) = 0$ ist (ref. [4]). Aus diesem

¹⁾ Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf

Gründe sind solche Untersuchungen von besonderem Interesse, bei denen Targetkerne und Projektil gleiche Nuklide sind.

Am Schwerionenzyklotron U-300 des VIK Dubna wurden daher dicke $^{93}_{41}\text{Nb}$ -Targets (chemische Reinheit besser als 99,999 %) mit $^{93}_{41}\text{Nb}^{5+}$ -Ionen der Inzidenzenergien 65 MeV und 40 MeV beschossen. Die Messungen wurden im prompt-verzögerten Regime mit einem hochauflösenden Si(Li)-Detektor durchgeführt. Der Ionenstrom betrug 10^{12} Teilchen/s. Zur weitgehenden Unterdrückung der charakteristischen Röntgenstrahlung und zur Vermeidung von pile-up-Effekten wurde mit einem Absorber, bestehend aus 179 mg/cm^2 Cu und 135 mg/cm^2 Al, gearbeitet. Die Impulsrate war geringer als 40/s. Abb. 1 zeigt das in der Reaktion $^{93}_{41}\text{Nb} + ^{93}_{41}\text{Nb}^{5+}$ gemessene Röntgenspektrum sowie die Spektren, die beim Beschuß von dicken Targets einiger Nachbarelemente des Nb entstehen. Die Spektren sind nicht auf gleichen Strom

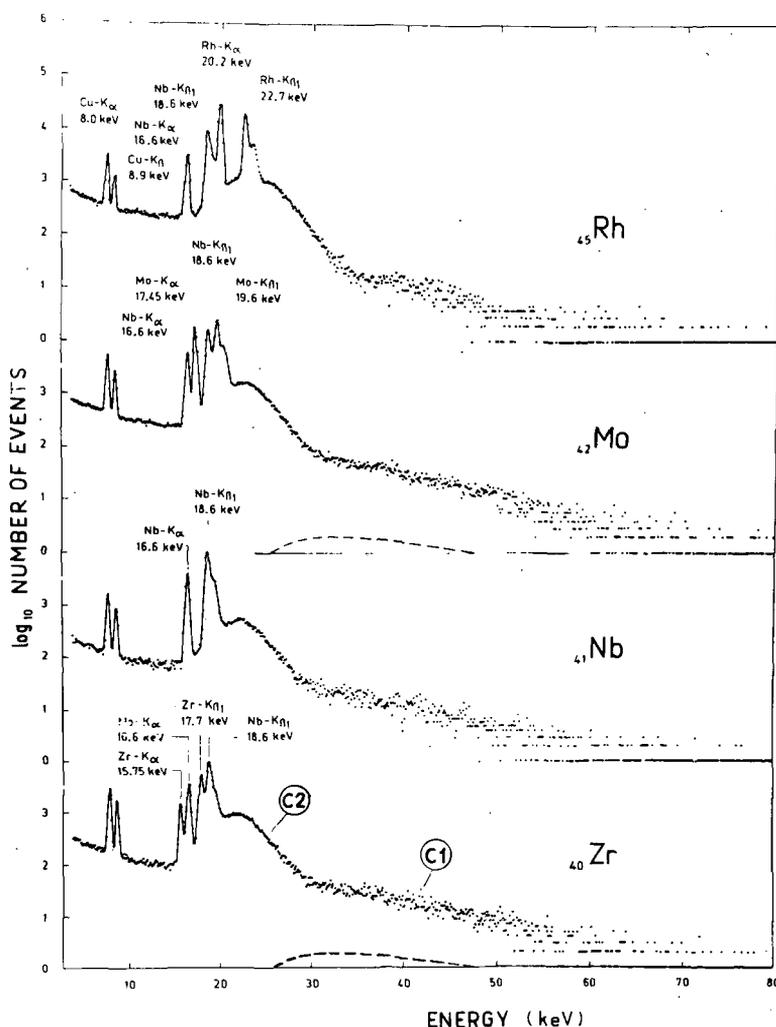


Abb. 1

Prompte Röntgenspektren, die beim Beschuß von dicken Zr-, Nb-, Mo- und Rh-Targets mit Nb^{5+} -Ionen einer Inzidenzenergie von 65 MeV gemessen wurden. Die gestrichelten Kurven zeigen den berechneten E1-Anteil der nuklearen Bremsstrahlung, multipliziert mit der Effektivität des Detektors.

konnte. Nach Abzug des berechneten Bremsstrahlungsanteils und Effektivitätskorrektur wurden die Kontinua im logarithmischen Maßstab durch eine Gerade ange-

normiert. Man erkennt außer der charakteristischen Strahlung von Targetmaterial und Projektil zwei deutlich getrennte Röntgenkontinua. Diese treten auch im System $^{93}_{41}\text{Nb} + ^{93}_{41}\text{Nb}$ auf, so daß nukleare Bremsstrahlung zumindest in diesem Falle ausgeschlossen werden kann. Das Kontinuum (C1) wird von uns als QM-Strahlung interpretiert, das Kontinuum (C2) als Bremsstrahlung der durch Ionenbeschuß im Targetmaterial freigesetzten δ -Elektronen. Für alle nichtsymmetrischen Systeme wurde der zu erwartende Anteil der E1-Komponente der nuklearen Bremsstrahlung unter Berücksichtigung der Isotopenzusammensetzung des Targets berechnet. Abb. 1 zeigt, daß die Kontinua (C1) auch in den Fällen, wo $(Z_1/A_1 - Z_2/A_2) \neq 0$ ist, nicht durch nukleare Bremsstrahlung er-

klärt werden können. Für das System Rh + Nb ist die zu erwartende Bremsstrahlung so schwach, daß sie nicht eingezeichnet werden

fittet und deren Schnittpunkt mit einer den hochenergetischen Untergrund beschreibenden Geraden gebildet. Die Energien dieser Schnittpunkte liegen für die Systeme $^{40}\text{Zr} + ^{41}\text{Nb}$, $^{41}\text{Nb} + ^{41}\text{Nb}$, $^{42}\text{Mo} + ^{41}\text{Nb}$ und $^{45}\text{Rh} + ^{41}\text{Nb}$ im Bereich der K-Strahlung der hypothetischen Summenatome. Die Reaktion $^{33}\text{As} + ^{41}\text{Nb}$ zeigt kein auswertbares Kontinuum (C1), jedoch ist ein intensives Kontinuum (C2) vorhanden. Die quantitative Bestimmung der absoluten Querschnitte und Rechnungen zur Bremsstrahlung von δ -Elektronen werden zur Zeit durchgeführt.

L i t e r a t u r

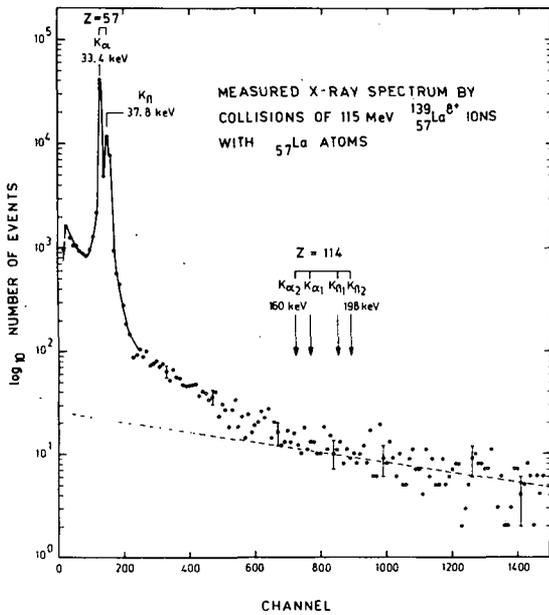
- [1] Saris, F.W., Preprint of invited talk of the 5th Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Gatlinburg, 1973
- [2] Gippner, P. et al., JINR, E7-7636, Dubna, 1973
- [3] Meyerhof, W.E. et al., Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 502
- [4] Alder, K. et al., Revs. Mod. Phys. 28 (1956) 432

2.31. ZUM NACHWEIS DER QUASIMOLEKÜLSTRAHLUNG IM SYSTEM $^{57}\text{La} + ^{57}\text{La}$.

W. Frank, P. Gippner, K.-H. Kaun, W. Schulze, H. Sodan und J. Tretjakow
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

In den letzten Jahren wurden große Anstrengungen unternommen, superschwere Elemente in der Natur nachzuweisen oder im Laboratorium zu synthetisieren [1]. Besonderes Interesse gilt den Elementen mit Kernladungszahlen um $Z = 114$ und $Z = 126$, für welche die Theorie Inseln relativer Stabilität vorausgesagt hat. Als Vorstufe zur Synthese von Kernen mit $Z = 114$ kann die Untersuchung der molekularen Elektronenhülle gelten, die beim elementaren Stoß von La-Ionen mit La-Targetatomen ($Z_1 = Z_2 = 57$) kurzzeitig entsteht. Beim gegenwärtigen Stand der experimentellen Technik ist die Messung der Quasimolekülstrahlung (QMS) die einzige Möglichkeit, die zeitweilige Existenz einer Elektronenhülle superschwerer Elemente nachzuweisen [2].

Am Schwerionenzyklotron U-300 des VIK Dubna wurde daher ein dickes, metallisches La-Target mit $^{139}\text{La}^{8+}$ -Ionen einer Energie von 115 MeV beschossen. Die Zahl der pro Sekunde auf das Target treffenden Ionen betrug etwa $5,9 \cdot 10^{10}$, was einer Stromstärke von 80 nA entspricht. Zum Nachweis der gesuchten QMS diente ein Si(Li)-Detektor mit gekühltem FET und einer Energieauflösung von 290 eV für die K_{α} -Linie des ^{57}Fe . Die Meßzeit betrug 4 Stunden. Zur weitgehenden Unterdrückung von charakteristischer Röntgenstrahlung des La und von pile-up-Effekten wurde ein Cu-Absorber von 0,54 mm Dicke verwendet. Die integrale Zählrate war geringer als 20 s^{-1} . Auf der Abb. 1 sind erste Ergebnisse einer solchen Messung gezeigt. Sie wurden aus einem 2048-Kanal-Spektrum durch Summation über je 10 Kanäle erhalten. Im niederenergetischen Teil der Abbildung sind die K_{α} - und K_{β} -Linien des La zu sehen, im hochenergetischen Teil wurden 2 Röntgenkontinua gefunden, wie sie von uns bereits bei der Untersuchung der Systeme $^{32}\text{Ge} + ^{32}\text{Ge}$ [3] und $^{41}\text{Nb} + ^{41}\text{Nb}$ [4] nachgewiesen wurden. Beim Kontinuum (C1) handelt es sich wahrscheinlich um Bremsstrahlung von durch direkte Ionisation freigesetzten δ -Elektronen. Entsprechende Untersuchungen hierzu sind noch im Gange. Das Kontinuum (C2) reicht bis an die Energie für die erwartete charak-



teristische Röntgenstrahlung des Summenatoms $Z = Z_1 + Z_2 = 114$ heran und kann als die gesuchte Quasimolekülstrahlung interpretiert werden. Nach unseren Rechnungen trägt nukleare Bremsstrahlung in den Systemen $^{nat}_{57}\text{La} + ^{139}_{57}\text{La}$ nicht zu den gefundenen Kontinua bei, da das Isotop ^{138}La , für welches allein der Ausdruck $(Z_1/A_1 - Z_2/A_2) \neq 0$ ist, mit nur 0,01 % im natürlichen Isotopengemisch vorkommt.

Abb. 1

Promptes Röntgenspektrum, gemessen beim Beschuß von dicken La-Targets mit La^{8+} -Ionen von 115 MeV Inzidenzenergie.

L i t e r a t u r

- [1] Flerow, G.N., Proceedings of the International Conference On Reactions Between Complex Nuclei, Nashville, Tennessee, USA, June 1974, Vol. 2, im Druck
- [2] Müller, B. et al., Phys. Lett. **48B** (1974) 219
- [3] Gippner, P. et al., JINR, E7-7636, Dubna, 1973
- [4] Gippner, P. et al., JINR, E7-8006, im Druck;
Proceedings of the International Conference On Reactions Between Complex Nuclei, Nashville, Tennessee, USA, June 1974, Supplement to Vol. 1, p. 20

3. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNTHEORIE

Im folgenden wird über kerntheoretische Arbeiten berichtet, die in der Abteilung Kerntheorie des ZfK Rossendorf (z.T. in Zusammenarbeit mit dem VIK Dubna) und an der Sektion Physik der TU Dresden durchgeführt worden sind.

Die Untersuchung von Resonanzreaktionen mit dem Kontinuum-Schalenmodell wurden weitergeführt, wobei die Beschreibung des Kernphotoeffektes im Vordergrund stand. Ein detaillierter Vergleich der mit dieser Methode erhaltenen Ergebnisse mit den im üblichen Schalenmodell erhaltenen wurde bei der Berechnung der Resonanzstruktur des Wirkungsquerschnittes für den Kernphotoeffekt im ^{16}O durchgeführt. Das ermöglicht, die Vor- und Nachteile beider Methoden einzuschätzen. Bei der Berechnung der Neutronenemissionsrate beim Müoneinfang in Atomkernen liegen erste Ergebnisse vor.

Auf dem Gebiet der direkten Kernreaktionen wurde nach einer genaueren Beschreibung des Reaktionsmechanismus gesucht, um die experimentellen Ergebnisse der Reaktionsspektroskopie besser beschreiben zu können. Die Arbeiten über die Doppelstreuungskorrektur im DWBA-Formalismus wurden abgeschlossen. Sie zeigte bei der Behandlung der inelastischen Protonenstreuung keinen bedeutenden Einfluß auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Weiter sind Untersuchungen über den Effekt des Nukleonenaustausches in der inelastischen Protonenstreuung sowie über den Einfluß der Coriolis-Kopplung bei der Berechnung von pick-up-Reaktionen an deformierten Kernen zu nennen. Mehrere Berichte sind der Theorie der Nichtgleichgewichtszustände in hochangeregten Kernen gewidmet. Dabei geht es vor allem um eine bessere Beschreibung des hochenergetischen Teils des Emissionsspektrums für Neutronen.

Zur Beschreibung der Eigenschaften der Kerne im Übergangsbereich im Rahmen der Bosonenmethode wird versucht, die traditionellen Wege zu verlassen, um besonders den Einfluß des Pauli-Prinzips korrekt zu erfassen. Das ist gleichbedeutend mit einer quantitativen Berücksichtigung des Blockingeffekts bei der Konstruktion von Phononenoperatoren. In einer weiteren Arbeit wurden die im Phononenbild gewonnenen Matrixelemente des Quadrupoloperators benutzt, um die Eigenschaften niedrigliegender Niveaus ungerader Kerne zu berechnen.

Zur Erklärung des backbending-Verhaltens des Rotationsspektrums bestimmter deformierter Kerne wurde die Projektionsmethode benutzt. Die Bedeutung des Anti-pairing-Effektes für dieses Problem konnte gezeigt werden. Mit dem Teilchen-Rumpf-Kopplungsmodell konnte das Auftreten der tiefliegenden sogenannten aligned-Zustände in ungeraden Kernen prinzipiell erklärt werden. Die Schalenmodellrechnungen mit dem Programm RACK wurden zur Berechnung der Zustände anormaler Parität für Kerne in der Mitte der 1p-Schale fortgesetzt.

H.W. Barz

3.1. BESCHREIBUNG VON PHOTO-NUKLEON-PROZESSEN IM KONTINUUM-SCHALENMODELL MITTELS DER QUELLTERMMETHODE

J. Höhn

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

H.W. Barz und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Photo-Nukleon-Reaktionen werden durch die Schrödinger-Gleichung

$$(H + H_F - E) |\psi\rangle = -H_\gamma |\psi\rangle \quad (1)$$

beschrieben, wobei H der Kernhamiltonian und H_F der Hamiltonian des freien elektromagnetischen Feldes sind. Die Wechselwirkung H_γ des quantisierten elektromagnetischen Feldes mit den Kernnukleonen induziert Kernanregungen. Dieser Term kann wegen der vergleichsweise schwachen elektromagnetischen Wechselwirkung störungstheoretisch behandelt werden. Für Kernanregungen oberhalb der Nukleonenschwelle ist eine Beschreibung von Prozessen dieses Typs im Kontinuum-Schalenmodell möglich. Damit erhält man für die Gesamtlösung von (1)

$$|\psi\rangle = |\phi\rangle + \frac{1}{E - H - H_F} H_\gamma |\phi\rangle, \quad (2)$$

wobei aus dem Basissatz der Lösungen $|\phi\rangle = |\phi_T^{(f)}; 0_\gamma\rangle$ und $|\phi_T^{(i)}; \gamma\rangle$ des ungestörten Problems

$$(H + H_F - E) |\phi\rangle = 0 \quad (3)$$

wegen der Randbedingungen nur die letztere benötigt wird.

$|\phi_T^{(i)}; \gamma\rangle$ ist der Targetzustand mit einem Photon im Eingangskanal und $|\phi_T^{(f)}; 0_\gamma\rangle$ charakterisiert Restkernzustände und das Photonenvakuum.

Der zweite Term von (2) stellt die Quelle für auslaufende Nukleonen dar. Diese Emission wird durch einen Zustandsvektor $|\psi_\gamma^{(+)}\rangle$ beschrieben, der der Gleichung

$$(H - E) |\psi_\gamma^{(+)}\rangle = |F\rangle = -H_\gamma |\phi_T^{(i)}; \gamma\rangle \quad (4)$$

genügt. Um resonante von direkten Reaktionsanteilen zu trennen, wird die Projektionstechnik [1],[2] angewandt.

Damit kann $|\psi_\gamma^{(+)}\rangle$ als

$$|\psi_\gamma^{(+)}\rangle = |\xi_\gamma^{(+)}\rangle + \sum_{R'} (|w_R\rangle - |\phi_R\rangle) \langle \phi_R | \frac{1}{H_{QQ} - E - H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ}} |\phi_{R'}\rangle \langle w_{R'} | - \langle \phi_{R'} | |F\rangle \quad (5)$$

geschrieben werden.

$|\xi_\gamma^{(+)}\rangle = G_P^{(+)} |F\rangle$ und $|w_R\rangle = G_P^{(+)} H_{PQ} |\phi_R\rangle$ sind Funktionen des P-Raumes und somit schwach energieabhängig. Daher entsteht die Resonanzstruktur nur durch den Energienenner. Die Inhomogenität $|F\rangle$ ist für E1-Strahlung in Kanaldarstellung gegeben durch

$$F_c(r) = \langle c, r | F \rangle = r \tau_c \sum_K \varphi_K(r) D_K^c \langle c | a_K | \phi_T^{(i)} \rangle. \quad (6)$$

Die Summe erstreckt sich über alle besetzten Einteilchenzustände $\varphi_K(r)$. τ_c ist der Isospin des emittierten Nukleons und die D_K^c sind Geometrieoeffizienten.

Wie bei Nukleonenkanälen beschreiben die beiden ersten Terme von (5) den direkten Reaktionsanteil $|\xi_{\gamma}^{(+)}\rangle$ sowie die mittelbare Kopplung der Resonanzzustände an das Kontinuum über die Kernwechselwirkung H_{PQ} in der sogenannten Kanal-Resonanz-Streuung. Der im Gegensatz zu Nukleonenkanälen zusätzlich auftretende Term $\langle \phi_R | F \rangle$ koppelt unmittelbar die Resonanzzustände über H_{γ} an die Targetzustände. Nur dieser Reaktionsanteil findet im üblichen Schalenmodell Berücksichtigung.

Mit HOP-FROG(G) wurde eine auf die Berechnung von Photonenkanälen im Kontinuum-Schalenmodell auch entsprechend numerisch erweiterte Version des Programmsystems HOP-FROG [2] entwickelt.

L i t e r a t u r

- [1] Barz, H.W. et al., Phys. Lett. 37B (1971) 4
- [2] Barz, H.W. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 239

3.2. BESCHREIBUNG DER γ -ABSORPTION AN ^{16}O IM SCHALENMODELL MIT UND OHNE BERÜCKSICHTIGUNG DES KONTINUUMS

H.W. Barz, J. Birke¹⁾, H.U. Jäger, H.R. Kissener und I. Rotter
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2
J. Höhn
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Das gewöhnliche Schalenmodell (SM) und das Kontinuum-Schalenmodell (CSM) unterscheiden sich in der Art, wie die Kopplung der Streuzustände an die diskreten Zustände beschrieben wird. Im CSM wird sie durch Matrixelemente des Hamiltonoperators beschrieben, im SM jedoch durch Überlappungsintegrale (spektroskopische Faktoren). Die sich daraus ergebenden Unterschiede konnten bisher quantitativ nicht diskutiert werden, da die Rechnungen im SM und im CSM sich üblicherweise noch durch weitere Annahmen unterscheiden, die jedoch keinen prinzipiellen Charakter besitzen:

1. Als mittleres Potential wird in SM-Rechnungen für leichte Kerne normalerweise das Potential des harmonischen Oszillators verwendet, während im CSM mit einem Woods-Saxon-Potential gerechnet wird.
2. Die Größe des Konfigurationsraumes ist in den bisherigen Rechnungen im CSM kleiner als in Rechnungen im SM.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Vergleichsrechnung am Beispiel der Reaktion $^{16}\text{O}(\gamma, n)$ im CSM und im SM durchgeführt. Die 1^{-} -Zwischenzustände des Kernes ^{16}O werden in beiden Modellen mit dem gleichen Hamiltonoperator (δ -Kraft), dem gleichen mittleren Feld (Woods-Saxon-Potential) und im gleichen Konfigurationsraum $(1p)^{-1}(2s, 1d)^1$ berechnet. Für die Resonanzzustände wird angenommen, daß sie durch Emission eines Nukleons in die beiden Zustände $(1p_{1/2})^{-1}$ und $(1p_{3/2})^{-1}$ der Kerne ^{15}N und ^{15}O (vier Kanäle) zerfallen können. Die Rechnungen wurden mit Hilfe der Rechenprogramme RACK [1] und HOP-FROG (siehe Bericht 3.1.) durchgeführt.

¹⁾ Diplomand an der TU Dresden

Folgende Ergebnisse wurden erhalten:

1. Der im SM nicht berücksichtigte direkte Reaktionsanteil (ohne $d_{3/2}$ -Einteilchenresonanz) ist gering (Abb. 1). Daher treten keine Interferenzeffekte zwischen direktem und Resonanzanteil auf, und die erhaltenen Kurvenformen sind in beiden Rechnungen ähnlich.

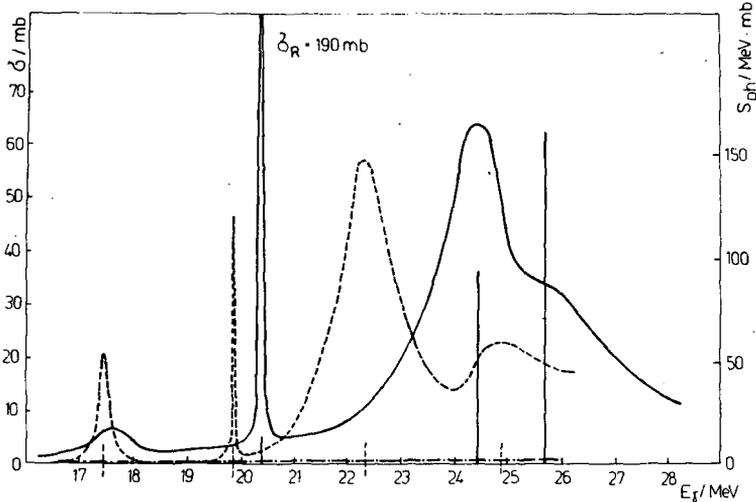


Abb. 1

Totaler γ -Absorptionsquerschnitt für 160 im SM (ausgezogene Kurve) und im CSM (gestrichelte Kurve). Die Photostärke der Resonanzanregung (SM) ist durch senkrechte Striche angegeben, der direkte Reaktionsanteil (berechnet im CSM) durch die strichpunktierte Kurve.

2. Bei der Berechnung der Dipolstärke im SM tritt als Parameter die Oszillatorlänge b auf. Wird, wie allgemein üblich, der Wert für b aus Elektronenstreudaten übernommen ($b = 1.75$ fm), so ist der damit berechnete Querschnitt für γ -Absorption größer als bei Rechnungen im CSM (ohne Absorption). Mit $b = 1.4$ fm ist der in beiden Modellen berechnete Querschnitt in der Riesenresonanz annähernd gleich groß (Abb. 1).

3. Die in beiden Modellen berechneten Breiten für die einzelnen Resonanzniveaus

Tabelle 1

Vergleich der im SM und im CSM berechneten Lagen E_R und Breiten Γ_R für 1^- -Resonanzen von 160

E_R [MeV]		Γ_R [MeV]	
SM	CSM	SM	CSM
17.72	17.47	0.55	0.27
20.43	19.93	0.05	0.05
24.14	22.37	1.11	1.52
25.70	24.86	3.26	1.48

sind im CSM kleiner als im SM mit Ausnahme der Riesenresonanz, deren Breite im CSM größer ist (Tabelle 1). Im CSM sind die Resonanzniveaus in der Regel zu geringeren Energien hin verschoben (Tabelle 1). Energieverschiebung und geänderte Breite der Niveaus führen im CSM zu einer stärkeren Trennung der Riesenresonanz von der benachbarten, bei höherer Energie liegenden Resonanz (Abb. 1).

4. Das CSM läßt Isospinmischung der Resonanzzustände zu. Die Isospinreinheit der einzelnen Zustände kann angegeben werden. Bei Annahme gleicher Einteilchenenergien für gebundene Protonen- und Neutronenzustände (Berücksichtigung der "äußeren" Mischung) folgt, daß die $T=0$ -Zustände nahezu reinen Isospin besitzen. Bei Rechnung mit unterschiedlichen Einteilchenenergien für Protonen und Neutronen (Berücksichtigung der "inneren" und "äußeren" Mischung) ergibt sich eine $T=1$ -Beimischung zu den $T=0$ -Zuständen von maximal 5%. Die Breiten der drei $T=0$ -Niveaus bei 15.91, 16.89 und 22.45 MeV sind in diesem Fall etwa 0.5 MeV.

L i t e r a t u r

[1] Jäger, H.U., ZfK-145 (1968)

3.3. EINFLUSS DER KONTINUUM-KONTINUUM-KOPPLUNG AUF DEN QUERSCHNITT VON KERN-REAKTIONEN

H.W. Barz und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

J. Höhn

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die größten Schwierigkeiten in der einheitlichen Beschreibung von Kernreaktionen bereitet die Berücksichtigung der Kontinuum-Kontinuum-Kopplung

$V_{cc}^P \equiv \langle \chi_E^c | V | \chi_E^{c'} \rangle$, wobei die χ_E^c die Streuwellenfunktionen darstellen. Um

allgemeine Aussagen gewinnen zu können, wird V_{cc}^P , daher häufig vernachlässigt. Wenn die χ_E^c die Einteilchenresonanzen enthalten, sind die mit einer solchen Näherung verbundenen Fehler groß. In der letzten Zeit wurde eine Methode entwickelt, um die Einteilchenresonanzen bis zu einem Radius R_{cut} wie gebundene Zustände [1] zu behandeln. In diesem Fall ist zu erwarten, daß die Vernachlässigung von V_{cc}^P zu geringen Fehlern führt.

Auf der Grundlage der in der Arbeit [2] beschriebenen Methode des Kontinuum-Schalenmodells (Programmsystem HOP-FROG [3]) ist es möglich, die Güte der Näherung $V_{cc}^P = 0$ zu untersuchen. Im folgenden wird der Fall [4] betrachtet, in dem die Einteilchenresonanzen wie gebundene Zustände behandelt werden. In Abb. 1 ist der mit $V_{cc}^P \neq 0$ (ausgezogene Kurve) und mit $V_{cc}^P = 0$ (punktierte Kurve) berechnete Querschnitt gezeigt für den Fall der Reaktion $^{15}\text{N}+n$ mit drei O^+ -Resonanzen, die aus einer Schalenmodellrechnung mit 2p-2h-Konfigurationen folgen. Der direkte Reaktionsanteil im elastischen Kanal ist verringert, im inelastischen Kanal verschwindet er. Die strichpunktierte Kurve zeigt zusätzliche Rechnungen mit der Näherung $V_{cc}^P = V_{cc} \delta_{cc}$. Auch in diesem Fall ist der direkte Reaktionsanteil im inelastischen Kanal Null, während er im elastischen Kanal größer ist als im Falle der exakten Lösung mit $V_{cc}^P \neq 0$.

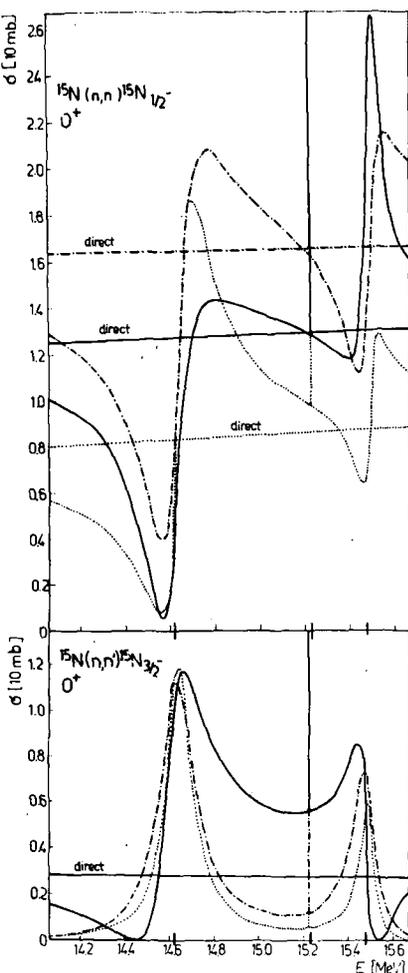


Abb. 1

Einfluß der Kontinuum-Kontinuum-Kopplung auf die Form der Anregungsfunktion dreier O^+ -Resonanzen.

Die Rechnungen wurden exakt (—), mit $V_{cc}^P = 0$ (.....) und mit $V_{cc}^P = \delta_{cc} V_{cc}$ (-.-.-) durchgeführt.

Wie aus diesen Ergebnissen folgt, wird die Kurvenform der Resonanzen bei Verwendung bei-

der Näherungen geändert. Die Kurvenform ist durch die Interferenzerscheinungen zwischen direktem und Resonanzanteil bestimmt, die hier von vergleichbarer Größe sind. Im Falle mit verschwindendem direkten Reaktionsanteil (inelastischer Kanal) wird eine symmetrische Kurvenform beobachtet, im Falle eines nichtverschwindenden direkten Reaktionsanteils jedoch eine stark asymmetrische Form.

Die Breiten und Lagen der Resonanzen folgen im Programmsystem HOP-FROG aus der Diagonalisierung eines effektiven Hamiltonoperators [2]. Sie können daher auch bei stark asymmetrischer Kurvenform mit der gleichen Genauigkeit wie für Resonanzen mit symmetrischer Kurvenform angegeben werden. In dem betrachteten Beispiel haben beide Näherungen $V_{cc'}^P = 0$ und $V_{cc'}^P = V_{cc'} \delta_{cc'}$ wenig Einfluß auf Lagen und Breiten der Resonanzen (Tab. 1).

Tabelle 1

Einfluß der Größe von $V_{cc'}^P$ auf Lagen E_R und Breiten Γ_R von O^+ -Resonanzen in ^{16}N

E_R [MeV]			Γ_R [MeV]		
$V_{cc'}^P \neq 0$	$V_{cc'}^P = 0$	$V_{cc'}^P = V_{cc'} \delta_{cc'}$	$V_{cc'}^P \neq 0$	$V_{cc'}^P = 0$	$V_{cc'}^P = V_{cc'} \delta_{cc'}$
14.60	14.65	14.63	94	72	94
15.24	15.24	15.24	0.2	0.2	0.2
15.48	15.49	15.48	37	37	60

L i t e r a t u r

- [1] Wang, W.L. und C.M. Shakin, Phys. Lett. 32B (1970) 421
- [2] Barz, H.W. et al., Phys. Lett. 37B (1971) 4;
Barz, H.W. et al., 34A9 (USSR) im Druck
- [3] Barz, H.W. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 239
- [4] Mahaux, C. und A.M. Saruis, Nucl. Phys. A177 (1971) 103

3.4. UNTERSUCHUNG ISOLIERTER RESONANZEN IM KONTINUUM-SCHALENMODELL

H.W. Barz, M. Hänisch¹⁾ und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

J. Höhn

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

In den Arbeiten [1], [2] werden in der Methode der gekoppelten Kanäle im Kontinuum-Schalenmodell (CSM) die Einteilchenresonanzen bis zu einem Radius R_{cut} wie gebundene Einteilchenzustände behandelt. Das gibt die Möglichkeit, die Lagen E_R und die Breiten Γ_R der Resonanzen aus den Eigenwerten des Operators $H_{QQ}^{eff} = H_{QQ} + H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ}$ zu bestimmen. Im folgenden soll dargestellt werden, mit welcher Genauigkeit diese Größen, die das Resonanzverhalten des Wirkungsquerschnittes bestimmen, im Rahmen des Modells berechnet werden können. Zu diesem Zweck wurde die Abhängigkeit der Lagen und Breiten für sechs isolierte O^+ -Resonanzen mit 2p-2h-Struktur in der Reaktion $^{15}N+n$ (siehe Abb. 1) von folgenden Größen untersucht:

¹⁾ Praktikant an der TU Dresden

1. Abhängigkeit vom Abschneideradius R_{cut} . Diese Abhängigkeit ist schwach. Bei Änderung des Wertes R_{cut} von 7.5 fm auf 12.5 fm ändern sich die Breiten Γ_R um höchstens 1 %, die Resonanzenergien E_R bleiben nahezu konstant.
2. Abhängigkeit von der Einschußenergie. In dieser Abhängigkeit drückt sich der Einfluß der Lage der Einteilchenresonanzen und vor allem der Öffnung von Kanälen auf die Breite der Resonanzen aus (Abb. 2). Die Lagen der betrachteten O^+ -Resonanzen sind praktisch unabhängig von der Einschußenergie (Abb. 2).

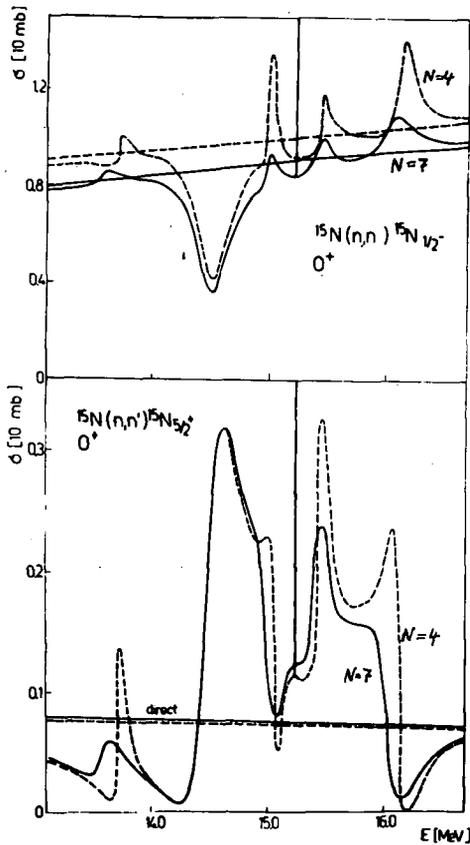


Abb. 1

Elastische und inelastische Anregungsfunktion für den integrierten Wirkungsquerschnitt ($J = 0^+$) der Reaktion $^{15}\text{N}+n$

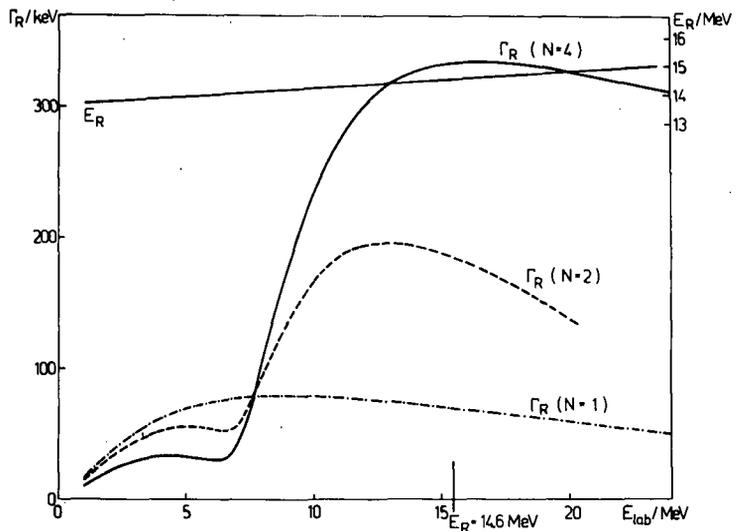


Abb. 2

Die Abhängigkeit der Breiten Γ_R von der Einschußenergie und der Anzahl N der in der Rechnung berücksichtigten Kanäle für die Reaktion $^{15}\text{N}+n$

3. Abhängigkeit von der Nähe anderer Resonanzzustände. Die Breite einer O^+ -Resonanz wurde berechnet, erstens für den Fall, daß im Bereich von 13 bis 17 MeV fünf andere O^+ -Resonanzen liegen (Abb. 1) und zweitens für den Fall, daß es außer der betrachteten keine anderen Resonanzen gibt. Die Abweichungen der für beide Fälle berechneten Breiten betragen nicht mehr als 5 %.
4. Abhängigkeit von der Größe des P-Raumes, d.h. von Zahl und Art der in der Rechnung berücksichtigten Kanäle N (Tab. 1). Mit Vergrößerung des P-Raumes werden die Resonanzzustände in der Regel zu geringeren Energien hin verschoben und die Breiten geändert. Für die Abhängigkeit der Verschiebungen und Breiten von N kann jedoch keine allgemeine Regel angegeben werden, solange mit größerem N nicht neue Kanäle geöffnet werden oder Kanäle mit größeren spektroskopischen Faktoren eingeschlossen werden. In dem betrachteten Beispiel verschwinden im Falle $N = 1$ und $N = 2$ die spektroskopischen Faktoren. Der große Einfluß der Öffnung des zweiten Kanals auf die Breite des O^+ -Resonanzniveaus bei 14.6 MeV ist in Abb. 2 gezeigt. Für $N = 4$ sind die spektro-

skopischen Faktoren von Null verschieden. Die Breiten im Resonanzgebiet zeigen dementsprechend eine große Änderung beim Übergang von $N = 1$ zu $N = 2$ und $N = 4$ (Tab. 1). Die Berücksichtigung weiterer Kanäle mit positiver Parität ($N = 7$) hat vergleichsweise wenig Einfluß auf die Lagen und Breiten (Tab. 1, Abb. 1).

Tabelle 1

Einfluß der Zahl N der Kanäle auf Lagen E_R und Breiten Γ_R von 0^+ -Resonanzen in ^{16}N ($N = 1$: Grundzustand $1/2^-$ von ^{15}N ; $N = 2$: zusätzlich der Zustand $3/2^-$ (6.32 MeV) von ^{15}N ; $N = 4$: zusätzlich die zwei Zustände positiver Parität $5/2^+$ (5.27 MeV) und $1/2^+$ (5.30 MeV); $N = 7$: zusätzlich die drei Zustände $5/2^+$ (7.15 MeV), $3/2^+$ (7.30 MeV) und $7/2^+$ (7.57 MeV)).

E_R [MeV]				Γ_R [keV]			
$N = 1$	$N = 2$	$N = 4$	$N = 7$	$N = 1$	$N = 2$	$N = 4$	$N = 7$
13.73	13.73	13.72	13.59	3.3	21	38	98
14.63	14.60	14.50	14.50	35	92	167	171
15.09	15.09	15.05	15.00	1.3	4.2	28	43.4
15.24	15.24	15.24	15.23	0.006	0.2	0.7	0.8
15.47	15.48	15.47	15.42	11.7	37	48.5	44.5
16.24	16.34	16.15	16.03	1.7	10	78	139

Die Ergebnisse zeigen, daß die Resonanzparameter im Kontinuum-Schalenmodell mit großer Genauigkeit berechnet werden. Sie hängen in erster Linie von der Güte ab, mit der die Struktur des Target- und des Zwischenkerns beschrieben wird.

L i t e r a t u r

- [1] Barz, H.W. et al., Phys. Lett. **37B** (1971) 4
 [2] Barz, H.W. et al., **34A9** (USSR) im Druck

3.5. DIE REAKTION $^{16}\text{O}(\mu^-, \nu n)^{15}\text{N}$ IM KONTINUUM-SCHALENMODELL

R. Wunsch, H.W. Barz und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Wie allgemein angenommen wird [1], verläuft der überwiegende Beitrag der Reaktion $^{16}\text{O}(\mu, \nu n)^{15}\text{N}$ über $1p-1h$ -Resonanzen des Zwischenkernes ^{16}N , die die Analogzustände zu den am Targetkern ^{16}O beobachteten Riesenresonanzen darstellen. Zur Berechnung des emittierten Neutronenspektrums wurde deshalb das Programm BOB [2] erweitert, das im Rahmen des Ein-Teilchen-Ein-Loch-Modells ($1p-1h$) mit der Methode der gekoppelten Kanäle außer dem resonanten auch noch den direkten Anteil dieser Reaktion berechnet.

Die für den Einfang des Müon verantwortliche schwache Wechselwirkung kann in Störungsnäherung behandelt werden. Wegen der negativen Parität der $1p-1h$ -Zustände des Zwischenkerns tragen praktisch nur die Matrixelemente der ersten verbotenen Übergänge (0^- , 1^- und 2^-) bei.

Zur Beschreibung der Kerne ^{16}N und ^{15}N wurden die gleichen Parameter der Einteilchenpotentiale und der Restwechselwirkung verwendet, wie sie schon bei der Reaktion $^{15}\text{N}+n$ benutzt wurden [3]. Abb. 1 zeigt das damit erhaltene Spektrum von ^{15}N und ^{16}N . Daraus ist ersichtlich, daß nur die obersten drei Zustände von ^{16}N zum angeregten Zustand von ^{15}N zerfallen können.

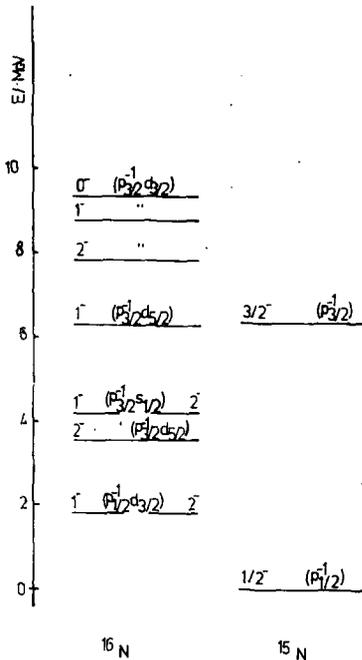


Abb. 1

Spektren von ^{16}N und ^{15}N im 1p-1h-Modell. Die Energieskala wurde auf die Neutronenschwelle von ^{16}N normiert. In Klammern ist die Hauptkonfiguration des betreffenden 1p-1h-Zustandes angegeben.

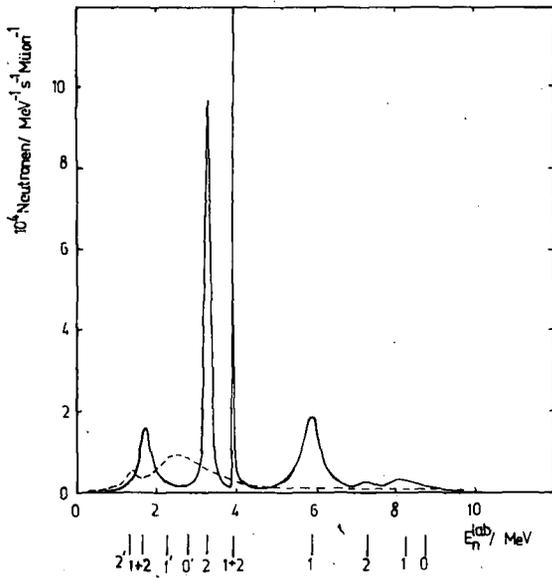


Abb. 2

Berechnetes Neutronenspektrum nach Müonen-einfang. Die durchgezogene Kurve stellt das Spektrum für Übergänge zum Grundzustand von ^{15}N dar, während die gestrichelte Kurve die Übergänge zum angeregten Zustand beschreibt. Die Lage der einzelnen Resonanzen und ihr Spin ist unten angegeben. Gehört die Resonanz zu einem Übergang zum angeregten Zustand, so ist der betreffende Spin mit einem Strich versehen.

In Tabelle 1 und 2 werden die Anteile der einzelnen Resonanzzustände an der Gesamtreaktion angegeben und der direkte mit dem resonanten Anteil verglichen. Insgesamt werden etwa 10 % der Neutronen auf direktem Wege ohne Bildung eines Zwischenkernes emittiert. Im resonanten Anteil dominieren Übergänge, die über Resonanzzustände mit $J^\pi = 1^-$ verlaufen. Ein weiterer Hauptbeitrag läuft über die 2^- -Resonanz bei 3524 keV.

Abb. 2 zeigt das berechnete Neutronenspektrum ohne Berücksichtigung des Neutronrückstoßes, der zu einer zusätzlichen Verschmierung führt.

Tabelle 1

Partielle Emissionswahrscheinlichkeiten P verschiedener Resonanzzustände von ^{16}N

Spin	0^-	1^-	1^-	1^-	1^-	2^-	2^-	2^-	2^-
Energie/keV	9280	1796	4167	6272	8748	1806	3524	4150	7773
P / 10^4 Neutr. s^{-1} Müon $^{-1}$ }	0.04 0.52 ^{a)}	0.77	0.52	1.76	0.43 1.03 ^{a)}	0.02	1.71	0.08	0.07 0.19 ^{a)}

Tabelle 2

Vergleich von resonantem und direktem Anteil für verschiedene Spins

Spin	0^-		1^-		2^-	
resonanter Anteil / 10^4 Neutr. s^{-1} Müon $^{-1}$	0.04	0.52 ^{a)}	3.48	1.03	1.88	0.19
direkter Anteil / 10^4 Neutr. s^{-1} Müon $^{-1}$	0.02	0.12	0.22	0.32	0.02	0.08

a) Sind zwei Zahlen angegeben, so bezieht sich die zweite auf den Übergang zum angeregten Zustand von ^{15}N , während sich die erste Zahl stets auf den Übergang zum Grundzustand bezieht.

L i t e r a t u r

[1] Balashov, V.V. and R.A. Eramzhan, Atomic Energy Review, Vol. 5, No. 3, Wien 1967
 [2] Barz, H.W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 194
 [3] Barz, H.W. et al., Phys. Lett. 37B (1971) 4

3.6. DER EINFLUSS DER CORIOLIS-WECHSELWIRKUNG AUF DIE REAKTION $^{156}\text{Gd}(d,t)^{155}\text{Gd}$

J. Kühne¹⁾ und H.J. Wiebicke

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Coriolis-Wechselwirkung führt in der Wellenfunktion des deformierten ug-Kerns zur Superposition von Produkten zwischen Wellenfunktionen der Rotationsbewegung und Einteilchenwellenfunktionen des Nilsson-Modells:

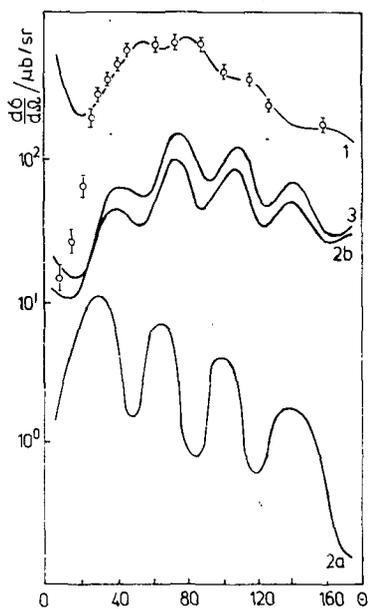
$$|IM\rangle = \sum_{K\mathcal{P}} c_{K\mathcal{P}}^I D_{MK}^I(\theta_i) \cdot \Phi_{K\mathcal{P}}(\tau). \quad (1)$$

Damit ergibt sich der Zusammenhang zwischen der CCBA-Amplitude $T_{K\mathcal{P}}^I$ und der Reaktionsamplitude unter Berücksichtigung der Coriolis-Wechselwirkung als

$$T^I = \sum_{K\mathcal{P}} c_{K\mathcal{P}}^I T_{K\mathcal{P}}^I. \quad (2)$$

In der Arbeit [1] wurden mit den Wellenfunktionen (1) die Winkelverteilungen zu den stark angeregten Zuständen $I\ 3/2^+[651]$ ($I = 3/2 \dots 13/2$), $I\ 3/2^+[402]$ ($I = 3/2, 5/2$), $3/2\ 1/2^+[400]$, $5/2\ 1/2^+[660]$, $I\ 5/2^+[642]$ ($I = 5/2, 9/2$) berechnet. Wie sich zeigte, wird durch Einführung der Coriolis-Wechselwirkung keine Verbesserung gegenüber der DWBA erreicht.

¹⁾ Diplomand an der TU Dresden



In Abb. 1 werden die Winkelverteilungen der Zustände $3/2\ 1/2^+[660]$ und $3/2\ 1/2^+[400]$ gezeigt. Die entsprechenden Nilsson- und Coriolis-Koeffizienten werden in den Tabellen 1 und 2 angegeben. Die Coriolis-Wechselwirkung führt zur Mischung beider Zustände, wie sie auch durch die ($\Delta N=2$)-Wechselwirkung verursacht wird [2]. Der starke Unterschied zwischen CCBA- und DWBA-Rechnungen ist auf die indirekten Beiträge in den CCBA-Reaktionsamplituden zurückzuführen.

Abb. 1

Differentielle Querschnitte der Reaktion $^{156}\text{Gd}(d,t)^{155}\text{Gd}$ für die Zustände $3/2\ 1/2^+[660]$ und $3/2\ 1/2^+[400]$

- Kurve 1 : DWBA - $3/2\ 1/2^+[660]$
- Kurve 2a : CCBA - $3/2\ 1/2^+[400]$
- Kurve 2b : CCBA - $3/2\ 1/2^+[660]$
- Kurve 3 : Coriolis - $3/2\ 1/2^+[660] + 3/2\ 1/2^+[400]$

Tabelle 1

Nilsson-Koeffizienten

nlj	1g9/2	1g7/2	2d5/2	3s1/2	2d3/2	1i13/2	2g9/2
$1/2^+[660]$	0.08	-0.21	-0.30	0.75	0.50	0.13	-0.07
$1/2^+[400]$	-0.30	0.00	0.00	-0.05	-0.03	0.80	0.00

Tabelle 2

Coriolis-Koeffizienten c_{Kq}^I ($I = 3/2$)

Kq	$1/2^+[660]$	$1/2^+[400]$	$3/2^+[651]$	$3/2^+[402]$
	-0.575	0.817	0.066	-0.061

L i t e r a t u r

[1] Kühne, J., Diplomarbeit, TU Dresden, 1974
 [2] Gareev, F.A. et al., Preprint P4-6509, Dubna, 1972

3.7. RESONANZEN IM ZWEITEILCHENSYSTEM MIT KASTENFÖRMIGER WECHSELWIRKUNG

K. Möller

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für Theoretische Physik

Anschaulich gesehen versteht man unter Resonanz ein scharfes Maximum in der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts. Zur mathematischen Definition der Resonanzenergien E_R in einem Zweiteilchensystem sind hauptsächlich zwei Methoden bekannt.

- a) Aufsuchen der Stellen x_R auf der reellen Energieachse, für die die Streuphase den Wert $\pi/2$ annimmt:

$$\delta_1(x_R) = \frac{\pi}{2} \quad (\text{gleichwertig mit der Bedingung } S_1(x_R) = -1),$$

$$x_R = k_R \cdot r_0, \quad E_R = \frac{\hbar^2}{m} k_R^2, \quad x_R = \text{reell.}$$

Hierbei ist δ_1 die Streuphase und S_1 die Streumatrix der 1-ten Partialwelle. Die Größe r_0 ist ein willkürlicher Maßstabsfaktor mit der Dimension einer Länge.

- b) Aufsuchen der Pole der S-Matrix in der komplexen Energie- oder Wellenzahl-ebene:

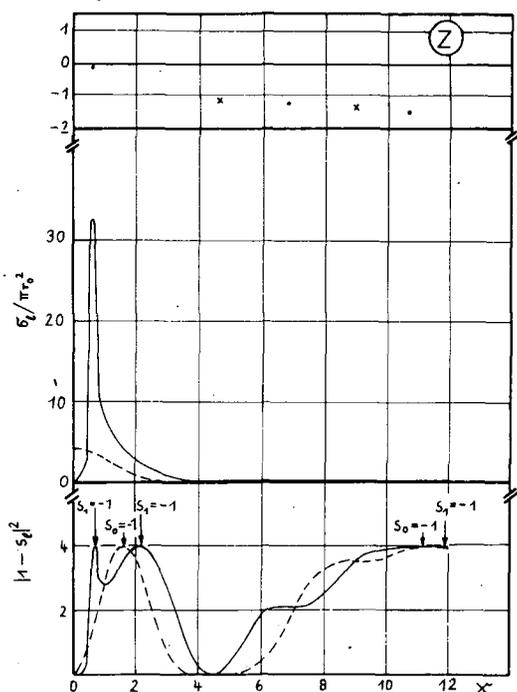
$$S_1(z_R) = \infty, \quad z_R = k_R \cdot r_0, \quad k_R = \text{komplex.}$$

Bekanntlich stimmen für sehr scharfe Resonanzen, d.h., wenn die Pole der S-Matrix sehr dicht an der reellen Achse liegen, die beiden mathematischen Definitionen und die gegebene anschauliche Definition überein. In der vorliegenden Arbeit wurde für ein 2-Nukleonensystem mit einer Wechselwirkung in Form eines Kastenpotentials (Tiefe V_0 , Breite r_0) untersucht, inwieweit diese Übereinstimmung erhalten bleibt, wenn die Breite der Resonanzen zunimmt. Die ausführlichen Resultate der Untersuchung werden demnächst veröffentlicht [1]. Im ersten Schritt wurde für S- und P-Zustände entsprechend den Bedingungen a) und b) die Lage der Resonanzen auf der reellen Achse bzw. die Pole in der komplexen k-Ebene aufgesucht und die Bewegung dieser Punkte in Abhängigkeit von der Größe $V_0 r_0^2$ untersucht (s. auch [2]). Zweitens wurden die partiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie ausgerechnet und untersucht, unter welchen Bedingungen sich die Pole und die Resonanzbedingung $S_1 = -1$ im Wirkungsquerschnitt als Maximum widerspiegeln.

Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben als

$$\sigma = \frac{\pi r_0^2}{x^2} \sum_1 (2l+1) |1 - S_1(x)|^2.$$

Wenn man den Faktor x^{-2} zunächst vernachlässigt, nimmt der partielle Wirkungsquerschnitt ein Maximum an, wenn $S_1 = -1$ ist, also gerade bei der angegebenen Resonanzbedingung. Aufgrund des Faktors x^{-2} entsteht aber nur dann ein Maximum im Wirkungsquerschnitt, wenn der Einfluß der Änderung von S_1 in der Umgebung dieses Punktes stärker ist als der Einfluß der Änderung von x^{-2} . In der Abb. 1 ist an Hand eines Beispiels gezeigt, an welchen Stellen die Resonanzbedingungen Resonanzen voraussagen und wie der zugehörige Wirkungsquerschnitt aussieht. Wie man erkennt, beeinflussen die Pole nur dann merklich die Struktur des Wirkungs-



querschnitts, wenn sie sehr dicht an der reellen Achse liegen. Die Untersuchungen über die Lage der Pole haben ergeben, daß im S-Zustand die Pole der Bedingung $\text{Im } z \leq -1$ unterliegen, d.h., so weit von der reellen Achse entfernt sind, daß keine merkliche Resonanzstruktur im Wirkungsquerschnitt auftritt. Für $l = 1$ sind bei sehr niedrigen Energien (d.h. innerhalb der Zentrifugalbarriere) scharfe Resonanzen möglich.

Abb. 1

Resonanzbedingungen und Wirkungsquerschnitt im Kastenpotential mit dem Potentialparameter $V = 38.5$, ($V \equiv (m/\hbar^2) V_0 r_0^2$), --- S-Zustand, — P-Zustand, $x \equiv kr_0$, $z \equiv kr_0$, (k-komplex). Im oberen Teil der Abbildung ist die Lage der Pole in der komplexen z-Ebene angegeben mit den Bezeichnungen: * Pole im S-Zustand, • Pole im P-Zustand.

L i t e r a t u r

[1] Möller, K., Preprint, Dubna, in Vorbereitung
 [2] Nussenzweig, N.D., Nucl. Phys. 11 (1959) 499

3.8. MEHRFACHSTREUEFFEKTE BEI DER UNELASTISCHEN NUKLEONENSTREUUNG AN KOMPLEXEN KERNEN

H. Iwe

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für die in [1] angegebene Übergangsamplitude T_{if} der Mehrfachstreuentwicklung MSE erhält man

$$\frac{d\sigma}{d\omega} \propto |T_{if}|^2 = |T_{if}^{ES}|^2 + |T_{if}^{DS}|^2 + \text{Interferenzterm},$$

d.h. der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem der Einfachstreuung (ES), dem der Doppelstreuung (DS) und aus einem Interferenzglied. Rechnet man diese Anteile jeweils getrennt bzw. zusammen (ES + DS), kann man prozentuale Aussagen über die Größe der Doppelstreuung treffen, während der Interferenzterm Informationen über die Phasenlage liefert. Derartige Rechnungen sind für $^{30}\text{Si}(p,p')^{30}\text{Si}^*$ und $^{58}\text{Ni}(p,p')^{58}\text{Ni}^*$ zu jeweils ersten angeregten 0^+ -Zuständen durchgeführt worden (siehe Abb. 1). Die gestrichelte Kurve gibt die Einfachstreuung wieder, die tiefliegende die Doppelstreuung und die ausgezogene die Summe beider. Normiert man die ausgezogene Kurve auf 100, so werden ca. 91 % durch die Einfachstreuung geliefert, etwa 1 % durch den Interferenzterm, und nur 8 % werden von der Doppelstreuung eingebracht, um die der Querschnitt gegenüber der Einfachstreuung vergrößert wird. Ansonsten unterscheiden sich beide Kurven wenig.

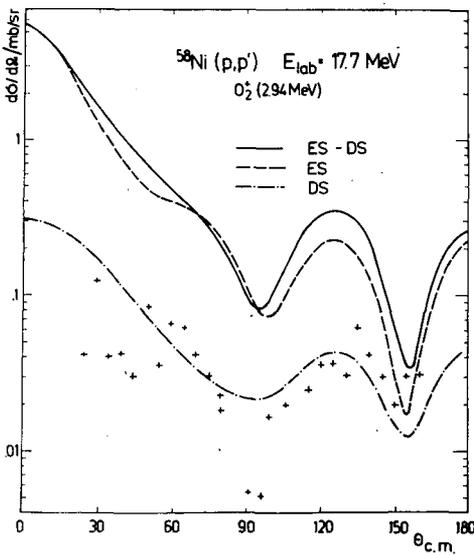


Abb. 1

Differentieller Wirkungsquerschnitt für $^{58}\text{Ni}(p,p')$
(- - - = Einfachstreuung, - · - · =
Doppelstreuung, — = Gesamtquerschnitt).

Die Ergebnisse der Rechnungen an ^{30}Si zeigen ein konsistentes Verhalten. Hieraus läßt sich schließen, daß die Berücksichtigung des zweiten Termes der MSE die Ergebnisse im niederenergetischen Gebiet um 20 MeV Einschußenergie herum nicht verbessert. Eine Verbesserung in einer weiteren Ausdehnung auf den dritten Term der MSE zu suchen, ist wenig sinnvoll, da es numerisch unmöglich ist, den dritten Term mit der gleichen Genauigkeit in diesem Rahmen zu behandeln. Wichtiger erscheinen die Ergebnisse bzgl. der geringen Größe des Doppelstreutermes. Durch die Berücksichtigung der Vielteilchenaspekte in der MSE hat die Formel, die der Bornschen Reihe entstammt und üblicherweise zur Programmierung in der DWBA-Theorie benutzt wird, durch die hier vorgestellten Ergebnisse ihre tiefere Begründung erfahren. Die Kleinheit der Beträge der Terme höherer Ordnung, die durch das Vielteilchensystem hervorgerufen werden, rechtfertigen

die Anwendung dieser Formel, so daß gegen die DWBA von dieser Seite keine Bedenken bestehen.

L i t e r a t u r

[1] Iwe, H., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 124

3.9. BERÜCKSICHTIGUNG VON AUSTAUSCHEFFEKTEN BEI DER UNELASTISCHEN STREUUNG DURCH EIN PSEUDOPOTENTIAL

R. Schmidt und R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Nach einer von Petrovich et al. [1] vorgeschlagenen Näherung können Austausch- effekte bei der unelastischen Streuung berücksichtigt werden, indem man die effektive Wechselwirkung $V_0 \cdot f(r_{i0}) \cdot P_{i0}$ ($V_0 > 0$, P_{i0} : Austauschoperator) im knock-on-Term durch ein Pseudopotential

$$v' = A(k_0) \cdot \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_0)$$

ersetzt. Der Stärkeparameter A ist die Fouriertransformierte von v_{i0} bei $k_0 = (\frac{2m}{\hbar^2} E)^{1/2}$ (E : Einschußenergie im Laborsystem):

$$A(k_0) = V_0 \pi^{3/2} b^3 e^{-\frac{b^2 k_0^2}{4}}$$

Gauß-Potential (b in fm),

$$A(k_0) = V_0 4\pi \frac{1}{\mu} \frac{1}{\mu^2 + k_0^2}$$

Yukawa-Potential (μ in fm^{-1}).

Mit wachsender Einschußenergie und abnehmender Reichweite des Potentials wird die Stärke des Pseudopotentials geringer (Abb. 1).

Durch das δ -Potential v' wird es möglich, Austauscheffekte durch Modifizierung des Formfaktors im direkten DWBA-Matrixelement zu erfassen. Das Programm FIFI [2] wurde dazu so erweitert, daß Formfaktoren mit Austauschkorrektur erhalten werden können. Als Testbeispiel wurde der $L=2$ -Übergang $|(1g_{9/2})^2 0\rangle \rightarrow |(1g_{9/2})^2 2\rangle$ bei $^{90}\text{Zr}(p,p')$, $E_p = 18.8$ MeV, mit einem Gauß-Potential, $b = 1.78$ fm, analysiert (weitere Parameter wie in [3]). In Übereinstimmung mit der Literatur ergab sich, daß die Winkelverteilung durch den Austauschterm wenig geändert wird, während der Gesamtwirkungsquerschnitt ansteigt. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte σ_D , σ_E und σ_{D+E} stimmt gut mit den Werten überein, die Love und Satchler [4] mit dem Hamada-Johnston-Potential und bei exakter Berechnung der Austauschamplitude erhielten (Abb.2). Bei der Winkel-

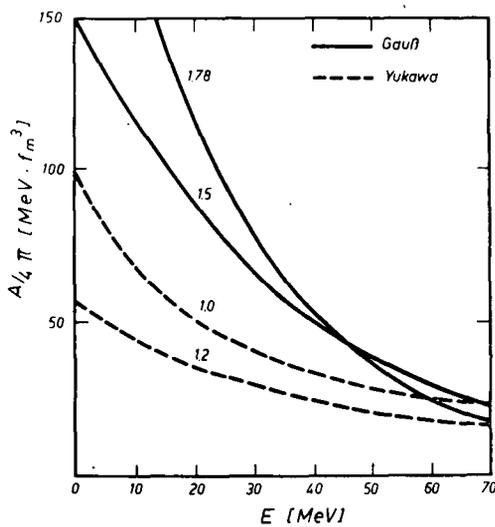


Abb. 1

Fourier-Transformierte A von Gauß- und Yukawa-Potential ($V_0 = 100$ MeV) verschiedener Reichweiten b , μ in Abhängigkeit von der Energie E .

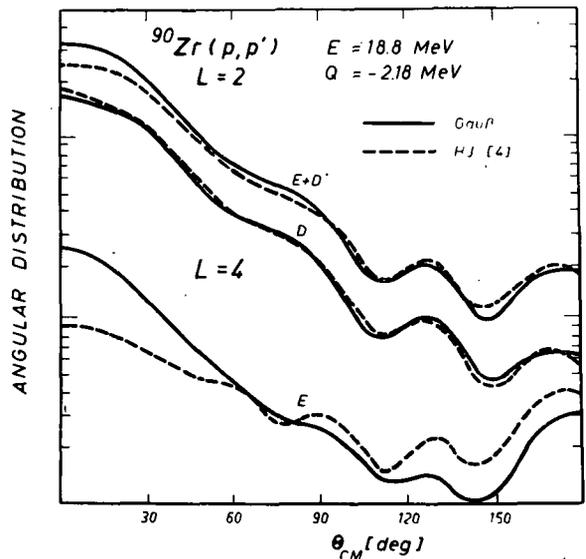


Abb. 2

Direkte (D), knock-on- (E) und kombinierte (D+E) Winkelverteilungen für die Reaktion $^{90}\text{Zr}(p,p')$ mit Pseudopotential und nach Ref. [4]. Die Kurven wurden auf den direkten Anteil normiert.

verteilung ergeben sich einige Abweichungen unter Vorwärtswinkeln, besonders bei der knock-on-Reaktion. Die Frage, wie gut sich die Näherung zur Berechnung der Polarisation der unelastisch gestreuten Teilchen eignet, wurde bisher noch nicht untersucht. Testrechnungen ergaben einen beträchtlichen Einfluß von Austauscheffekten sowohl auf den Betrag als auch die Winkelabhängigkeit der unelastischen Polarisation.

Abschließend sei bemerkt, daß die Näherung des Pseudopotentials mit großem Erfolg auch bei der Streuung mit komplexen Geschossteilchen Anwendung findet [5].

L i t e r a t u r

- [1] Petrovich, F. et al., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 895
- [2] Iwe, H. und R. Reif, ZfK-211 (1971)
- [3] Reif, R., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 125
- [4] Love, W.G. and G.R. Satchler, Nucl. Phys. A159 (1970) 1
- [5] Boridy, E., Phys. Lett. 48B (1974) 413

3.10. AUSTAUSCHEFFEKTE BEI DER UNELASTISCHEN PROTONENSTREUUNG AN UNGERADEN KERNEN

R. Schmidt und R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

In der Arbeit [1] wurde nachgewiesen, daß sich die experimentell gefundene Spinabhängigkeit der unelastischen Protonenstreuung an ungeraden Kernen der (2p,1f)-Schale aus der Beimischung von Einteilchenanregungen zum kollektiven Formfaktor der Core-Anregung ergibt. Diese Rechnungen vernachlässigten die Antisymmetrisierung zwischen dem einfallenden Proton und dem unpaarigen Targetproton, die i.a. den Querschnitt stark beeinflussen kann, ohne die Winkelverteilung sehr zu verändern [2]. Um den Einfluß der Austauscheffekte auf die Spinabhängigkeit der Reaktion ${}^{63}\text{Cu}(p,p')$, $E = 11$ MeV zu analysieren, wurden Untersuchungen mit modifiziertem Formfaktor durchgeführt, in dem knock-on-Prozesse durch ein Pseudopotential

$$v'_{i0} = A(k_0) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_0)$$

näherungsweise erfaßt sind [3]. Der Stärkeparameter A ist die Fourier-transformierte der effektiven Wechselwirkung bei $k_0^2 = (\frac{2m}{\hbar^2} E)^{1/2}$ (E: Einschubenergie im Laborsystem) (siehe Bericht 3.9.).

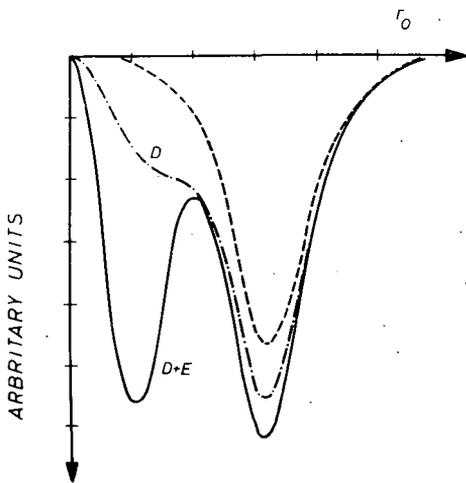


Abb. 1

Zerlegung des Gesamtformfaktors (D+E) für den $|3/2^- \rangle \rightarrow |1/2^- \rangle$ -Übergang bei ${}^{63}\text{Cu}(p,p')$ in direkte (D) und Austauschkomponente (E)

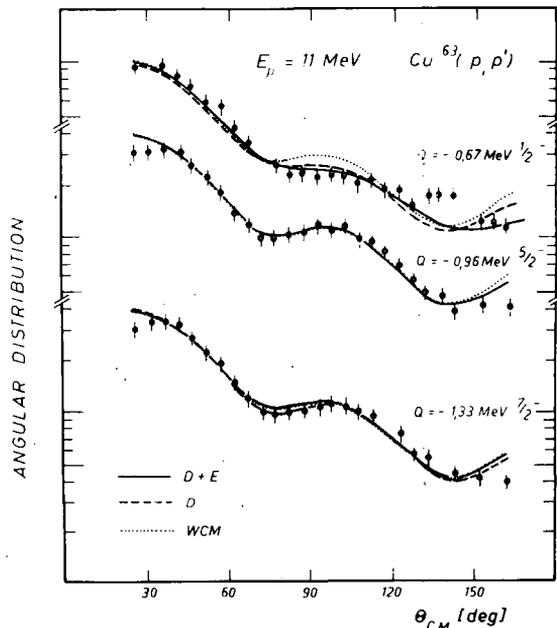


Abb. 2

Winkelverteilungen für die Multiplettanregung in ${}^{63}\text{Cu}$ mit Formfaktoren aus Abb. 1 (WCM: Modell schwacher Kopplung; Kernwellenfunktionen und Parameter aus Ref. [1])

Wie die in Abb. 1 und 2 dargestellten Ergebnisse zeigen, ändert die Berücksichtigung von Austauscheffekten die Winkelverteilung selbst des Überganges $|3/2^- \rangle \rightarrow |1/2^- \rangle$ wenig, so daß die Interpretation der Spinabhängigkeit, wie sie in Ref. [1] gegeben wurde, aufrecht erhalten werden kann. Der Gesamtwirkungsquerschnitt für die Anregung des $1/2^-(7/2^-)$ -Zustandes wächst mit dem knock-on-Term um den Faktor ≈ 1.8 (≈ 1.1), während beim Übergang zum $5/2^-$ -Niveau der Wirkungsquerschnitt etwa gleichbleibt. Bei den relativen Wirkungsquerschnitten

wird im Vergleich mit dem Experiment damit keine Verbesserung erreicht (Tab. 1).

Tabelle 1
Relative differentielle Wirkungsquerschnitte bei
 $\theta_{c.m.} = 40^\circ$

	Experiment [4]	D	D+E
$\sigma(5/2^-) / \sigma(7/2^-)$	≈ 1	0.53	0.60
$\sigma(5/2^-) / \sigma(1/2^-)$	≈ 4.4	2.65	2.27
$\sigma(7/2^-) / \sigma(1/2^-)$	≈ 4.4	4.96	3.80

L i t e r a t u r

- [1] Reif, R. und R. Schmidt, Jahresbericht ZfK-262 (1973) 129
- [2] Atkinson, J. and V.A. Madson, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 295
- [3] Petrovich, F. et al., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 895
- [4] Perey, F. et al., Phys. Lett. 4 (1963) 25

3.11. ZUSTÄNDE MIT $I = J+j$ IN DEFORMIERTEN UND ÜBERGANGSKERNEN

L. Münchow und H.J. Wiebicke

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für eine Reihe ungerader Kerne im deformierten und Übergangsgebiet, in denen Zustände einer großen j -Schale besetzt werden, ist das Auftreten sogenannter aligned-Niveaus bekannt [1]. Diese Zustände besitzen den Spin $I = J+j$ (J - Spin der (Quasi-)Rotationsbande des benachbarten gg -Kerns) und zeigen eine nahezu konstante Energieverschiebung $\Delta E = E_I - E_J$. Die Beschreibung dieser Zustände gelingt im Rahmen des Teilchen-Rumpf-Kopplungsmodells. Ein durch die Teilchen-Phonon-Wechselwirkung renormiertes Fermion ist die einfachste analytische Näherung [2]. In den Massenoperator $\Sigma = \text{---} \text{---} \text{---}$ geht der Vertex --- ein, der eine beliebige Anzahl innerer Phononenlinien berücksichtigt, von denen jede den geometrischen Faktor

$$- (2j+1) \left\{ \begin{matrix} j & 2 & j \\ j & 2 & j \end{matrix} \right\} = 1 + O(1/j^2)$$

enthält. Die asymptotische Näherung $j \gg 1$ führt zum Bild der skalaren Phononen. Das Spektrum besitzt die Form

$$E_I = E_J + n \cdot \hbar\omega - \alpha^2,$$

E_J - Quasiteilchen-Energie, $n \cdot \hbar\omega$ - n -Phononen-Energie des Rumpfes, α - Teilchen-Phonon-Kopplungsstärke. Die Energieverschiebung repräsentiert den Viel-Phononen-Effekt und ist asymptotisch spinunabhängig. Die spezifische Spinabhängigkeit der aligned-Zustände folgt im Rahmen eines Modells, das für die Rump fzustände $|J\nu\rangle$ die Rotorbasis verwendet [3]. Als Kopplungsstärke geht der Faktor κQ_0 ein, wobei κ die Quadrupol-Quadrupol-Wechselwirkungskonstante und Q_0 das innere Quadrupolmoment sind. Eine Modellrechnung gibt folgendes Verhalten für die Energieverschiebung in Abhängigkeit vom Rumpfspin J (Abb. 1).

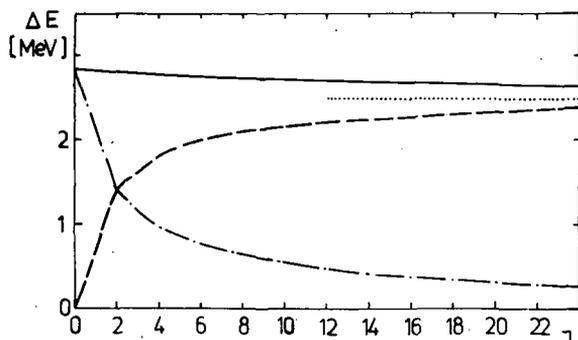


Abb. 1
Energieverschiebung der aligned-Zustände in Abhängigkeit vom Rumpfspin J
— Gesamt-Energieverschiebung
..... Asymptotischer Wert bei $J \rightarrow \infty$
- - - Diagonalbeitrag
- · - · Nichtdiagonalbeitrag

In der gewählten Basis wird die Gesamtverschiebung für größere Rumpfspins J hauptsächlich durch das Diagonalelement der Kopplungsmatrix gegeben. Es enthält den Faktor

$$\gamma = \kappa Q_0 \langle jK | q_0 | jK \rangle \cdot \begin{cases} 1 \\ u_j^2 - v_j^2 \end{cases} \quad \text{für} \quad \begin{cases} \epsilon_K - \lambda \gg \Delta \\ \epsilon_K - \lambda \approx 0 \end{cases}$$

$\langle jK | q_0 | jK \rangle$ - Einteilchenquadrupolmoment, ϵ_K - Nilsson-Energie. Für $\gamma > 0$ erhält man aligned-Zustände, für $\gamma < 0$ gestörte Rotationsbanden.

L i t e r a t u r

[1] Rickey, F.A. and P.C. Simms, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 404;
Leigh, J.R. et al., Nucl. Phys. A213 (1973) 1;
Hagemann, U. et al., Nucl. Phys. (1974) im Druck
[2] Belyaev, S.T. and V.G. Zelevinsky, Jad. Fiz. 1 (1965) 17
[3] Wiebicke, H.J. and L. Münchow, Phys. Lett. B50 (1974) 429

3.12. DIE LAGE VON ZUSTÄNDEN NICHTNORMALER PARITÄT IN KERNEN MIT ANNÄHERND HALBGEFÜLLTER 1p-SCHALE

H.-U. Jäger und H.R. Kissener

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Mit einem vorgegebenen Hamiltonoperator, der eine gute Beschreibung der Zustände nichtnormaler Parität in den Kernen ^{14}N , ^{13}C [1] und ^8Be , ^7Li [2] im Raum aller $1\hbar\omega$ -Anregungen ermöglichte, wurden Niveauschemata für die Zustände nichtnormaler Parität in ^9Be , ^{10}B , ^{11}B und ^{12}C berechnet.

Da vorerst nur die Eigenwerte des Hamiltonoperators interessierten, konnte für die Eliminierung der Geisterzustände ein recht effektives Näherungsverfahren angewendet werden. An Stelle aufeinanderfolgender Berechnungen der Eigenwerte ($= 3A/2$, $5A/2$) und Eigenfunktionen des "Schwerpunktoperators" $\vec{R}^2 = (\sum_{i=1}^3 r_i/b_0)^2$ (b_0 = Oszillatorlänge) und der Eigenwerte des Hamiltonoperators H wurden sofort die Eigenwerte des Operators

$$150 \cdot (\vec{R}^2 - \frac{3}{2} A) \text{ [MeV]} + H$$

berechnet. Dieser Operator besitzt zwei isolierte Gruppen von Eigenwerten (physikalische Zustände und Geisterzustände), der eigentliche Hamiltonoperator H kann als Störung aufgefaßt werden, die diese beiden Gruppen von Zuständen nur schwach mischt. Bei einer Vergleichsrechnung für die $1/2^+$, $T=1/2$ -Zustände in ^9Be

(97 Basiszustände, davon 21 Geisterzustände) lieferte dieses Näherungsverfahren die niedrigsten 10 Eigenwerte von H mit einer Genauigkeit von 0.005 MeV.

Die berechneten Anregungsenergien stimmen in ^9Be , ^{10}B , ^{11}B und ^{12}C nicht so gut mit den experimentellen Werten überein wie in ^8Be , ^{13}C und ^{14}N . Die größten Energiedifferenzen ($E_{\text{th}} - E_{\text{exp}}$) betragen etwa 3 MeV. Es fällt auf, daß die Abweichungen für eine gegebene Massenzahl nahezu konstant sind.

L i t e r a t u r

- [1] Jäger, H.U. et al., Nucl. Phys. A171 (1971) 16, 584;
 Kissener, H.R. et al., Nucl. Phys. A207 (1973) 78; A219 (1974) 601
 [2] Aswad, A. et al., Nucl. Phys. A208 (1973) 61

3.13. MIKROBESCHREIBUNG DER ANHARMONIZITÄTEN DURCH TEILCHEN-VIBRATIONS-KOPPLUNG

H. Reinhardt

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Particle Vibration Coupling (PVC) wird seit einiger Zeit zur Beschreibung der niederenergetischen Spektren von ungeraden sphärischen Kernen benutzt. Wie zuerst von Mottelson [1] dargelegt wurde, ist die PVC ein Basiskopplungseffekt, der in gg-Kernen zu Anharmonizitäten führt. In diesem Modell werden die Anharmonizitäten von nicht magischen Kernen untersucht. Ausgehend von einem Pairing+QQ-Hamiltonian, der zweckmäßigerweise in Bogoljubov-QT-Darstellung behandelt wird, also

$$H = \sum_a \epsilon_a \alpha_a^+ \alpha_a - \chi \hat{Q} \cdot \hat{Q},$$

wurde der kollektive Freiheitsgrad durch RPA eingeführt. Dabei erhält man den Kopplungshamiltonian

$$H_{\text{int}} = -\Lambda \sum_{\mu} (-)^{\mu} (c_{2,\mu}^+ + c_{2,\mu}) \left[\frac{1}{2} Y_{ab}^{(+)} ([\alpha_a^+ \alpha_b^+]_{2-\mu} + \text{h.c.}) + Y_{ab}^{(-)} [\alpha_a^+ \alpha_b]_{2-\mu} \right],$$

mit

$$\begin{aligned} Y_{ab}^{(+)} &= \frac{1}{5} \langle a || Y_2 || b \rangle (u_a v_b + v_a u_b), \\ Y_{ab}^{(-)} &= \frac{1}{5} \langle a || Y_2 || b \rangle (u_a u_b - v_a v_b) \end{aligned} \quad (1)$$

und der Kopplungskonstanten

$$\Lambda = \chi \sum_{ab} Y_{ab}^{(+)} (r_{ab} + s_{ab}).$$

Die nichtkollektiven Freiheitsgrade werden weiterhin in der QT-Basis behandelt, die allerdings zum kollektiven Phonon nicht orthogonal sind. Die übervollständige Basis führt zur Doppelberücksichtigung der Wechselwirkungsprozesse, die bereits in der RPA enthalten sind. Diese können bei einer störungstheoretischen Basis von H_{int} ausgeschlossen werden. Die grafische Störungstheorie bietet darüber hinaus den Vorteil, daß sie eine exakte Berücksichtigung des Pauli-Prinzips gestattet.

Die Elementarvertices von H_{int} sind



$$- \Lambda Y_{ab}^{(+)} (j_a m_a, j_b m_b | 2, \mu) \text{ und}$$



$$- \Lambda Y_{ab}^{(-)} \frac{5}{2j_a+1} (j_b m_b, | 2, \mu j_a m_a).$$

Bei der störungstheoretischen Behandlung von H_{int} wurden die dominierenden Diagramme bis einschließlich 6. Ordnung berücksichtigt.

Ein Faktorisierungstheorem für Diagramme, bestehend aus einer Kette von Diagrammteilen, die nur über einen Vertex mit dem nachfolgenden Teil verbunden sind, wurde abgeleitet. Das Theorem erleichtert die Behandlung der Diagramme erheblich. Mit seiner Hilfe gelingt es auch, die RPA-Gleichungen in ihrer allgemeinsten Form auf grafischem Wege abzuleiten. In dem beschriebenen Modell wurden die Phonon-Phonon-Wechselwirkung, d.h. die Triplettaufspaltung, Übergangswahrscheinlichkeiten von Triplettzuständen sowie das Quadrupolmoment des 2_1^+ -Zustandes berechnet. Als ein erstes Ergebnis erhält man, daß die sogenannten Anharmonizitäten im nichtadiabatischen Fall überhaupt nicht existieren. Bestenfalls kann man von zustandsabhängigen Anharmonizitäten sprechen. Im adiabatischen Grenzfall $\omega = 0$ läßt sich eine direkte Beziehung der in diesem Modell berechneten Phonon-Phonon-Wechselwirkung zu den gewöhnlichen Anharmonizitäten angeben [2].

L i t e r a t u r

[1] Mottelson, B.R., Proceedings of the Tokyo Conf. 1961
 [2] Paar, V., Nucl. Phys. A166 (1971) 341

3.14. EINFLUSS VON ANHARMONIZITÄTEN AUF DIE TEILCHEN-VIBRATIONS-KOPPLUNG

F. Dönau und U. Hagemann
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Der Wechselwirkungshamiltonian im Teilchen-Rumpf-Kopplungs-Modell ist durch den Ausdruck

$$- x \sum_{\mu} (-)^{\mu} q_{\mu} Q_{2\mu}$$

gegeben, wobei q_{μ} den Quadrupoloperator für das ungerade Teilchen oder Quasiteilchen und $Q_{2\mu}$ den Quadrupoloperator des benachbarten gg-Rumpfes bedeuten. Der in Ref. [1] entwickelte phänomenologische Hamiltonian ermöglicht eine genauere Berechnung der Matrixelemente $\langle I || Q_2 || I' \rangle$ für die Rumpfstände I. Dieser Formalismus wurde auf die Berechnung der niedrigliegenden Niveaus von ^{101}Tc und Untersuchungen der in ^{107}Cd gemessenen entkoppelten Banden [2] negativer Parität angewandt. Im Falle von ^{107}Cd erhält man sowohl eine befriedigende Beschreibung der niederenergetischen Niveaus positiver Parität als auch der Lage der entkoppelten Bande. Im Gegensatz zur üblichen harmonischen Approximation, bei der die Diagonalelemente $\langle I || Q_2 || I \rangle$ verschwinden, ist hier das Vorzeichen

des Kopplungsparameters κ entscheidend für den Charakter des Spektrums, da es z.B. festlegt, ob eine normale oder eine entkoppelte Bande auftritt. Dieses Vorzeichen kann durch das Teilchenmatrixelement $\langle i \| q \| k \rangle$ modifiziert werden, das im suprafluiden System einen Faktor $(u_i u_k - v_i v_k)$ erhält. Eine genaue Fixierung der Pairingparameter u und v ist daher erforderlich.

L i t e r a t u r

- [1] Janssen, D. et al., Nucl. Phys. A224 (1974) 93
 [2] Hagemann, U. et al., Nucl. Phys., in Druck

3.15. MIKROSTRUKTUR DES PHONONENOPERATORS UND HOLSTEIN-PRIMAKOFF-ENTWICKLUNG VON QUASITEILCHENOPERATOREN

F. Dönau

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Bei der Beschreibung von Quadrupolvibrationszuständen geht man gewöhnlich von einem Satz von N -Phononenzuständen ($N = 0, 1, \dots, N_{\max}$) aus, die im Prinzip durch N -malige Anwendung eines Phononenerzeugungsoperators $c_{2\mu}^+$ aus einem Vakuumzustand aufgebaut werden. Die Mikrostruktur des Erzeugungsoperators $c_{2\mu}^+$ wird dabei i.a. durch die Amplituden r_{ik} bzw. s_{ik} der entsprechenden Quasiteilchen- bzw. Quasilochezustände (ik) definiert, die z.B. durch eine Random-Phase-Approximation berechnet werden können. Bei dieser Konstruktionsvorschrift der Phononenzustände können mikroskopisch gesehen in einem N -Phononenzustand Anteile von $2N$ Quasiteilchen auf einer j -Schale enthalten sein. Andererseits fordert das Pauli-Prinzip, daß eine j -Schale maximal mit $2j+1$ Teilchen einer Sorte besetzt werden darf, d.h. für ein gegebenes N sind Anteile mit $2N > 2j+1$ verboten. Aus dieser Überlegung läßt sich schließen, daß die Amplituden r_{ik} und s_{ik} offenbar von der Phononenzahl des Zustandes abhängen, in dem durch Anwendung des Erzeugungsoperators $c_{2\mu}^+$ ein weiteres Phonon erzeugt werden soll.

Die Holstein-Primakoff-Entwicklung [1] für die Fermionenpaaroperatoren bietet die Möglichkeit, diesen Effekt quantitativ zu studieren. Hierbei werden die Paaroperatoren $\alpha_i^+ \alpha_k^+$ in folgender Form

$$\alpha_i^+ \alpha_k^+ = (b \sqrt{1 - \hat{\rho}})_{ik} \quad (1)$$

durch ideale Bosonenoperatoren b_{ik}^+ ersetzt. Der Operator $\hat{\rho}$, definiert durch $\rho_{ik} = \sum_l b_{il}^+ b_{kl}$, wird durch sein Diagonalelement für einen N -Phononenzustand approximiert:

$$\langle N | \hat{\rho}_{ik} | N \rangle \approx [N \sum_1 r_{i1}^2 + (N+5) \sum_1 s_{i1}^2] \frac{\delta_{ik}}{2j_i + 1}, \quad (2)$$

d.h.

$$\hat{\rho}_{ik} \approx \frac{\delta_{ik}}{2j_i + 1} \left\{ \hat{N} \left[\sum_1 (r_{i1}^2 + s_{i1}^2) \right] + 5 \sum_1 s_{i1}^2 \right\},$$

wobei \hat{N} der Anzahloperator für die Phononen ist.

Der Wurzelausdruck in Gl. (1) bewirkt ein Abschneiden von Anteilen in einem N -Phononenzustand, die entsprechend dem Pauli-Prinzip wegfallen müssen. Die

praktische Konsequenz dieses Vorgehens ist eine Zustandsabhängigkeit der anharmonischen Koeffizienten im kollektiven Hamiltonian.

L i t e r a t u r

[1] Janssen, D. et al., Nucl. Phys. A172 (1971) 145

3.16. UNTERSUCHUNG HOCHANGEREGETER ROTATIONSZUSTÄNDE VON "BACKBENDING"-KERNEN MIT HILFE DER DREHIMPULSPROJEKTIONSMETHODE

N.d. Thang ¹⁾ und L. Münchow

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Zur Beschreibung des backbending-Verhaltens von Rotationsbanden wurde der Antipairingeffekt im Rahmen der Drehimpulsprojektionsmethode untersucht. Die Spaltparameter Δ_p und Δ_n werden aus dem Minimum der Energie für jeden Spin bestimmt

mit
$$E_I(\Delta_p, \Delta_n) = \frac{\langle IM|H|IM \rangle}{\langle IM|IM \rangle} \rightarrow \text{Min.}$$

Zur Berechnung von $E_I(\Delta_p, \Delta_n)$ wurde das Näherungsschema [1],[2] benutzt. Die Energien E_I wurden hier durch Lösung des Gleichungssystems [3]

$$n(\beta_i) = \sum_I a_I^2 P_I(\cos\beta_i)$$

$$H(\beta_i) = \sum_I a_I^2 E_I P_I(\cos\beta_i)$$

bestimmt. Dabei sind

$$i = 1, 2, \dots, n, \quad n = \frac{I_{\max}}{2}, \quad 0 = \beta_i = \frac{\pi}{2}.$$

Zum Vergleich wurde ebenfalls die Approximation

$$E_I = E_0 + \frac{1}{2\mathcal{J}} I(I+1) \tag{1}$$

benutzt, wobei $\mathcal{J}(\Delta_p, \Delta_n)$ das Projektionsträgheitsmoment [1] ist.

In vorliegender Arbeit wurden für die Kerne ^{132}Ce , ^{154}Gd , $^{158-160}\text{Dy}$, $^{158-162}\text{Er}$, $^{166-170}\text{Yb}$, ^{176}Hf die Größen E_I , $\mathcal{J}(\Delta_I)$, Q_I , Δ_I , j , $h_1 \dots$ nach zwei Approximationen [2] bestimmt.

Aus den Ergebnissen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Für die Grundzustandsrotationsbanden von gg-Kernen der Seltenen Erden ist der Antipairingeffekt wichtig. Für alle diese Kerne ist der Spaltparameter im allgemeinen eine abnehmende Funktion von Spin I (Abb. 1).
2. Das Spektrum bzw. die Abhängigkeit zwischen dem Trägheitsmoment $2\mathcal{J}/\hbar$ und dem Quadrat der Rotationsfrequenz $(\hbar\omega)^2$ werden gut wiedergegeben (Abb. 2).
3. Die exakte Projektionsformel für E_I und die Approximation $I(I+1)$ sind quantitativ fast äquivalent und der Antipairingeffekt allein genügt, das backbending-Verhalten zu beschreiben.

¹⁾ Universität Hanoi, DRV

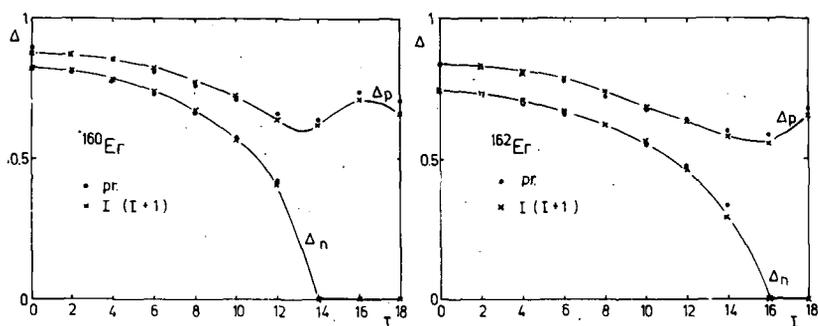


Abb. 1

Antipairingeffekt in den Kernen ^{160}Er , ^{162}Er
 Ergebnisse der Approximation $E_I \approx I(I+1)$ sind durch Kreuze
 bezeichnet, die der exakten Projektionsformel durch Punkte.

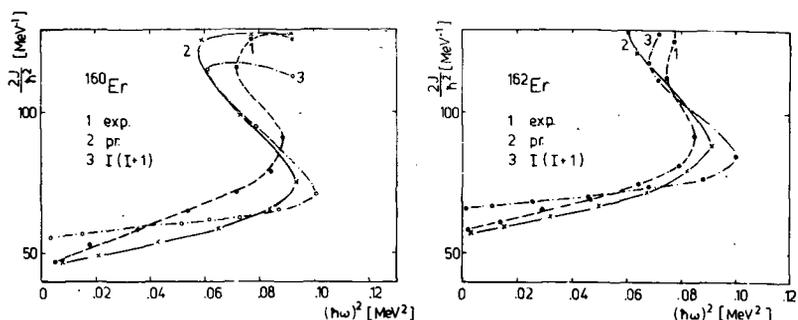


Abb. 2

Beobachtetes (1) und berechnetes (3 - $I(I+1)$ Approximation,
 2 - exakte Projektionsformel) Trägheitsmoment als Funk-
 tion des Quadrats der Rotationsfrequenz für die Grund-
 zustandsrotationsbanden in $^{160},^{162}\text{Er}$.

L i t e r a t u r

- [1] Frauendorf, S., Dissertation, TU Dresden, 1971
- [2] Thang, N.d. und L. Münchow, Jahresbericht ZfK-262 (1973) 151
- [3] Thang, N.d., Dissertation, TU Dresden, 1974

3.17. SYSTEMATIK DER PROJEKTIONSPARAMETER

N.d. Thang ¹⁾ und L. Münchow

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Im Rahmen der Projektionsmethode [1],[2] wurden neben dem Energiespektrum von den axialdeformierten gg-Kernen auch die Parameter j , h_1 systematisch untersucht. Die Parameter h_0 , h_1 , j wurden mit Hilfe einer Optimierungsprozedur durch einen Fit über mehr als drei beliebige experimentelle Energieniveaus nach der Formel

$$E_i = h_0 + h_1 \frac{N_2(I, j)}{N_0(I, j)}$$

¹⁾ Universität Hanoi, DRV

mit

$$N_1 = \int_0^{\pi} dB \sin^{i+1} B P_I(\cos B) \exp(-j \sin^2 B)$$

bestimmt.

Die phänomenologische Drehimpulsprojektionsmethode liefert folgende allgemeine Eigenschaften der Ergebnisse:

1. Das Modell berechnet die Spektren relativ gut (siehe auch [3]). Die Übereinstimmung mit dem Experiment reicht durchschnittlich bis zu 1 %. Dabei bleibt sie für stark deformierte Kerne in vielen Fällen kleiner als 0.1 %, jedoch wird sie für die schwach deformierten Kerne bzw. für Kerne des Übergangsbereiches größer (2 - 3 % durchschnittlich). Für backbending-Kerne läßt sich nur der untere Teil des Spektrums beschreiben [2].
2. Der j-Parameter ergibt sich für stark deformierte Kerne im allgemeinen größer als 10. Demnach ist der nichtadiabatische Effekt in diesen Kernen schwach. Für die Kerne des Übergangsbereiches ist der j-Parameter kleiner als 10. Kleine j-Werte bedeuten ein stark nichtadiabatisches Verhalten dieser Kerne bei hohen Spins, da j-Parameter ein Maß für die Änderung der inneren Zustände des Kerns sind.

Die Abhängigkeit der Parameter j bzw. h_1 von der Massenzahl A ist in den Abb. 1 und 2 dargestellt. Es wurden zum Vergleich einige mikroskopische Rechnungen [3] dieser Parameter angegeben.

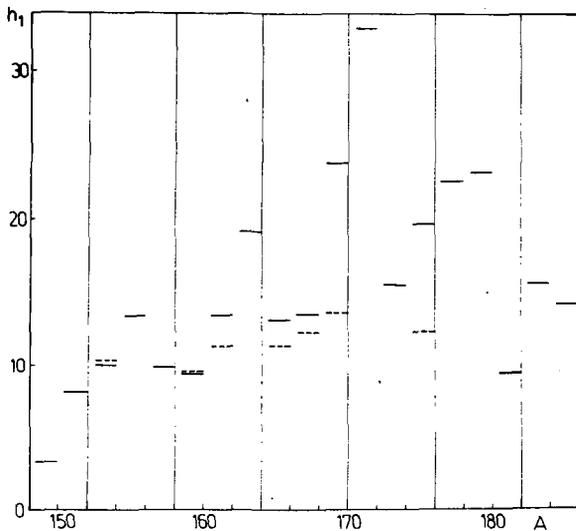


Abb. 1

Abhängigkeit des Parameters h_1 von der Massenzahl. Durchgezogene Linien entsprechen angepaßte Parameter, unterbrochene Linien wurden berechnet.

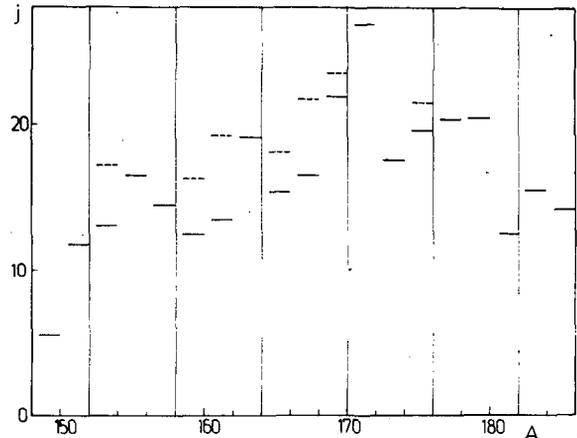


Abb. 2

Abhängigkeit des Parameters j von der Massenzahl. Darstellung wie in Abb. 1

L i t e r a t u r

- [1] Frauendorf, S., Dissertation, TU Dresden, 1971
- [2] Thang, N.d. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 147
- [3] Thang, N.d., Dissertation, 1974

3.18. BEITRÄGE DIREKTER REAKTIONEN ZUM NICHTGLEICHGEWICHTSSPEKTRUM BEI UNELASTISCHER NUKLEONENSTREUUNG

R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Bedeutende Beiträge zum hochenergetischen Teil des Nichtgleichgewichtsspektrums der unelastischen Nukleonenstreuung sollten von Prozessen herrühren, bei denen das einfallende Nukleon nach unelastischen Mehrfachstößen, die zur Anregung von Komponenten immer höherer Komplexität der Targetwellenfunktion führen, wieder emittiert wird, ohne zwischenzeitlich in gebundene Einteilchenzustände eingefangen zu werden. Ausgehend von einer Formulierung der Streutheorie, die auf Vielfachstreuentwicklung des Streuoperators beruht, läßt sich der Gesamtquerschnitt unter Vernachlässigung von Interferenztermen als Summe von Anregungsquerschnitten für verschiedene n-Exzitonenzustände schreiben. Der Einfachstreuterm liefert eine Anregung der 1p1h-Komponente $c_{ph}^{(I\pi)}(E)$ der Wellenfunktion hochangeregter Targetzustände $|I\pi\rangle$. Der über ein Intervall Δ der Anregungsenergie gemittelte Wirkungsquerschnitt für direkte Übergänge zu hochliegenden Zuständen im kontinuierlichen Teil des Spektrums läßt sich in DWBA mit Hilfe von Annahmen über die statistische Verteilung der Phasen und Beiträge von $c_{ph}^{(I\pi)}(E)$ abschätzen:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_E &= \sum_{I\pi} \left\langle \frac{d\sigma(E, I, \pi)}{d\Omega} \right\rangle_E \quad \text{mit} \\ \left\langle \frac{d\sigma(E, I, \pi)}{d\Omega} \right\rangle_E &= \sum_{ph} |c_{ph}^{(I\pi)}(E)|^2 \sigma_{ph}(E, I, \pi, \theta) \quad \text{und} \\ |c_{ph}^{(I\pi)}(E)|^2 &= \frac{1}{\pi \rho_c(E)} \cdot \frac{I + \Gamma_{ph}^\downarrow(E)}{(E - \epsilon_{ph})^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_{ph}^\downarrow(E) + 2I)^2} \end{aligned}$$

Dabei ist $\sigma_{ph}(E, I, \pi, \theta)$ der differentielle DWBA-Wirkungsquerschnitt für eine Teilchen-Loch-Anregung der ungestörten Energie ϵ_{ph} . Er enthält die Drehimpulsauswahlregeln und ist über den Q-Wert und die Energieabhängigkeit der optischen Parameter im Ausgangskanal von der Anregungsenergie abhängig. Γ_{ph}^\downarrow ist die spreading-Breite. ρ_c bedeutet die Dichte der Zustände, an welche die ph-Konfiguration gekoppelt ist [2].

Nach diesem Schema wurden Rechnungen vorbereitet, um den direkten Untergrund im Spektrum von $^{116}\text{Sn}(p, p')$, $E_p = 17$ MeV sowohl in mikroskopischer Beschreibung (Normierung der effektiven Wechselwirkung auf kollektive 2^+ , 3^- -Übergänge) als auch auf der Grundlage des Kollektivmodells (Verteilung der Multipolstärke nach energiegewichteten Summenregeln [3]) abzuschätzen. Die Q-Wert-Abhängigkeit von $\langle \sigma_{ph} \rangle_{ph}$ ist für verschiedene übertragene Drehimpulse aus Abb. 1 ersichtlich. In Übereinstimmung mit dem Experiment wird die Winkelverteilung mit wachsender Anregungsenergie weniger anisotrop (Abb. 2).

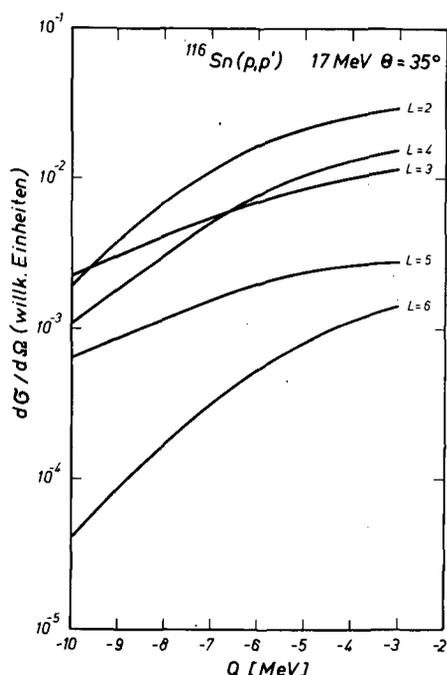


Abb. 1

Mittlerer Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma_{ph} \rangle_{ph}$ für verschiedene übertragene Drehimpulse L in Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Optische Parameter nach Makofske et al., Phys. Rev. 174 (1968) 1429.

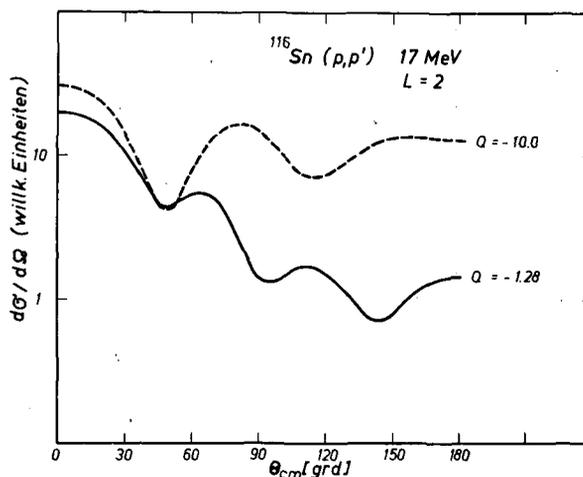


Abb. 2

Q -Wert-Abhängigkeit der Winkelverteilung für $L=2$ -Übergänge. Kollektiver Formfaktor mit komplexer Kopplung, optische Parameter wie in Abb. 1.

L i t e r a t u r

- [1] Rodberg, L., in: Intermediate Structure in Nuclear Reactions, Univ. Kentucky Press, 1968
- [2] Jeukenne, J.P. and C. Mahaux, Nucl. Phys. A136 (1969) 49
- [3] Lewis, M.B., Phys. Rev. C9 (1974) 1878

3.19. UNTERSUCHUNG VON PRÄCOMPOUNDREAKTIONEN IM GEOMETRIEABHÄNGIGEN HYBRIDMODELL MIT INNERNUKLEAREN ÜBERGANGSRATEN AUS DEM OPTISCHEN MODELL

R. Reif, K. Seidel und H. Seidemann

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

In den Arbeiten [1],[2] wurde darauf hingewiesen, daß die aus dem Imaginärteil W des optischen Potentials folgende mittlere freie Weglänge von Nucleonen im Kern benutzt werden kann, um nach $\lambda_{n \rightarrow n+2}^W(\epsilon, r) = \frac{2}{\hbar} W(\epsilon, r)$ eine von n unabhängige lokale Übergangsrates zu höheren Exzitonenzuständen ($\Delta N = 2$) abzuschätzen und damit im geometrieabhängigen Hybridmodell absolute Nichtgleichgewichtsspektren zu berechnen. Blann [2] erhielt mit dieser Methode für die unelastische Protonenstreuung ($E_p \gtrsim 40$ MeV) an schweren Kernen Resultate, die denen mit Übergangsrates $\lambda_{n \rightarrow n+2}^{NN}$ aus der Nucleon-Nucleon-Streuung entsprachen.

Es wurde untersucht, welche Aussagen das geometrieabhängige Hybridmodell mit Übergangsrates aus dem optischen Modell für absolute Nichtgleichgewichtsspektren der unelastischen Neutronenstreuung im 14 MeV-Bereich liefert. Systematische Un-

tersuchungen liegen für die Reaktion $^{93}\text{Nb}(n, n')$, $\epsilon_n = 14.6$ MeV vor. Zur Berechnung der Energieabhängigkeit von $\lambda_n^W \rightarrow n+2$ wurde das Standardpotential (A) von Bechetti und Greenlees [3] und ein spezielles Potential [4] verwendet, das die Wechselwirkung von Neutronen mit ^{93}Nb zwischen 0 und 22 MeV Einschußenergie gut beschreibt.

$$(A) W(\epsilon, r) = -W_V(\epsilon) f(r) + W_D(\epsilon) \cdot 4a \cdot df(r)/dr, \quad f(r) = 1/(1 + \exp[(r-R)/a])$$

$$W_V(\epsilon) = (0.22\epsilon - 1.56) \text{ MeV} \quad (W_V \geq 0)$$

$$W_D(\epsilon) = (13.0 - 0.25\epsilon - 12.0(N-Z)/A) \text{ MeV} \quad (W_D \geq 0)$$

$$r = 1.26 \text{ fm}; \quad a = 0.58 \text{ fm}$$

$$(B) W_D = (6.0 - 0.2\epsilon) \text{ MeV} \quad (W_D \geq 0)$$

$$W_V = 0$$

$$r = 1.28 \text{ fm}; \quad a = 0.55 \text{ fm}$$

Die einer bestimmten Kugelschale l zugeschriebene Absorption $\langle W \rangle_l$ wird berechnet durch Mittelung von $W(r)$ längs einer Bahn durch den Kugelmittelpunkt bis zum inneren Rand der Zone.

Für höhere Energien ($\epsilon \approx 14$ MeV) liefert das optische Potential in den verschiedenen Drehimpulszonen etwa die gleiche Übergangsrate wie die Nukleon-Nukleon-Querschnitte (Abb. 1). Die Interpolationsformeln für W ergeben aber einen grundsätzlich anderen energetischen Verlauf von $\lambda_n^W \rightarrow n+2$ als $\lambda_{nn}^{NN} \rightarrow n+2$ (Abb. 2). Da im betrachteten Energiebereich i. a. $\lambda^W > \lambda^{NN}$ gilt, liegt das mit λ^W berechnete

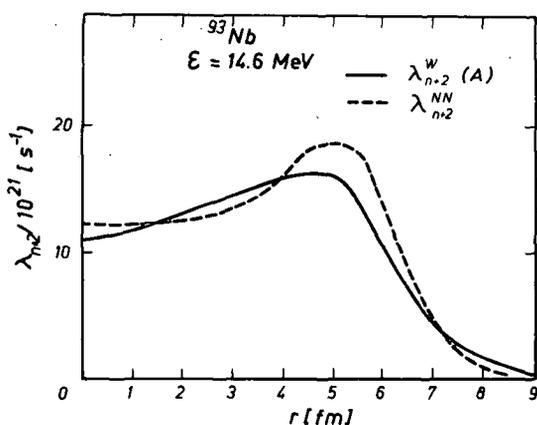


Abb. 1

Vergleich der Übergangsrate aus dem optischen Modell und aus Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitten

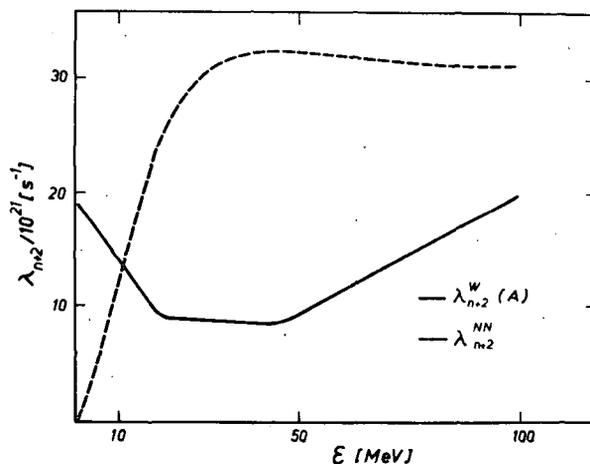


Abb. 2

Energieabhängigkeit der Übergangsrate aus dem optischen Modell und aus der Nukleon-Nukleon-Streuung für eine Kugelzone im Oberflächengebiet (^{93}Nb , $l = 4$)

absolute Nichtgleichgewichtsspektrum unter dem für λ^{NN} , insbesondere im niederenergetischen Teil. (In dem von Blann [2] betrachteten Energiebereich ergeben sich entsprechend Abb. 2 gerade umgekehrte Verhältnisse.) Mit dem Potential (B), das ein best-fit-Potential für ^{93}Nb darstellt und einen schwächeren Imaginärteil besitzt, erhält man im Vergleich mit dem Experiment bessere Ergebnisse (Abb. 3).

Faßt man λ^W als Übergangsrate vom Zustand $n = 1$ in den Zustand $n = 3$ auf, $\lambda^W \equiv \lambda_{1 \rightarrow 3}$, dann liefert die Einführung einer von Williams [5] vorgeschla-

genen n -Abhängigkeit $\lambda_{n \rightarrow n+2} \sim \frac{1}{n+1}$ einen größeren Nichtgleichgewichtsanteil besonders im niederenergetischen Bereich. Bei Variationen der geometrischen Parameter r , a ändert sich das Nichtgleichgewichtsspektrum nur unbedeutend, während die Koeffizienten in der Interpolationsformel den Verlauf des Spektrums merklich beeinflussen.

Mit dem Potential (A) wurden die Rechnungen auf einen größeren Massenbereich erweitert (^{27}Al , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{115}In , ^{127}J , ^{181}Ta , ^{184}W). In allen Fällen wurde das Nichtgleichgewichtsspektrum im Vergleich zu experimentellen Werten unterschätzt, bei mittelschweren Kernen etwa um den Faktor 2, bei schweren Kernen bis zu einem Faktor 10.

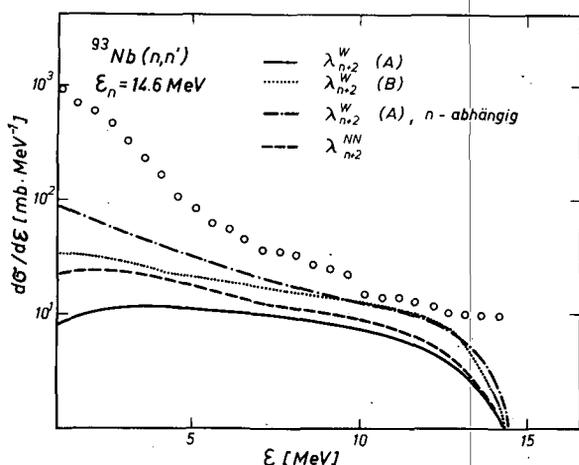


Abb. 3

Vergleich des experimentellen Spektrums unelastisch gestreuter Neutronen der Reaktion $^{93}\text{Nb}(n,n')$, $E_n = 14.6$ MeV mit theoretischen Nichtgleichgewichtsspektren aus dem geometrieabhängigen Hybridmodell mit verschiedenen Übergangsraten $\lambda_{n \rightarrow n+2}$. Die Rechnungen wurden mit einem Programm von Blann durchgeführt. Experimente nach Bericht 1.1.

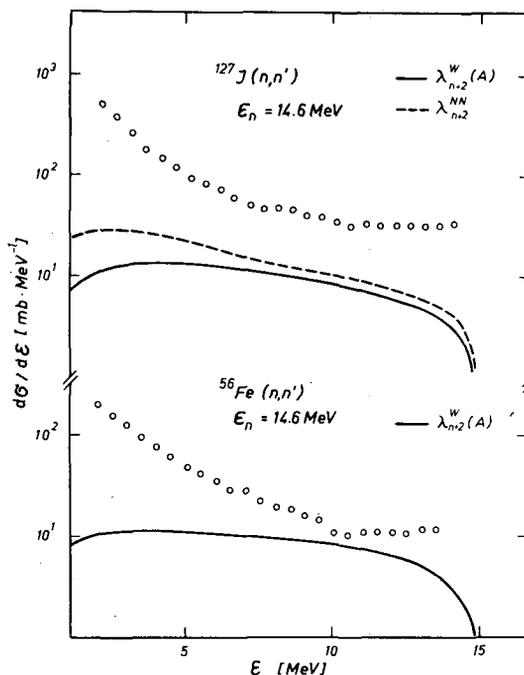


Abb. 4

Vergleich des experimentellen Spektrums mit Nichtgleichgewichtsspektren für verschiedene Kerne. Experimente nach Bericht 1.1.

Die Verwendung von Übergangsraten aus dem optischen Modell bringt für Einschussenergien unterhalb 20 MeV also keine Verbesserung, vor allem wegen der Ungenauigkeit, mit der die Energieabhängigkeit des Imaginärteils (besonders im Übergangsgebiet von Oberflächen- zu Volumenabsorption) bekannt sind. Best-fit-Potentialen für den betrachteten Kern ist dabei gegenüber Standardpotentialen der Vorzug zu geben. Es erscheint zweifelhaft, ob mit λ^W genauere Aussagen über Größe und Verlauf des Nichtgleichgewichtsspektrums bei niederen Energien und damit präzisere Informationen über den a -Parameter der Niveaudichteformel möglich sind.

L i t e r a t u r

- [1] Herrmann, U. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 43; ZfK-271 (1974) 77
- [2] Blann, M., preprint
- [3] Bechetti, F.D. and G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969) 1190
- [4] Smith, A.B. et al., Z. Phys. 264 (1973) 379
- [5] Williams, F.C., Nucl. Phys. A180 (1972) 245

3.20. GESCHLOSSENE LÖSUNG DER MASTERGLEICHUNGEN DES EXZITONENMODELLS

P. Mädler ¹⁾

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Mastergleichungen des Exzitonmodells für die Besetzungswahrscheinlichkeiten $P(n, t)$ der n -Exzitonenzustände lauten

$$\frac{dP(n, t)}{dt} = P(n-2, t) \lambda^{+(n-2)} + P(n+2, t) \lambda^{-(n+2)} - P(n, t) \lambda^{+(n)} - P(n, t) \lambda^{-(n)}$$

und lassen sich mit Hilfe einer Laplace-Transformation weitgehend analytisch lösen. Für die Wahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit, mit der zum Zeitpunkt t ein Nukleon mit einer Kanalenergie im Intervall ϵ , $\epsilon + d\epsilon$ emittiert wird, erhält man in üblicher Bezeichnungsweise

$$\left(\lambda_{\pm}^{\pm} = \lambda^{\pm}(n_0 + (2i-1)) \right), \quad k_0 = (n_0 - 1)/2$$

$$W(\epsilon, t) = \frac{2m\epsilon\sigma_{in}(\epsilon)}{\pi^2 \hbar^3 g E} \sum_{l=1}^{A-k_0+1} \left\{ (-)^{l+1} \left[1 - \frac{\epsilon+B}{E} \right]^{2(l+k_0)-3} (l+k_0)(l+k_0-1) \cdot \prod_{i=0}^{l-1} f_i^{\pm} \left[\frac{\alpha_0^{A-k_0-l}}{\beta_1} + \sum_{k=1}^{A-k_0} \frac{D_{A-k_0-l}(x_k)}{\frac{\partial}{\partial x} \Delta_{A-k_0}(x)} \Big|_{\substack{x=x_k \\ x_k \neq 0}} e^{-x_k t} \right] \right\}.$$

Dabei sind

$$\Delta_{A-k_0}(x) = x^{A-k_0+1} + \sum_{i=1}^{A-k_0} \beta_i x^i \quad \text{und}$$

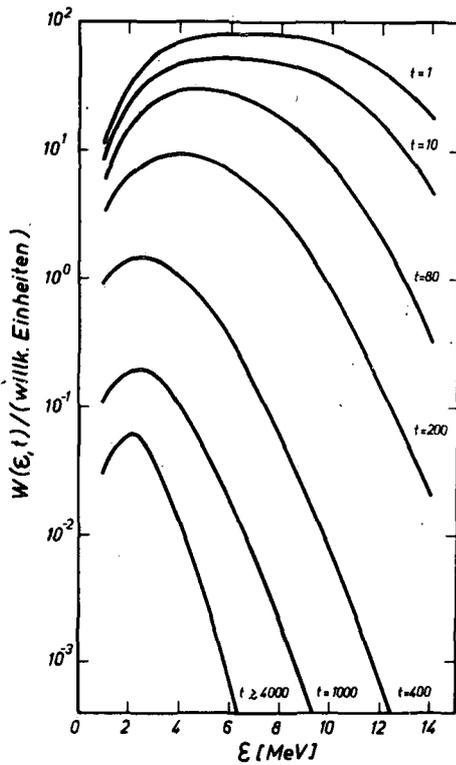
$$D_{A-k_0-l}(x) = x^{A-k_0+1-l} + \sum_{i=0}^{A-k_0-l} \alpha_i^{A-k_0-l} x^i$$

Polynome, für deren Koeffizienten α_i , β_i Rekursionsbeziehungen abgeleitet werden können. Die Nullstellen des Polynoms $\Delta_{A-k_0}(x)$ sind die Werte x_k . Es wurde gezeigt, daß $\text{Re } x_k > 0$ mit Ausnahme von $x_0 = 0$. Alle Wurzeln sind einfach.

Der zeitunabhängige Summand, welcher der Nullstelle $x_0 = 0$ entspricht, ergibt genau den Weisskopfschen Ausdruck für die Emissionswahrscheinlichkeit aus dem Gleichgewichtszustand. Der zweite Summand geht für große t gegen Null. Bestimmend für diesen Summanden sind die Nullstellen mit dem kleinsten Realteil. Es wurde gezeigt, daß eine Vernachlässigung der Glieder mit dem größeren Realteil von x_k einer Einschränkung der oberen Summationsgrenze entspricht.

Eine Rechnung wurde für die Reaktion $^{197}\text{Au}(p, n)$, $E_p = 14$ MeV durchgeführt. Für $W(\epsilon, t)$ erhält man ähnliche Kurven wie durch eine aufwendigere numerische Integration des Gleichungssystems (Abb. 1). Das Compoundsystem kommt in etwa 4000 Zeiteinheiten zum Gleichgewicht, wenn man als Kriterium für die Einstellung des Gleichgewichts eine Abweichung von 5 % vom Weisskopfschen Wert annimmt.

¹⁾ Diplomarbeit, angefertigt an der Jerewaner Staatsuniversität, Lehrstuhl für Theoretische Physik



L i t e r a t u r

- [1] Cline, C.K. and M. Blann, Nucl. Phys. A172 (1971) 225;
Ribansky, I. et al., Nucl. Phys. A205 (1973) 545
- [2] Dostrovsky, J. et al., Phys. Rev. 111 (1958) 1659

Abb. 1

Augenblickliche Neutronenemissionswahrscheinlichkeit aus dem Compoundkern ^{198}Hg bei einer Anregungsenergie $E = 22$ MeV in Abhängigkeit von der Kanalenergie (Bindungsenergie $B = 8$ MeV, Einteilchenzustandsdichte $g = 10 \text{ MeV}^{-1}$, inverser Wirkungsquerschnitt nach [2]).

4. ANWENDUNG KERNPHYSIKALISCHER METHODEN

Der Umfang der Untersuchungen, die mit Hilfe kernphysikalischer Methoden zu festkörperphysikalischen Problemen durchgeführt wurden, hat sich im Berichtszeitraum gegenüber dem letzten Berichtsabschnitt beträchtlich erweitert. Die folgenden Kurzberichte enthalten Ergebnisse, die im ZfK Rossendorf, der FSU Jena, der BA Freiberg, der KMU Leipzig und der TU Dresden erzielt worden sind.

Mit Hilfe gestörter Winkelkorrelationen wurden an einer Reihe von Metallegierungen Quadrupolwechselwirkungen und deren Abhängigkeit von der Temperatur, vom prozentualen Anteil der Komponenten und von Verunreinigungen bestimmt sowie erste Messungen zur Überprüfung des Einflusses von Phasenübergängen auf den zeitabhängigen Anisotropiekoeffizienten durchgeführt.

Weitere Ergebnisse zur Anregung von Röntgenstrahlung in Si mit Protonen von 2 bis 8 MeV und an biologischen Substanzen mit Müonen am Synchrozyklotron im VIK Dubna werden mitgeteilt.

Rückstremessungen, unter Ausnutzung des Kanalisierungs- und Schatteneffekts, sind zur Bestimmung von Eigenschaften metallischer Einkristalle, halbleitender Verbindungen und isolierender Schichten sowie zur Untersuchung von Strahlenschäden implantierter Silizium-Einkristalle eingesetzt worden. Über die Art und das Verhalten von Strahlenschäden in Abhängigkeit von Implantationsdosis, Ionenart, Implantations- und Ausheiltemperatur konnten in Verbindung mit anderen Meßmethoden bestehende Vorstellungen erweitert werden.

Die Arbeiten zur Ionenimplantation erstreckten sich von Messungen der Implantationsprofile, Bestimmung der Lage von pn-Übergängen mit der Rasterelektronenmikroskopie, Untersuchung von Strahlenschäden, röntgentopografische Untersuchungen, Fragen der Rückstoßimplantation und anderen Messungen bis zur elektrischen und optischen Untersuchung implantierter Strukturen in Silizium.

K. Hohmuth

4.1. BERECHNUNG DER AXIALEN DEKANALISIERUNG

U. Finger, K. Gärtner und K. Hehl

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die tiefenabhängige Ausbeute an rückgestreuten Ionen berechnet sich mittels der querenergieabhängigen Trefferwahrscheinlichkeit $\overline{\mathbb{T}}_{in}(E_{\perp})$ aus der Verteilung der Querenergien in der entsprechenden Tiefe t zu

$$\chi(t) = \int_0^{\infty} g(E_{\perp}, t) \overline{\mathbb{T}}_{in}(E_{\perp}) dE_{\perp} .$$

Für kleine Querenergieänderungen beim Einzelstoß kann nach Lindhard [1] und Bonderup et al. [2] die tiefenabhängige Verteilung der Querenergien $g(E_{\perp}, t)$ durch eine Diffusionsgleichung mit der Diffusionsfunktion $D(E_{\perp})$ beschrieben werden. Die Diffusionsfunktion setzt sich im ungestörten Kristall additiv aus den Beiträgen durch Vielfachstreuung an den Elektronen und den thermisch ausgelagerten Gitteratomen zusammen.

Berücksichtigt man beim nuklearen Anteil neben der 1. Näherung, die nur Terme proportional zur mittleren quadratischen Auslenkung S_1^2 enthält, auch die Terme mit S_1^4 (2. Näherung), so ergibt sich eine beträchtliche Anhebung der Diffusionsfunktion im Bereich mittlerer und großer Querenergien, bei denen der nukleare Anteil dominierend ist. Die Diffusion und die Minimalausbeute wachsen dadurch an, insbesondere für große Tiefen (mehrere μm).

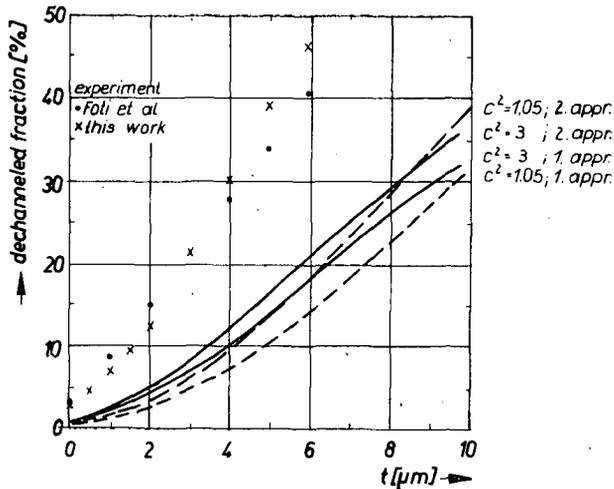


Abb. 1

Berechnete und gemessene Minimalausbeute $\chi(t)$ für achsenparallelen Einschuß von 1.4 MeV H^+ in Si $\langle 111 \rangle$ bei Raumtemperatur [4]

Die Verringerung der Konstante c^2 im Lindhard-Potential [1] von 3 auf 1.05 entspricht bei der vorliegenden Projektil-Target-Kombination einem Angleich an das Potential [3] und beeinflusst das Ergebnis, besonders in 2. Näherung, nicht stark. Dies ist damit zu erklären, daß die Zunahme des nuklearen Anteils mit Verringerung von c^2 durch die damit gleichfalls bedingte Veränderung der Anfangsverteilung $g(E_{\perp}, 0)$ kompensiert wird.

Die verbleibende Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ist darauf zurückzuführen, daß die Elektronendichte in Kanalmitte und somit die Diffusionsfunktion für kleine Querenergien bei Vernachlässigung der Überlappung der Atomketten unterschätzt werden.

Die verbleibende Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ist darauf zurückzuführen, daß die Elektronendichte in Kanalmitte und somit die Diffusionsfunktion für kleine Querenergien bei Vernachlässigung der Überlappung der Atomketten unterschätzt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Lindhard, J., Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-fys. Medd. 34 (1965) No. 14
- [2] Bonderup, E. et al., rad. eff. 12 (1972) 261
- [3] Gärtner, K. et al., phys. stat. sol. 62 (1974) 1
- [4] Foti, G. et al., Phys. Rev. B3 (1971) 2129

4.2. DIE MESSUNG MÜONISCHER RÖNTGENSPEKTREN LEBENDER OBJEKTE

R. Arlt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

V.S. Evseev, H. Haupt, H.-G. Ortlepp und B.M. Sabirov

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

B.S. Fedorenko, J.A. Krasovin und N.J. Ryshov

Institut für medizinisch-biologische Probleme Moskau

Müonische Röntgenspektrometrie stellt neben der Neutronenaktivierungsanalyse eine weitere Möglichkeit zur in-vivo-Bestimmung des Gehalts verschiedener chemischer Elemente in Organismen dar [1],[2]. Im Rahmen eines Programms zur Untersuchung chemischer und festkörperphysikalischer Effekte am Müonenstrahl wurden im VIK Dubna erstmalig derartige Experimente durchgeführt. Während dreier

Bestrahlungen von je etwa 10 h wurden müonische Röntgenstrahlenspektren mit einer lebenden Ratte als Target aufgenommen. Die Ratte als Versuchstier wurde gewählt, weil ihre Größe etwa den Strahlabmessungen des Müonenstrahles entspricht. Außerdem stand ein Tier zur Verfügung, das im künstlichen Erdsatelliten Kosmos 605 für eine Dauer von 22 Tagen der Schwerelosigkeit ausgesetzt war. In früheren medizinischen Arbeiten [3],[4] wurden Hinweise gefunden, daß sich der Gehalt chemischer Elemente, vor allem des Kalziums der Knochen, infolge Schwerelosigkeit ändern könnte.

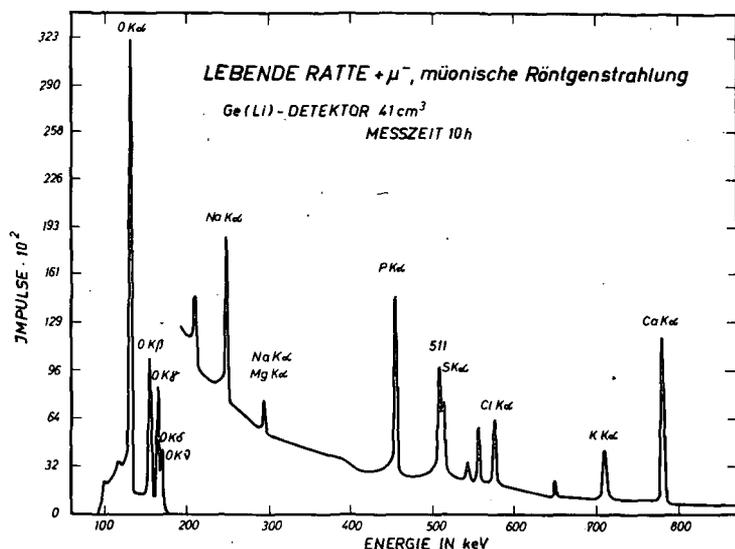


Abb. 1
Müonisches Röntgenstrahlenspektrum einer lebenden Ratte

Die charakteristische müonische Röntgenstrahlung der Elemente Sauerstoff, Natrium, Magnesium, Phosphor, Chlor, Kalium, Kalzium und Schwefel ist deutlich zu erkennen. Eine genauere Analyse der Daten kann erst nach weiteren Experimenten erfolgen.

L i t e r a t u r

- [1] Zinov, V.G. et al., Preprint P14-6407, Dubna, 1972
- [2] Daniel, H., Nucl. Med. 8 (1969) 311
- [3] Volshin, A.I. et al., Kosmiceskaya Biologia i Medicina 6 (1972) 10
- [4] Krasnykh, I.G. et al., Kosmiceskaya Biologia i Aviakosmiceskaya Medicina 8 (1974) 68
- [5] Kim, Y.N., Mesic atoms and nuclear structure, North-Holland Publ., Amsterdam 1971

4.3. DIE ELEKTRISCHE QUADRUPOLEWECHSELWIRKUNG IN ZrHf- UND TiHf-LEGIERUNGEN MIT NIEDRIGEM Hf-GEHALT

S. Unterricker und J. Hausbrand
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Diese PAC-Untersuchungen hatten zum Ziel, die Temperaturabhängigkeit der Quadrupolwechselwirkung in Zr und Ti mit dem Sondenkern ^{181}Ta zu bestimmen, den

Die Experimente wurden am Strahl negativer Müonen des 680 MeV-Synchrozyklotrons des VIK Dubna durchgeführt. Der Meßaufbau entspricht der üblichen Teleskop-Target-Detektor-Anordnung [5]. Die Messungen erfolgten mit einem 41 cm^3 -Ge(Li)-Detektor in Koinzidenz mit dem Stop-Signal des Teleskops (Energieauflösung 2.4 keV bei 1.33 MeV; Koinzidenzauflösungszeit 15 ns) online mit dem Kleinrechner HP 2116 C. Im Rechner wurden Effekt-Untergrund- und Eichereignisse getrennt. Abb. 1 zeigt ein Spektrum.

Einfluß des Hf-Gehaltes auf die Quadrupolwechselwirkung in Zr und Ti zu untersuchen und Aussagen über die Präparationsmethode "Aktivierung der fertigen Legierung" zu gewinnen. Legierungen aus Zr (Reinheit 99.9 %) mit 1.0 At.% Hf und Ti (Reinheit 99.7 %) mit 0.5 At.% Hf wurden im Elektronenstrahl-Ofen erschmolzen und 12 Tage bei 1030 °C homogenisiert. Die Homogenität wurde mit der Mikrosonde nachgewiesen. Anschließend erfolgte eine Reaktorbestrahlung. Dabei entstand der Sondenmutterkern ^{181}Hf . Andere Aktivitäten beeinflussen die Messungen nur geringfügig. Abb. 1 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Wechselwirkungsfrequenz

$\omega_1 = \frac{3}{20} \frac{Q \cdot V_{zz} \cdot e}{\hbar}$ (V_{zz} = Feldgradient am Ort des Sondenkerns ^{181}Ta) für Ti und Zr sowie zum Vergleich für Hf [1]. Der zeitabhängige Anisotropiekoeffizient $A_2 G_2(t)$ besitzt für Zr nahezu den Verlauf für eine axialsymmetrische Wechselwirkung beim Spin 5/2. Für Ti tritt eine Verschmierung durch eine Frequenzverteilung auf.

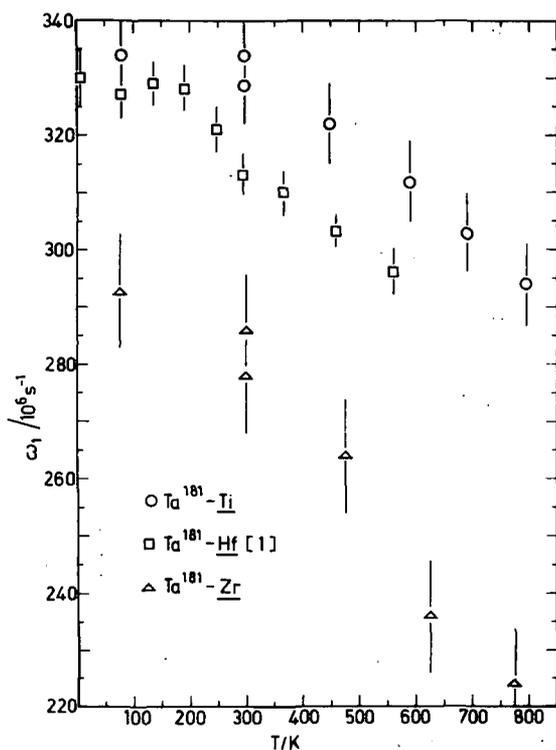


Abb. 1

Temperaturabhängigkeit der Quadrupolwechselwirkungsfrequenz in Ti, Hf [1] und Zr

nahezu axialsymmetrische Wechselwirkung ohne Frequenzverteilung. Im Ti hingegen bewirken schon die 0.5 At.% Hf und wahrscheinlich auch die 0.3 At.% weiterer Verunreinigungen eine beträchtliche Frequenzverteilung.

Ti, Zr und Hf gehören zur Gruppe IV b des Periodensystems. Sie kristallisieren in der hcp-Struktur mit nahezu gleichem Achsenverhältnis c/a . Dabei sind Zr und Hf besonders ähnlich. Für Ti, Zr und Hf lassen sich bei Raumtemperatur die Gitterbeiträge $q_{\text{latt}} = 0.0081 \text{ \AA}^{-3}$, 0.0055 \AA^{-3} und 0.0066 \AA^{-3} zum elektrischen Feldgradienten berechnen. Die entsprechenden Wechselwirkungsfrequenzen wurden zu $(332 \pm 7) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, $(286 \pm 10) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ und $(313 \pm 4) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ [1] gemessen. Damit ist der Verstärkungsfaktor durch den Leitfähigkeits-Elektronenbeitrag in allen drei Fällen nahezu gleich. Die Temperaturabhängigkeit ist beim Zr ausgeprägter als beim Ti, aber für Zr und Hf nahezu gleich. Der qualitative Verlauf ist so wie bei vielen anderen Metallen [2]. Bei Hf bewirkt der Gehalt an Zr eine von Null verschiedene axiale Asymmetrie und eine Frequenzverschmierung [3]. Das ist umgekehrt auch für den Hf-Gehalt im Zr zu erwarten. Gemessen wurde jedoch eine

L i t e r a t u r

- [1] Lieder, R.M. et al., in: Hyperfine Interactions in Excited Nuclei, Gordon and Breach, New York 1971, p. 449
- [2] Unterricker, S., Dissertation, BA Freiberg 1974
- [3] Berthier, J. et al., in [1], p. 439

4.4. DIE TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DES ELEKTRISCHEN FELDGRADIENTEN (EFG) IN METALLEN - DER GITTERSCHWINGUNGSEINFLUSS

S. Unterricker

Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Der EFG in Metallen nimmt mit steigender Temperatur ab. Dieser Abfall erfolgt bei tiefen Temperaturen langsam und bei höheren schneller und annähernd linear ([1] und Abb. 1b). Die mit der Temperaturerhöhung verbundene Gitteraufweitung kann diese Abhängigkeit nicht erklären. So nimmt der Gitterionenbeitrag q_{latt} bei Cd mit T zu, wenn man nur die Gitterkonstantenänderung berücksichtigt (Abb. 1a).

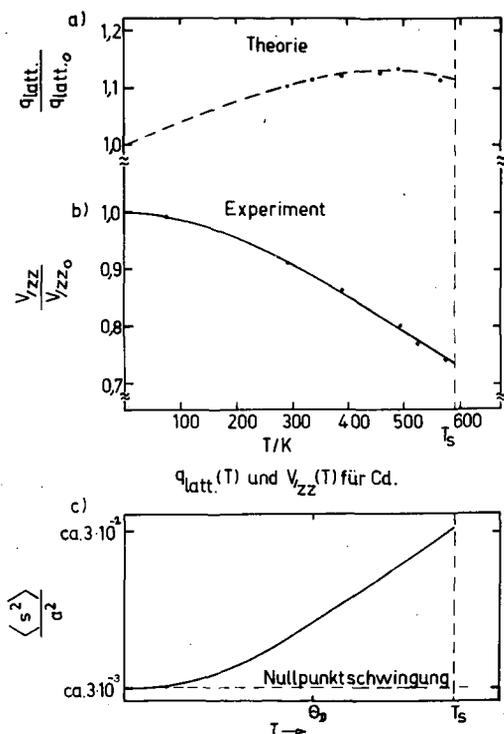


Abb. 1

Temperaturabhängigkeit des Feldgradienten und des Gitterschwingungsamplitudenquadrates

wurden einige Näherungen benutzt (u.a. $c/a \approx 1$ und Isotropie der Schwingungsamplituden). Sie trifft deshalb modellmäßig für tetragonal raumzentrierte Gitter mit $c/a \approx 1$ und hcp-Strukturen mit $c/a \approx 1.633$ zu. $\langle s^2 \rangle / a^2$ ist das mittlere relative Schwingungsamplitudenquadrat. Seine Temperaturabhängigkeit zeigt Abb. 1c. Der Übergang in das lineare Gebiet ist durch die Debye-Temperatur Θ_D gegeben. Für $\langle \tilde{q}_{zz} \rangle$ ergibt sich deshalb unabhängig von $c/a > 1$ oder < 1 eine Abnahme mit T, die den Verlauf von Abb. 1a hat. Die gesamte Änderung bis zum Schmelzpunkt wird für viele Metalle gleich sein (Grüneisensche Regel).

Die Temperaturabhängigkeit des EFG wird aber auch durch die Änderung der Leitfähigkeitselektronenstruktur und die mit der Temperatur zunehmenden Gitterschwingungsamplituden bestimmt. Dabei kann man annehmen, daß der Leitfähigkeitselektronenbeitrag weitgehend proportional zum Beitrag der Gitterionen q_{latt} ist.

An Hand des folgenden einfachen Modells wurde der Gitterschwingungseinfluß berücksichtigt: Im Zentrum einer Zelle, die aus den acht nächsten Nachbarn eines tetragonal raumzentrierten Gitters besteht (Achsen a und c), sitzt der Sondenkern. Der EFG am Sondenkernort ist für das statische Gitter $q_{zz} = 16(c-a)/(c^2+a^2)^{5/2}$. Die Gitterschwingungen werden durch zeitlich veränderliche momentane Auslenkungsvektoren $\vec{S}(t)$ eingeführt. Dadurch entsteht der zeitabhängige EFG \tilde{q}_{zz} . Wegen der außerordentlich hohen Schwingungsfrequenzen (10^{14} s^{-1}) wird nur der Mittelwert

$\langle \tilde{q}_{zz} \rangle = q_{zz} (1 - 40 \langle s^2 \rangle / (9a^2))$ [1] beobachtet. Bei der Herleitung dieser Beziehung

L i t e r a t u r

[1] Unterricker, S., Dissertation, Bergakademie Freiberg 1974

[2] Leibfried, G., in: Handbuch der Physik, Bd. VII/1, Springer 1955, S. 263

4.5. DIE ELEKTRISCHE QUADRUPOLOWECHSELWIRKUNG IN CdMg-LEGIERUNGEN

S. Unterricker und J. Hausbrand

Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Mit gestörten Winkelkorrelationen wurden CdMg-Legierungen untersucht, um Aussagen über die axiale Asymmetrie η des elektrischen Feldgradienten (EFG) und die Frequenzverteilung δ , die Abhängigkeit der Wechselwirkungsfrequenz vom c/a-Verhältnis, die Temperaturabhängigkeit des EFG für die Legierung $\text{Cd}_{0.90}\text{Mg}_{0.10}$ und das Verhalten der Legierungen gegenüber Verunreinigungen zu bekommen. Die Legierungen $\text{Cd}_{0.99}\text{Mg}_{0.01}$ wurden mit 6 MeV Protonen beschossen. Dabei entstand der Sondenmutterkern ^{111}In . Bei Raumtemperatur wurden folgende Wechselwirkungsfrequenzen gemessen:

	$^{111}\text{Cd}-\text{Cd}$	$^{111}\text{Cd}-\text{Cd}_{0.99}\text{Mg}_{0.01}$	$^{111}\text{Cd}-\text{Cd}_{0.90}\text{Mg}_{0.10}$
$\omega_1/10^6 \text{ s}^{-1}$	116 ± 3	113 ± 3	97 ± 3

Der zeitabhängige Anisotropiekoeffizient $A_2 G_2(t)$ zeigt für die Legierung mit 1 At.% Mg (Abb. 1) außer dem etwas kleineren ω_1 keine Abweichungen vom reinen Cd. Bei der Legierung mit 10 At.% Mg (Abb. 1) tritt zwar eine deutliche Periodizität auf, η und δ sind hier aber von Null verschieden. In der Nähe des Schmelzpunktes werden η und δ kleiner. Die Abnahme des EFG mit der Temperatur (Abb. 2) ist stärker als beim Cd.

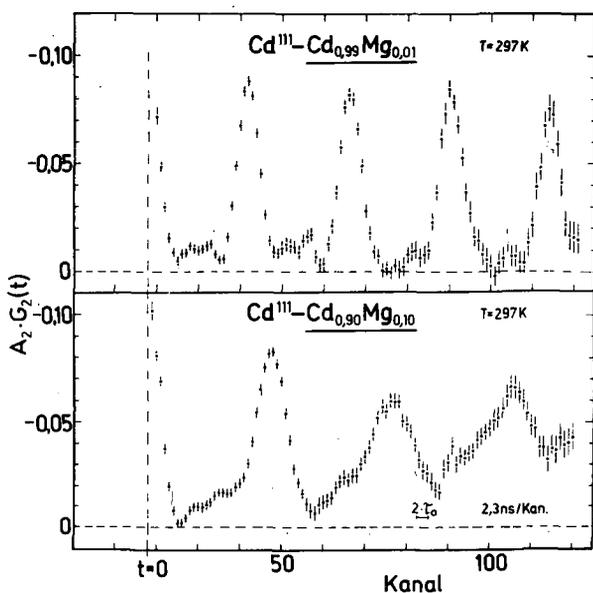


Abb. 1
Zeitabhängiger Anisotropiekoeffizient für zwei CdMg-Legierungen

Bei der Legierung mit 10 At.% Mg (Abb. 1) tritt zwar eine deutliche Periodizität auf, η und δ sind hier aber von Null verschieden. In der Nähe des Schmelzpunktes werden η und δ kleiner. Die Abnahme des EFG mit der Temperatur (Abb. 2) ist stärker als beim Cd.

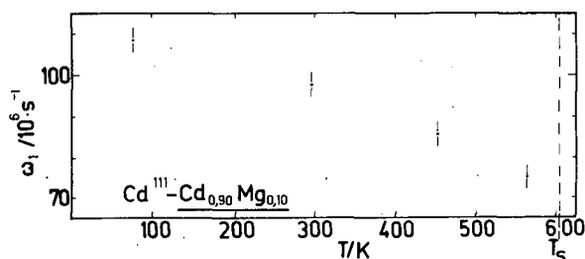


Abb. 2
Temperaturabhängigkeit der Quadrupolwechselwirkungsfrequenz für die CdMg-Legierung mit 10 At.% Mg

Das Legierungssystem CdMg bildet in dem untersuchten Bereich ungeordnete hexagonale Mischkristalle, wobei das c/a-Verhältnis mit steigender Mg-Konzentration abnimmt. Während bei 1 At.% Mg die Störung der Sondenkernumgebungen (außer dem etwas kleineren ω_1) nicht nachweisbar ist, bleibt sie bei 10 At.% für eine ungeordnete Legierung noch erstaunlich gering. Das kann nur verstanden werden, wenn man annimmt, daß die Cd- und Mg-Ionen nahezu die gleichen effektiven Ladungen besitzen und daß auch die Leitfähigkeitselektronenstruktur durch das Mg nur wenig gestört wird. Damit hängt auch zusammen, daß der EFG sich nahezu proportional zum Gitterbeitrag (mit gleichen effektiven Ladungen für Cd und Mg)

ändert. Der Abfall des EFG mit der Mg-Konzentration wird dann durch das sinkende c/a-Verhältnis verursacht. Verunreinigungsatome (besonders Sauerstoff) spielen bei den untersuchten Wechselwirkungen, im Gegensatz zu reinem Cd [1], keine Rolle, da sie von einem Teil der vielen Mg-Atome gebunden werden.

L i t e r a t u r

[1] Andreeff, A. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 164

4.6. UNTERSUCHUNG DES ÜBERGANGSMETALLOXIDES VO₂ MIT GESTÖRTEN WINKELKORRELATIONEN

A. Andreeff ¹⁾, K. Lehnert und S. Unterricker
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

An Hand der Gitterumwandlung und der zu erwartenden elektronischen Änderungen wird der Mott-Übergang im VO₂ mit gestörten Winkelkorrelationen untersucht. Dieser äußert sich in einem sprunghaften Abfall des elektrischen Widerstandes zwischen 70 und 80 °C.

HfO₂ wurde in einer V₂O₅-Schmelze gelöst und anschließend mit V₂O₃ gesintert. Dadurch sollte sich der Mischkristall V_(1-x)Hf_xO₂ mit x < 0.05 bilden, bei dem an Stelle einiger V-Atome Hf-Atome sitzen. Die Aktivierung erfolgte mit Reaktorneutronen. Dabei entstand der Sondenmutterkern ¹⁸¹Hf.

Abb. 1 zeigt die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes für eine Probe mit 2 At.% Hf. Der Sprung tritt hier bei (72 ± 2) °C auf. Der kleine Sprung bei (42 ± 2) °C kann auf eine weitere Phasenumwandlung zurückgeführt werden. Diese wurde bei VO₂-Proben, die mit Ti, Cr oder Nb dotiert waren, ebenfalls beobachtet [1],[2]. Eine Suszeptibilitätsmessung [3] an dieser Probe spricht für die Bildung eines Mischkristalles.

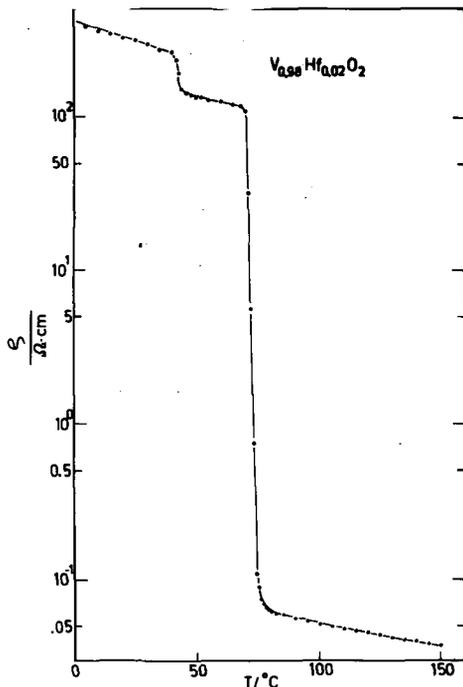


Abb. 1
Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes einer dotierten VO₂-Probe (halblogarithmisch)

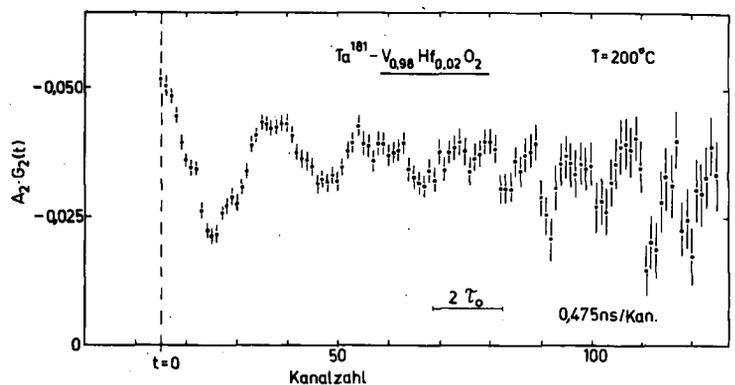


Abb. 2
Zeitabhängiger Anisotropiekoeffizient für die Probe auf Abb. 1

¹⁾ TU Dresden, Sektion Physik

Abb. 2 zeigt den zeitabhängigen Anisotropiekoeffizienten $A_2G_2(t)$. Die Messung wurde oberhalb des Umwandlungspunktes durchgeführt. Die Strukturen unterscheiden sich aber nicht von denen bei Raumtemperatur, und die Wechselwirkungsfrequenz stimmt auch mit der im reinen HfO_2 überein. Der Verlauf der Meßpunkte läßt auf eine Frequenzverteilung schließen. Es wird angenommen, daß die Sondenkerne ^{181}Ta in kleinen HfO_2 -Gebieten sitzen, die sich nicht röntgenografisch nachweisen lassen.

L i t é r a t u r

- [1] Chase, L.L., Phys. Lett. 46A (1973) 215
 [2] Rao, C.N.R. et al., Ind. J. Pure Appl. Phys. 11 (1973) 368
 [3] Brückner, W., ZFW Dresden, private Mitteilung

4.7. RÖNTGENOGRAFISCHE UNTERSUCHUNGEN AN γ -BESTRAHLTEN EISEN-CHROM-NICKEL-STÄHLEN

H. Schützler

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

E. Beise

Staatliches Amt für Atomsicherheit und Strahlenschutz, Hauptabteilung
 Strahlenschutzmedizin

Röntgenografische Untersuchungen an Kapselmaterialien von Kobalt-60-Quellen können ergänzend zu weiteren Untersuchungsverfahren Aufschluß darüber geben, wie sich die Strahlenbelastung der Kapseln in ihren strukturellen Veränderungen zeigt, um Aussagen über die Standzeit von Strahlungsquellen gewinnen zu können.

Ausschließlich Böden hochaktiver Strahlungsquellen der Zusammensetzung X8CrNiTi 18.10 (TGL 7143, entsprechend GOST 5632: OX 18N10T) wurden in Abhängigkeit von der absorbierten Dosis untersucht. Die Ermittlung des Gitterparameters

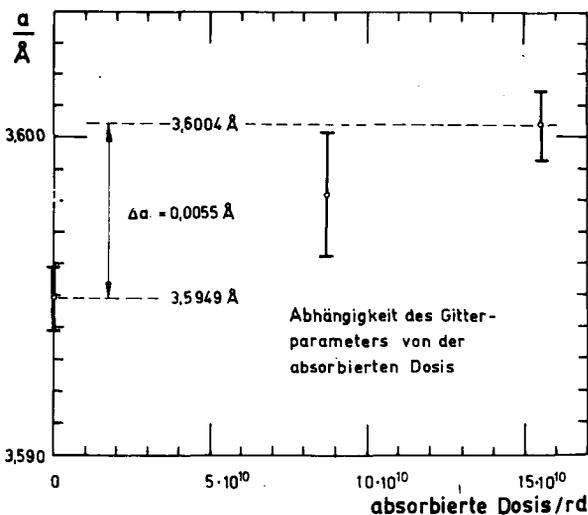


Abb. 1

Abhängigkeit des Gitterparameters a von der absorbierten γ -Dosis

ters a der in allen Proben vorliegenden γ -Phase erfolgte durch die Lagebestimmung der (311)- und (222)-Reflexmaxima mit Hilfe eines Röntgengoniometers. Die von der absorbierten Dosis abhängigen Werte sind in der grafischen Darstellung als Bereiche eingetragen, die jeweils den experimentell bestimmten Gitterparametern einer repräsentativen Anzahl von Proben entsprechen. Im untersuchten Gebiet zeigt sich der Zusammenhang zwischen Gitterparameter und absorbierten Dosis als nahezu linear, wobei sich ein Übergang zu einem Sättigungswert andeutet. Dieser Kurvenverlauf stimmt qualitativ mit dem von Malinenko [1] an Kupfer gefundenen überein. Weiterhin läßt sich aus der

absoluten Gitterparameteränderung Δa abschätzen, daß die durch $1.55 \cdot 10^{11}$ rd verursachte Gitterschädigung eine innere Spannung von etwa 30 kp/mm^2 hervorruft. Da diese Spannung etwa halb so groß wie die maximale Zugfestigkeit dieses Stahls bei Raumtemperatur ist, kann sie zu makroskopischen Schädigungen führen, wie sie in Form von Spannungsrissen häufig beobachtet werden konnten. Der Einfluß der Strahlenschädigung durch schnelle Neutronen auf die Spannungsrißkorrosion von Fe-Cr-Ni-Stählen ist bereits von Schreiber [2] untersucht worden.

Die röntgenografischen Untersuchungen erbrachten weiterhin, daß die γ -Bestrahlung Phasenumwandlungen bewirkt. Konnte bei unbestrahlten Proben nur ein geringer Anteil der α -Phase beobachtet werden, so ließ sich bei einer absorbierten Dosis von 10^{11} rd ein beachtlicher Teil nachweisen. Wegen der zu geringen Anzahl verfügbarer Proben, die zusätzlich unterschiedlich lange Zeit nach der γ -Bestrahlung lagerten konnte kein offensichtlicher qualitativer Zusammenhang zwischen den Phasenanteilen und der absorbierten Dosis gefunden werden.

L i t e r a t u r

- [1] Malinenko, I.A. und O.N. Shvyrin, Fiz. Metal. Metalloved. 26 (1968) 184
 [2] Schreiber, F. und H.-J. Engell, Werkstoffe und Korrosion 23 (1972) 4, 255

4.8. SCHATTENEFFEKT-UNTERSUCHUNGEN AN Fe_3O_4 -EINKRISTALLEN

L. Bauriegel, R. Flaggmeyer und G. Otto

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Mit Protonen der Energie von 1 MeV wurde der Schatteneffekt an Fe_3O_4 -Einkristallen bei Raumtemperatur untersucht. Abgetastet wurde die Winkelverteilung der Rückstreuprotone um die $\langle 100 \rangle$ -, $\langle 110 \rangle$ -, $\langle 111 \rangle$ -Richtungen des Magnetit-Einkristalls. Der Oberflächenbarrierendetektor war im Abstand von 280 mm von der Kristalloberfläche beim Streuwinkel von 120° angeordnet und registrierte bei einer Energieauflösung von 24 keV die Streuprotone in einem Öffnungswinkel von 0.16° . In jedem Meßpunkt wurde das Protonenspektrum aufgenommen. Ausgewertet

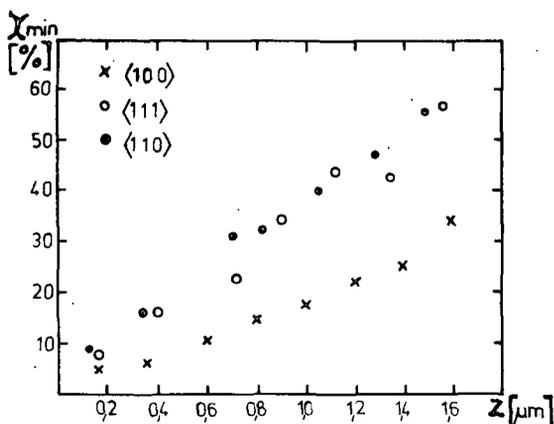


Abb. 1

Normierte Minimausbeute der Protonenschatten um die $\langle 100 \rangle$ -, $\langle 110 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -Richtungen eines einkristallinen Magnetit-Targets als Funktion der Streutiefe

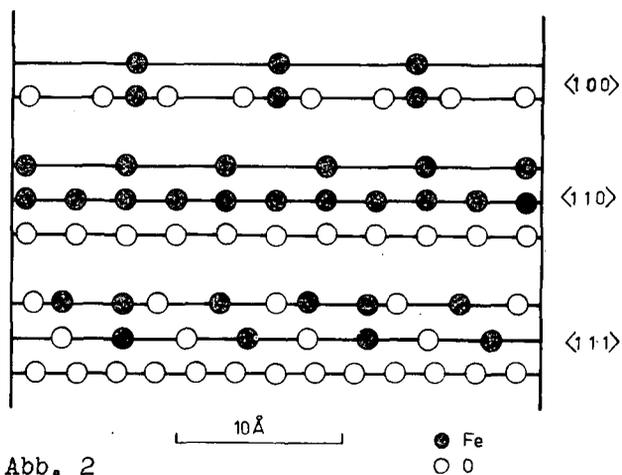


Abb. 2

Die Kettentypen der drei Hauptrichtungen eines Magnetit-Einkristalls

wurde jeweils die Halbwertsbreite und die Minimausbeute der Schattenkurven.

Abb. 1 zeigt die normierten Minimumwerte (χ_{\min}) der Protonenintensität für die drei Hauptrichtungen des verwendeten Kristalls in Abhängigkeit von der Tiefe der Streuzentren im Kristall. Für die $\langle 110 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -Richtungen sind die Minimausbeuten größer als für die $\langle 100 \rangle$ -Richtung. Bei der Spinellstruktur des Magnetits zeichnen sich die $\langle 110 \rangle$ - und $\langle 111 \rangle$ -Richtungen dadurch aus, daß in ihnen reine Sauerstoff-Atomketten liegen (Abb. 2). Diese wirken mit ihrer kleineren Kernladung als Mehrfachstreuzentren und verursachen die größere Deblockierungsrate [1],[2].

Die Fe_3O_4 -Kristalle wurden uns von der Arbeitsgruppe Magnetische Halbleiter unserer Sektion zur Verfügung gestellt.

L i t e r a t u r

- [1] Abel, F. et al., Rad. Eff. 12 (1972) 35
 [2] Eriksson, L. and J.A. Davies, Ark. Fys. 39 (1969) 439

4.9. (p, α)-REAKTION AM EINKRISTALLINEN Al-TARGET

H.J. Treffkorn, G. Otto und V. Geist
 Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Zum Studium von (p, α)-Reaktionen werden verstärkt Festkörperspurdetektoren eingesetzt, da sie unabhängig von einem großen Protonenuntergrund mit hoher Empfindlichkeit Winkelverteilungen der Reaktionsteilchen mit extrem kleiner Winkelauflösung aufzunehmen gestatten. Besonders bewährt haben sich derartige großflächige Detektoren zur Aufnahme von Alphanogrammen, d.h. der Messung von Intensitäten der emittierten α -Teilchen um Achs- und Ebenenrichtungen des einkristallinen Targets.

Diesen Schatteneffekt untersuchten wir in der $^{27}\text{Al}(p, \alpha)^{24}\text{Mg}$ -Reaktion bei der Resonanzenergie $E_p = 1183$ keV mit ausgewählten Celluloseazetatfolien als α -Detektor. Zum eindeutigen Nachweis der α -Spuren wurden die optimalen Ätzbedingungen bestimmt: 300 g KOH + 10 g KMnO_4 pro 1 l Lösung, $T = (60 + 0.5)^\circ\text{C}$, Ätzdauer ca. 200 min.

Um den störenden Einfluß nichtkristalliner Oberflächenschichten möglichst klein zu halten, wurden die Al-Kristalle nach unterschiedlichen Poliermethoden bearbeitet. Die besten Protonogramme ergab elektrolytisches Polieren mit Perchlorsäure.

Ausgewertet wurde die α -Verteilung um die $\langle 110 \rangle$ -Richtung des Al-Targets, die der einfallende Protonenstrahl (Durchmesser: 0.5 mm, Strahldivergenz: ca. 0.25° , Intensität: 100 nA) unter einem Winkel $\Theta = 160^\circ$ traf. Bei einer Ladungsmenge von 2.5 mC und einem Abstand des Detektors von 10 cm zum Kristall konnten im Random-Bereich auf dem Alphanogramm pro

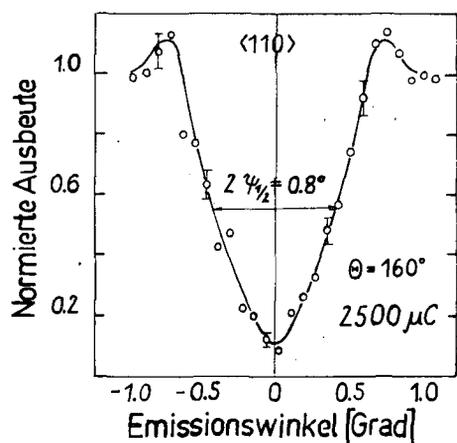


Abb. 1
 Winkelverteilung der α -Teilchen um die $\langle 110 \rangle$ -Richtung des einkristallinen Al-Targets

(145 x 145) μm^2 Gesichtsfeld ca. 65 α -Spuren ausgezählt werden. Die halbe Halbwertsbreite des Schattens entspricht mit $\Psi_{1/2} = 0.4^\circ$ dem nach [1] zu erwartenden Wert, wenn der Barrett-Faktor mit $\alpha_B(\text{Al}) = 0.78$ und die Tiefe und Auslenkung des α -emittierenden ^{28}Si -Compoundkernes berücksichtigt werden. Der geringe Minimumwert weist auf eine hohe Güte des verwendeten Kristalls hin.

Die verwendeten Al-Kristalle wurden uns vom Zentralinstitut für Festkörperphysik und Werkstofforschung der AdW, Dresden, zur Verfügung gestellt.

L i t e r a t u r

[1] Barrett, J.H., Phys. Rev. B3 (1971) 1527

4.10. UNTERSUCHUNG DES SCHATTENEFFEKTES AN A^3-B^5 -VERBINDUNGEN

V. Geist, R. Flaggmeyer und G. Otto

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

An einigen binären und ternären A^3-B^5 -Halbleitereinkristallen wurde der Schatteneffekt vorwiegend bei Raumtemperatur mit Protonen der Energien $E = 0.5 \text{ MeV}$ und $E = 1 \text{ MeV}$ untersucht [1]. Bei einem Streuwinkel $\vartheta = 120^\circ$ und einem Detektorabstand von 280 mm wurde der jeweilige Schatten mit einer Energieauflösung der Nachweisordnung von etwa 26 keV abgetastet. Die experimentelle Anordnung ist in [2] beschrieben. Picraux et al. [3] berichteten über Kanalisierungsexperimente an binären A^3-B^5 -Einkristallen mit Heliumionen. Diese Messungen zeigten u.a., daß derartige Verbindungen ebenso ausgeprägte Kanalisierungseffekte aufweisen wie z.B. einkomponentige Si- oder Ge-Kristalle und daß bei Einführung gemittelter Kristallparameter eine ähnliche Übereinstimmung mit der Theorie erhalten wird. Entsprechende Ergebnisse sind wegen der Reversibilitätsregel gleichfalls für Schatteneffektmessungen zu erwarten. Allerdings erfordern derartige Messungen im Vergleich zu Kanalisierungsexperimenten wesentlich höhere Ladungsmengen pro Meßpunkt.

Deshalb war die Maximaldosis, bei der noch keine meßbare Veränderung der Schattenkurve auftritt, für die jeweiligen Kristalle experimentell zu bestimmen und in den Experimenten möglichst nicht zu überschreiten. Ausgewertet wurde die halbe Halbwertsbreite $\Psi_{1/2}$ und die normierte minimale Ausbeute χ der Schatten als Funktion der Streutiefe z im Target.

Die erhaltenen Ergebnisse sind in den Abb. 1 bis 3 dargestellt. Die durch Extrapolation gewonnenen Oberflächenwerte $\Psi_{1/2}(0)$ und $\chi(0)$ wurden mit

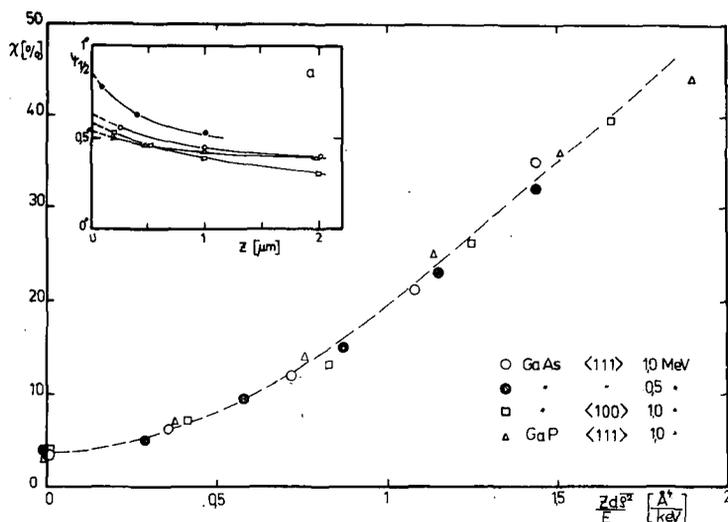


Abb. 1

Normierte Minimumausbeute χ als Funktion der reduzierten Streutiefe und $\Psi_{1/2}$ als Funktion der Streutiefe z (Abb. 1a) für einige Messungen an GaAs und GaP

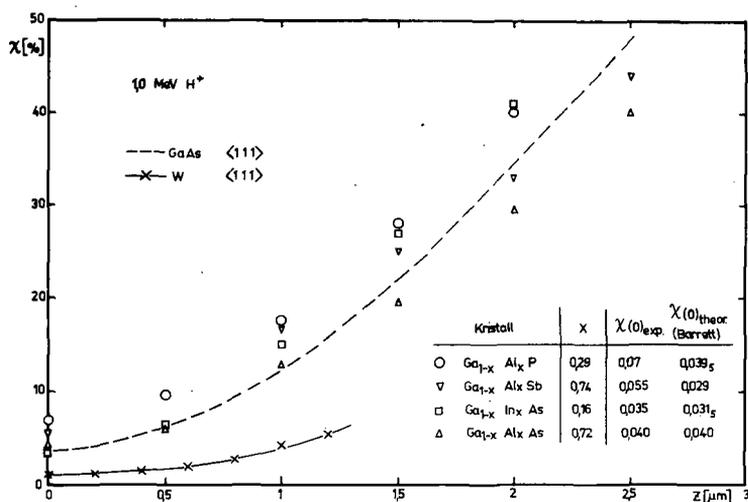
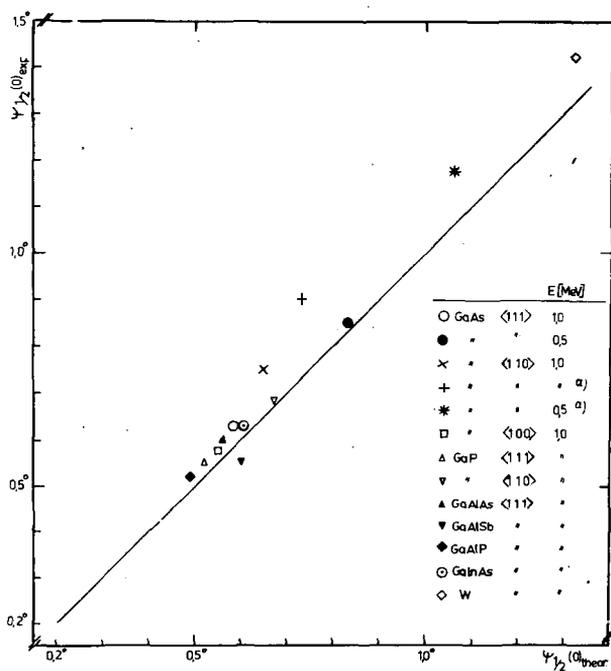


Abb. 2

$\chi(z)$ für den $\langle 111 \rangle$ -Schatten einiger ternärer Verbindungen im Vergleich mit GaAs und W und Darstellung der theoretischen und experimentellen $\chi(0)$ -Werte



den Rechnungen von Barrett [4] verglichen. Trotz der höheren Strahlenbelastung ist die Übereinstimmung vergleichbar mit der aus entsprechenden Kanalisierungsexperimenten. Die $\Psi_{1/2}(0)$ -Werte zeigen eine Abweichung von der theoretischen Geraden (Abb.3), wie sie auch bei Kanalisierungsexperimenten für den gleichen Wertebereich des Verhältnisses Gitterschwingungsamplitude zu Thomas-Fermi-Radius beobachtet wurde [5]. Die reduzierte Tiefenskala [6] eignet sich auch zur Darstellung der Deblockierungsrate (Abb. 1).

Die untersuchten ternären Verbindungen unterscheiden sich nicht wesentlich hinsichtlich ihrer Blockierungseigenschaften von den binären Verbindungen (Abb. 2). Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der Schatteneffekt durchaus zur Untersuchung von A^3-B^5 -Einkristallen eingesetzt werden kann.

Die ternären A^3-B^5 -Verbindungen wurden uns von Kollegen der intersektionellen Arbeitsgemeinschaft "A³-B⁵-Halbleiter" der KMU freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

Abb. 3

Vergleich der experimentellen $\Psi_{1/2}(0)$ -Werte mit theoretischen Werten nach Barrett [4] Mit a) gekennzeichnete Meßpunkte bei $T = -120^\circ\text{C}$ aufgenommen, sonst Raumtemperatur

L i t e r a t u r

[1] Geist, V. und R. Flaggmeyer, 6. Allunionstagung "Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit Einkristallen", Moskau 1974
 [2] Haan, G. et al., Exp. Techn. d. Phys. 20 (1972) 67
 [3] Picraux, S.F. et al., Phys. Rev. 180 (1969) 873
 [4] Barrett, J.H., Phys. Rev. B3 (1971) 1527
 [5] Andersen, J.U. and E. Laesgard, Radiation effects 12 (1972) 3
 [6] Foti, G. et al., Phys. Rev. B3 (1971) 2169

4.11. KONZENTRATIONSBESTIMMUNG AN A³-B⁵-HALBLEITEREINKRISTALLEN MITTELS PROTONENRÜCKSTREUUNG

R. Flaggmeyer und V. Geist

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Zur Bestimmung der Zusammensetzung ternärer Verbindungen A_{1-x}B_xC wurde die Rückstreu-Mikroanalyse eingesetzt. Ähnliche Untersuchungen wurden z.B. in [1] beschrieben. An einigen dieser Mischkristalle wurden ionometrische Experimente (Schatteneffekt) durchgeführt [2] (siehe Bericht 4.10.), für deren Auswertung die Kenntnis der atomaren Zusammensetzung Voraussetzung war.

Alle Proben wurden mit Protonen der Energie E = 1.5 MeV beschossen ($\vartheta_L = 150^\circ$, $\Delta E_{Det} = 24$ keV). Die Strahlstrommessung erfolgte indirekt über ein rotierendes Target.

Die x-Bestimmung wurde nach zwei Methoden durchgeführt:

1. Vergleich der Rückstreuerausbeuten an den für die einzelnen Elemente charakteristischen Stufen untereinander. Voraussetzung: Der Beitrag mindestens einer Komponente im Gesamtrückstreupektrum ist von denen der anderen Elemente deutlich zu trennen.
2. Vergleich der Ausbeute im Spektrum der ternären Verbindung mit der im Spektrum einer "benachbarten" binären Verbindung (x = 0 bzw. x = 1). Eine Trennung der Komponenten ist nicht erforderlich. Voraussetzung: Exakte Bestimmung der Ladungsmenge.

Die 1. Methode wurde bei der Analyse von GaAlAs, GaAlSb, GaAlP und GaInP, die 2. Methode bei GaInAs (Vergleichsmaterial GaAs) angewendet. Ausgewertet wurde stets der oberflächennahe Bereich (Streutiefe $z \leq 0.2 \mu\text{m}$).

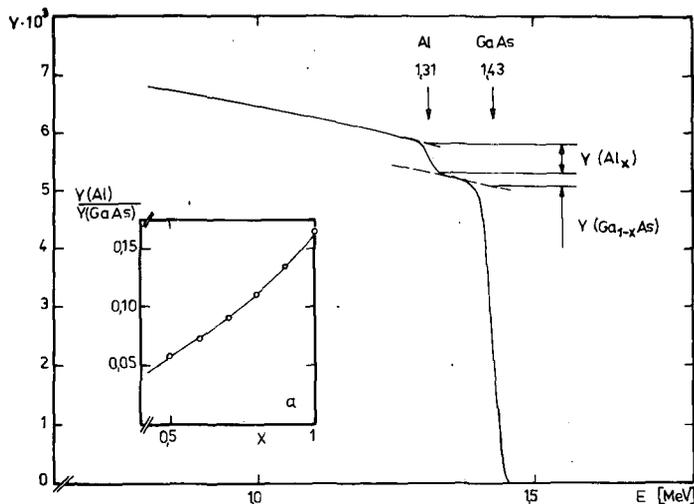


Abb. 1

Rückstreupektrum von Ga_{1-x}Al_xAs und Verhältnis der Rückstreuerausbeuten in Abhängigkeit von x (Abb. 1a)

In Tabelle 1 werden die Ergebnisse zusammengestellt und mit den Resultaten anderer Messungen an denselben Proben verglichen.

Als Beispiel ist in Abb. 1 das Rückstreupektrum von Ga_{1-x}Al_xAs wiedergegeben. Blockierungs- und Kanalisierungseffekte wurden sorgfältig ausgeschlossen. Das Verhältnis der Streuausbeuten von Al zu GaAs ergibt sich aus

$$\frac{Y(\text{Al}_x)}{Y(\text{Ga}_{1-x}\text{As})} = \frac{x \cdot \sigma_{\text{Al}}}{(1-x) \sigma_{\text{Ga}} + \sigma_{\text{As}}} \cdot \frac{S_{\text{GaAs}}}{S_{\text{Al}}}$$

mit σ - Rutherford-Streuquerschnitt und $S = S(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As})$ - Energieverlustparameter der jeweiligen Komponenten (vgl. Abb. 1a).

Tabelle 1
Zusammensetzung der Mischkristalle

Material	x	
	Rückstreu- methode	andere Messungen
$Ga_{1-x}Al_xAs$	0.72	ca. 0.80
$Ga_{1-x}In_xAs$	0.16	0.17
$Ga_{1-x}Al_xP$	0.29	0.30
$Ga_{1-x}Al_xSb$	0.74	ca. 0.70
$Ga_{1-x}In_xP$	0.28	0.27

Die Mischkristalle mit den entsprechenden x-Werten wurden von den Kollegen der intersektionellen Arbeitsgemeinschaft "A³-B⁵-Halbleiter" zur Verfügung gestellt.

L i t e r a t u r

- [1] Mayer, J.W. et al., J. Appl. Phys. 44 (1973) 2322
- [2] Geist, V. und R. Flaggmeyer, 6. Allunionstagung "Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit Einkristallen", Moskau 1974

4.12. FARBZENTREN IN He⁺-BESTRAHLTEN KCl-KRISTALLEN

H. Karge, V.V. Litvinov und R. Prager
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Bei der Abbremsung energiereicher Ionen in Alkalihalogenidkristallen entstehen längs der Bahn jedes Ions Farbzentren (F-, M- usw. Zentren). In Abhängigkeit von der Ionendosis werden zwei Phasen der F-Zentren-Bildung beobachtet [1-3].

Zur Untersuchung der Bildungs- und Umwandlungskinetik von Farbzentren wurden KCl-Kristalle mit 1.1 MeV He⁺-Ionen bei Raumtemperatur (RT) bestrahlt. Die Stromdichte betrug 50 nA/cm². In der Abb. 1 sind die optische Dichte (OD) im Maximum der F- bzw. der M-Bande und die daraus über die Smakula-Formel [4] berechneten Konzentrationen der F- und M-Zentren (N_F, N_M) in Abhängigkeit von der Ionendosis n_{He+} dargestellt. Die Messungen wurden jeweils 30 Minuten und 30 Tage nach der

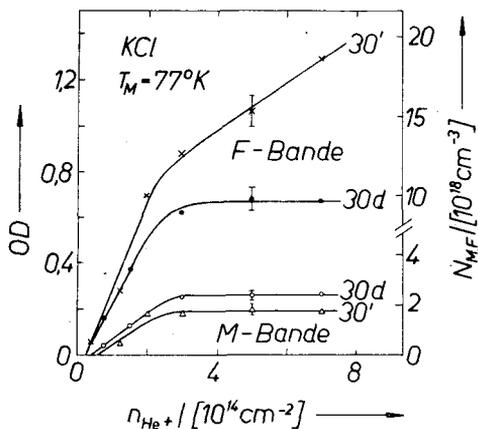


Abb. 1

Optische Dichte (OD) von He⁺-bestrahltem KCl und Konzentration der Farbzentren (N_F, N_M) als Funktion der Ionendosis. (Bestrahlungstemperatur 300 °K, Meßtemperatur 77 °K).

Bestrahlung durchgeführt. Das schnelle Anwachsen von N_F und N_M bis zur Dosis n_{He+} = 3 · 10¹⁴/cm² ist auf die strahlungsinduzierte Bildung von Anionenvakanzen zurückzuführen. Mit steigender Dosis verringert sich die Bildungsrate der F-Zentren infolge spontaner Rekombination [1],[3] von Zwischengitteratomen und Vakanzen bzw. F-Zentren. Während der Lagerung der Proben bei RT sinkt die Konzentration der F-Zentren durch thermische Rekombination und Bildung von F-Aggregat-Zentren. Letzteres zeigt sich im Anwachsen der Konzentration der M-Zentren (siehe Abb. 1), R- und N-Zentren. Nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes ist die Zahl der F-Zentren oberhalb n_{He+} = 3 · 10¹⁴/cm² dosisunabhängig.

Messungen der Energiespektren rückgestreuter Heliumionen und Untersuchungen der Mikrohärtte ergaben, daß ein direkter Zusammenhang zwischen der Bildung und Umwandlung von Farbzentren und der Konzentration der ionografisch und mechanisch nachgewiesenen Defekte besteht [5].

L i t e r a t u r

- [1] Pooley, D., Brit. J. Appl. Phys. 17 (1966) 855
- [2] Vajsburd, D.I. et al., Dokl. Akad. Nauk SSSR 10 (1960) 1171
- [3] Hughes, A.E. and D. Pooley, J. Phys. C: Solid. St. Phys. 4 (1971) 1963
- [4] Dexter, D.L., Phys. Rev. 101 (1956) 48
- [5] Götz, G. et al., wird veröffentlicht

4.13. STÖCHIOMETRIEUNTERSUCHUNGEN AN GESPUTTERTEN SiO_x -SCHICHTEN AUF GaAs

R. Grötzschel und J. Pfeiffer ¹⁾

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für passivierende Schutzschichten auf Halbleiter-Bauelementen ist SiO_2 geeignet. Auf III-V-Halbleitern werden diese Schichten durch Sputtering aufgebracht. Da-

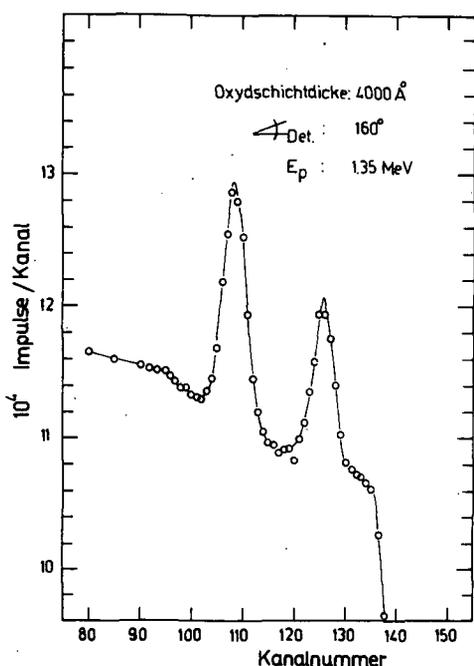


Abb. 1
Protonen-Rückstreupektrum einer SiO_x -belegten GaAs-Scheibe

bei ist aus halbleiterphysikalischen Gründen ein technologisches Verfahren zu suchen, das die normale SiO_2 -Stöchiometrie erbringt. Zur Untersuchung der Stöchiometrie von gesputterten SiO_x -Schichten auf GaAs-Einkristallen wurde die in [1] beschriebene Rückstrommethode modifiziert angewandt. Wegen der relativ großen Schutzschichtdicke von $0.4 \mu\text{m}$ der zur Verfügung stehenden Proben und der höheren Ordnungszahlen des Grundmaterials wurden Protonen von 1.35 MeV als Inzidenzteilchen gewählt und auf kanalisiertem Einschuss verzichtet [2]. Die Rückstreuenspektren wurden mit im ZfK hergestellten Detektoren aufgenommen, der Streuwinkel betrug dabei 160° . Aus den Spektren (Abb. 1), bei denen die vom Sauerstoff und vom Silizium gestreuten Protonen isolierte Peaks auf einem vom GaAs stammenden Kontinuum bilden, lassen sich die stöchiometrischen Verhältnisse durch Vergleich mit dem Rutherford-Querschnitt ermitteln. Bei den vier untersuchten Proben ergab sich ein beträchtlicher Sauerstoffüberschuß. Der Wert für x lag im Mittel bei 4.0. Der relative Fehler beträgt 15 %.

L i t e r a t u r

- [1] Bauer, Ch. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 156
- [2] Pfeiffer, J., Diplomarbeit, TU Dresden 1974

¹⁾ Diplomand der TU Dresden

4.14. RÖNTGENSTRAHLUNG BEIM BESCHUSS DICKER Si-TARGETS

Ch. Bauer, R. Grötzschel, K. Hohmuth, R. Klabes, U. Kreißig, R. Mann,
W. Rudolph und F. Stary

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für den Beschuß dicker Si-Targets mit Protonen ($E_p = 2 - 6$ MeV) wurde die neben der charakteristischen Röntgenstrahlung auftretende Untergrundstrahlung [1] am Rossendorfer 10 MeV-Tandem-Generator untersucht. Die dabei erhaltenen Spektren sind in Abb. 1 zusammengestellt.

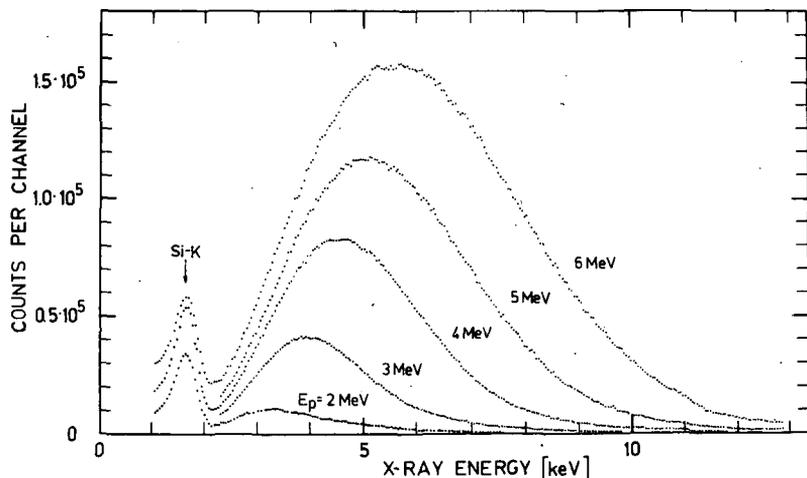


Abb. 1

Röntgenspektren beim Protonenbeschuß eines dicken Si-Targets. Die Spektren sind auf gleiche Ladungsmenge normiert.

Bei niedrigen Quantenenergien dagegen nimmt die Strahlungsintensität mit steigender Inzidenzenergie schwächer zu, da auf Grund verstärkter Selbstabsorption im Target durch den Einfluß der Si-Absorptionskante ($E = 1.832$ keV) nur Strahlung aus oberflächennahen Schichten Beiträge zum Spektrum liefert.

Außerdem erfolgt Absorption sowohl durch Fenster und Luftstrecke zwischen Target und Detektor als auch in der Detektortotschicht. Die Intensität der Si-K-Strahlung zeigt das nach der BEA-Theorie zu erwartende Verhalten.

Wie die gemessenen Spektren zeigen, wird die Nachweisempfindlichkeit der Röntgenanregung als Analysenmethode hauptsächlich durch die auftretende Untergrundstrahlung bestimmt. Beispielsweise wären für den Nachweis von Kupfer ($E_{Cu-K} = 8.038$ keV) in Form einer dünnen Schicht auf Silizium folgende Verhältnisse zu erwarten:

Bei einer Änderung der Protonenenergie von 2 MeV auf 6 MeV wächst die Ausbeute an Cu-K-Strahlung um den Faktor 7, währenddessen der Untergrund um das 340fache ansteigt. Demzufolge sind für den Nachweis [4] niedrige Protonenenergien zu verwenden, d.h. Inzidenzenergien $E_p < 2$ MeV sind möglicherweise noch vorteilhafter.

Um pile-up-Einflüsse klein zu halten, wurden Strahlströme von 2 bis 20 nA benutzt, so daß die Belastung des Detektors (Ge(Li)-Detektor, Auflösung ca. 350 eV bei 6.4 keV) ca. 500 Impulse/s nicht überstieg.

Die Spektrenform entsteht durch Überlagerung von charakteristischer Si-K-Strahlung ($E = 1.74$ keV) und Bremsstrahlung, die hauptsächlich durch schnelle Elektronen hervorgerufen wird [2],[3]. Mit wachsen-

L i t e r a t u r

- [1] Cooper, J.A., Nuclear Instr. 106 (1973) 525
- [2] Folkmann, F. et al., Nuclear Instr. 116 (1974) 487
- [3] Folkmann, F. et al., Nuclear Instr. 119 (1974) 117
- [4] Johansson, T.B. et al., Nuclear Instr. 84 (1970) 141

4.15. UNTERSUCHUNGEN ZUR ENERGIEABHÄNGIGKEIT DER RÜCKSTOSSIMPLANTATION VON KUPFER IN SILIZIUM

R. Grötzschel, R. Klages, U. Kreißig, W. Rudolph und A. Schmidt
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Untersuchungen zur Rückstoßimplantation von Cu-Atomen in Si [1] wurden im Energiebereich von 60 bis 300 keV fortgesetzt. Die Cu-Schichten wurden auf 1000 Ω cm p-Silizium mit Schichtdicken zwischen 600 und 800 \AA aufgedampft. Die Implantation mit ^{31}P -Ionen erfolgte am Implanter des VEB WF Berlin mit Inzidenzdosen von $5 \cdot 10^{14}$, $3 \cdot 10^{15}$ und $1 \cdot 10^{16}$ At/cm². Die Proben wurden nach der Implantation und nach Ablösen der Cu-Oberflächenschicht mit Hilfe der α -Rückstreuung auf ihren Cu-Gehalt untersucht. Zur Absolutbestimmung diente eine mit bekannter Cu-Dosis implantierte Si-Scheibe.

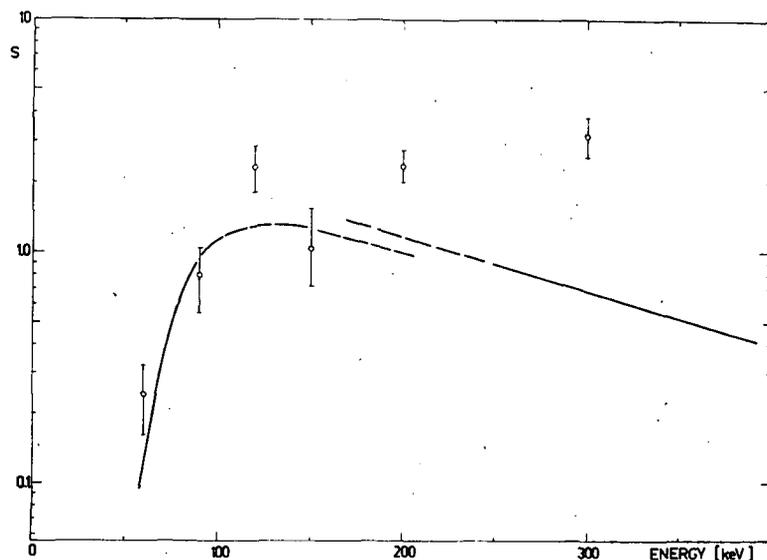


Abb. 1

Anzahl S der rückstoßimplantierten Kupferatome pro Primärion in Abhängigkeit von der Energie der Primärionen
(Dosis: $5 \cdot 10^{14}$ ^{31}P -Atome/cm²)

auf, deren Ursachen noch nicht eindeutig geklärt sind.

In Abb. 1 ist in Abhängigkeit von der Implantationsenergie die Zahl der in das Si-Substrat rückstoßimplantierten Atome pro eingeschossenes Primärion aufgetragen und mit berechneten Werten verglichen. Als Grundlage für die theoretische Beschreibung diente die von Sigmund entwickelte Sputtering-Theorie [2]. Zwischen den experimentellen und theoretischen Werten treten bei höheren Implantationsenergien, bei denen die mittlere Reichweite der Primärionen größer als die Dicke der aufgedampften Cu-Schicht ist, Abweichungen

L i t e r a t u r

- [1] Grötzschel, R. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 156
- [2] Sigmund, P., Phys. Rev. 184 (1969) 2, 383

4.16. PARASITÄRE KOHLENSTOFF-RÜCKSTOSSIMPLANTATION

F.K. Naehring, A. Schmidt und J. Schöneich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Der Ionenstrahl eines Implanters crackt und polymerisiert Kohlenwasserstoff-Adsorbat-Schichten und implantiert durch Rückstoß Kohlenstoffatome aus dieser Schicht in die zu bestrahlende Probe. Diese Kohlenstoffverunreinigung kann bei der Herstellung von Halbleiterbauelementen unerwünschte Folgen haben. Zur Reduzierung dieser Auswirkungen gibt es zwei Wege: die Schaffung eines kohlenwasserstoffarmen Implantervakuums oder die nachträgliche Beseitigung der kohlenstoff-

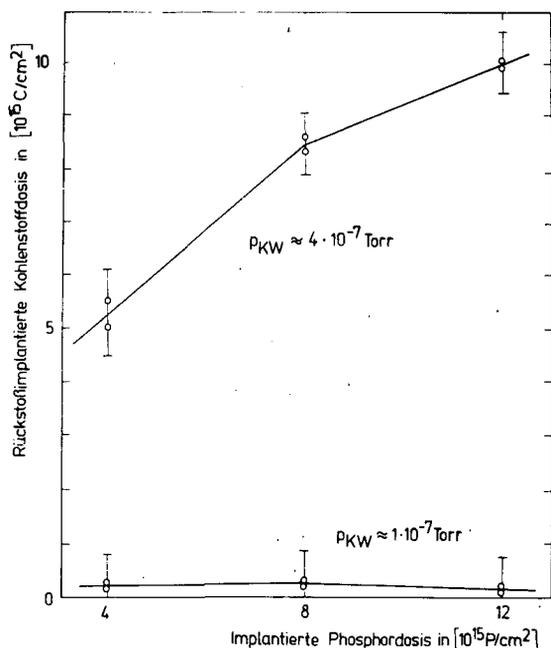


Abb. 1

Dosis des parasitär rückstoßimplantierten Kohlenstoffs in Abhängigkeit von der Dosis der 30 keV-Phosphorionen, die in Silizium implantiert wurden, aufgenommen für zwei Werte des Kohlenwasserstoff-Partialdruckes am Ort der Probe.

Flächenkonzentration des rückstoßimplantierten Kohlenstoffs verringerte sich dadurch um ca. 50 %. Aus der Kenntnis des Konzentrationsprofils rückstoßimplantierter Atome [1] folgt, daß die Kohlenstoffverunreinigung in den obersten 20...50 Atomlagen des Silizium-Substrats lokalisiert ist.

L i t e r a t u r

[1] Grötzschel, R. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 156

haltigen Schicht. Um eine Vorstellung von der Größe der Kohlenstoffverunreinigung in einem Silizium-Substrat zu erhalten, wurde an einem Implanter, der mit Öldiffusionspumpen und Tiefkühlfallen ausgerüstet ist, die parasitäre Kohlenstoffimplantation in Abhängigkeit von der Dosis implantierter Phosphorionen gemessen (Energie der Phosphorionen 30 keV, Einschub senkrecht zur Oberfläche). Verschiedene Kohlenwasserstoff-Partialdrücke wurden durch Variation der Temperatur der Tiefkühlfallen eingestellt und mit einem Quadrupol-Massenspektrometer gemessen. Die Flächenkonzentration des parasitären Kohlenstoffs im Silizium wurde mit einer Elektronenstrahl-Mikrosonde bestimmt.

Abb. 1 zeigt für zwei Kohlenwasserstoff-Partialdruckwerte p_{KW} die Abhängigkeit der parasitären Kohlenstoffdosis von der implantierten Phosphordosis. Nach der Implantation wurde eine etwa 80 Å dicke Siliziumschicht abgeätzt. Die

4.17. DIE BESTIMMUNG VON B-IMPLANTATIONSPROFILIEN IN SI MITTELS FESTKÖRPER-SPURDETEKTOREN

R. Roß und H.-B. Lück

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 3

Zu den für die Herstellung von Halbleitern auf Si-Basis mittels Ionenimplantation interessanten Dotierungselementen zählt auch das Bor. Im Gegensatz zu anderen Dotanten kann das Bor aber nicht über ein Radioisotop nachgewiesen werden, da alle bekannten radioaktiven Bor-Isotope Halbwertszeiten von < 1 s haben. Deshalb ist man bei der Bestimmung des Bors auf andere Methoden angewiesen. Die Reaktion $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ hat für thermische Neutronen den hohen Einfangquerschnitt von 3800 barn und diente dem Bornachweis mittels Festkörperspurdetektoren.

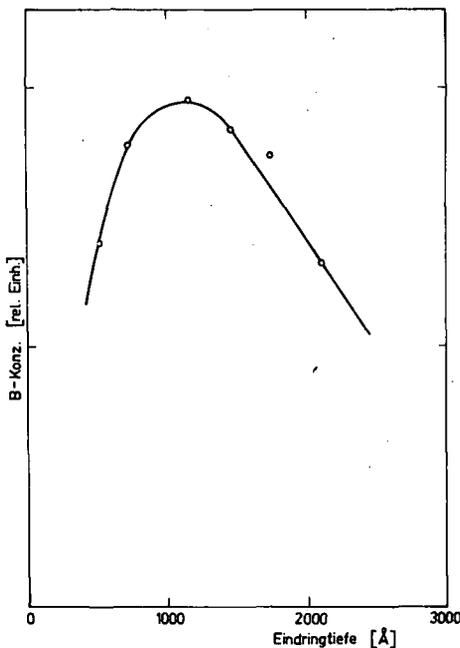


Abb. 1

B-Implantationsprofil

Implantationsdosis:

10^{15} Atome $^{10}\text{B}/\text{cm}^2$

Implantationsenergie: 30 keV

die mit einer Lösung von 280 g KOH und 16 g KMnO_4/l entwickelt werden. Die Spurendichte wird mit einem Mikroskop-Photometer bestimmt und mit der beigefügten Standards verglichen. Da es sich um die Bestimmung implantierter B-Scheiben handelt (mittlere projizierte Reichweite bei 30 keV in Si etwa 1200 Å), erfaßt man von Anfang an den Gesamtgehalt an ^{10}B in der Si-Scheibe. Die Abb. 1 zeigt ein auf diesem Wege erhaltenes B-Profil.

Zu diesem Zweck wurden Si-Scheiben von 5 x 5 mm Fläche und 1 mm Dicke mit einer Dosis von 10^{15} Atomen $^{10}\text{B}/\text{cm}^2$ bei 30 keV implantiert. Anschließend wurden diese Scheiben im Reaktor aktiviert. Dabei entsteht in der Reaktion $^{30}\text{Si}(n, \gamma)^{31}\text{Si}$ ein radioaktive Si-Isotop ($T_{1/2} = 2.6$ h), mit dessen Hilfe die Bestimmung der schrittweise abgetragenen implantierten Schicht möglich wird. Die Scheiben wurden mit einer Mischung aus 99.8 % konz. HNO_3 und 0.2 % konz. HF jeweils eine Minute geätzt. Bei dieser Ätzmittelkonzentration erzielt man Schichtabtragungen von etwa 230 Å.

Vor jeder Ätzung erfolgte die Bestimmung der Bor-Konzentration. Dazu wurde auf die Si-Scheiben eine 40 µm dicke Folie auf Zelluloseazetatbasis gelegt und zusammen mit Proben bekannten ^{10}B -Gehaltes im VK 3 des Rossendorfer Forschungsreaktors zwischen 3 und 30 min einem Fluß von etwa 10^{10} n/cm².sec ausgesetzt. Die in der Reaktion $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ entstehenden α -Teilchen hinterlassen in der Folie Spuren,

4.18. LOKALISIERUNG VON STRAHLENSCHÄDEN IN SILIZIUM

H. Görtz, G. Götz und G. Sommer

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die Rückstreuung hochenergetischer leichter Ionen an implantierten Einkristallen im Energiebereich der Dopanden gestattet deren Lokalisierung bei Variation des Einschufwinkels [1],[2]. Dieses Verfahren läßt sich auch auf die Lokalisierung von Strahlenschäden übertragen [3]. Diese Methode wurde an (111)-Si vom p-Typ getestet, das mit 200 keV Phosphor bei -196°C mit einer Dosis von $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ implantiert und mit Phosphor (Oberflächenkonzentration $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) vordiffundiert war [4]. Die Analyse erfolgte mittels 1.4 MeV He^+ -Ionen bei einer Strahldivergenz $< \pm 0.02^{\circ}$. Der Kristall wurde mit Hilfe eines Zweiachsengoniometers mit einer Genauigkeit von 0.02° orientiert. Die Richtungsabhängigkeit der

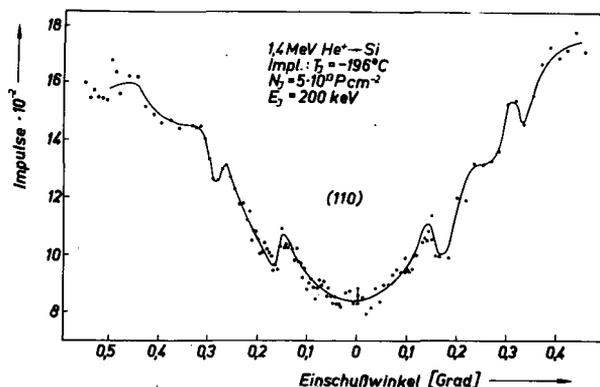


Abb. 1

Winkelabhängigkeit der Ausbeute rückgestreuter He-Ionen aus P-implantierten Siliziumschichten (Energiebereich entspricht dem Gebiet der Strahlenschädigung).

Abb. 1 zeigt eine typische Kurve für die (110)-Ebene. Die Ladungsmenge pro Meßpunkt betrug $1.2 \mu\text{C}$. Symmetriebetrachtungen und Einbeziehung weiterer Gitterrichtungen erfolgen zur Zeit, um die Erscheinungen mit der Rückstreuung an Punktdefekten zu identifizieren.

L i t e r a t u r

- [1] Morgan, D.V. and D. van Vliet, rad. eff. 12 (1972) 203
- [2] Alexander, R.B. et al., UKAEA Report No. AERE - R 7469 (1973)
- [3] Morita, K. and H.D. Carstanjen, V. Internat. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Gatlinburg 1973
- [4] Görtz, H., Diplomarbeit, FSU Jena 1974

Ausbeute rückgestreuter Ionen um die Achsen $\langle 111 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ sowie um die Ebenen (111) und (110) wurde untersucht. Dabei zeigten sich in allen Fällen charakteristische Veränderungen der Ausbeute gegenüber dem reinen Kristall, die auf eine Lokalisierung der Defekte hinweisen. Außerdem wiesen die Spektren der rückgestreuten Ionen in den Richtungen $\langle 111 \rangle$ und $\langle 110 \rangle$ deutliche Unterschiede im Energiebereich der Strahlenschäden auf. Die Ausbeute der Rückstreuung an den Defekten in $\langle 111 \rangle$ -Richtung reduziert sich stark in Richtung $\langle 110 \rangle$, während der Beitrag der Dekanalisation in beiden Richtungen etwa gleich groß ist.

4.19. UNTERSUCHUNG VON STRAHLENSCHÄDEN IN ARGON- UND PHOSPHORIMPLANTIERTEN SILIZIUMKRISTALLEN

G. Götz, E. Glaser und F. Schwabe

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Mit ionometrischen Verfahren wird die Erzeugung und Ausheilung von Strahlenschäden untersucht, die bei der Implantation von Argon- und Phosphorionen in Siliziumkristallen entstehen. Die Implantation erfolgt bei konstanter Energie (200 keV) und Dosisrate ($0.5 \mu\text{A}/\text{cm}^2$). Variiert werden die Dosis (zwischen $7 \cdot 10^{12}$ Ionen/ cm^2 und $1 \cdot 10^{17}$ Ionen/ cm^2), die Implantationstemperatur (-196°C , 20°C , 200°C , 400°C) und die Ausheiltemperatur (400°C , 600°C , 800°C , 1030°C).

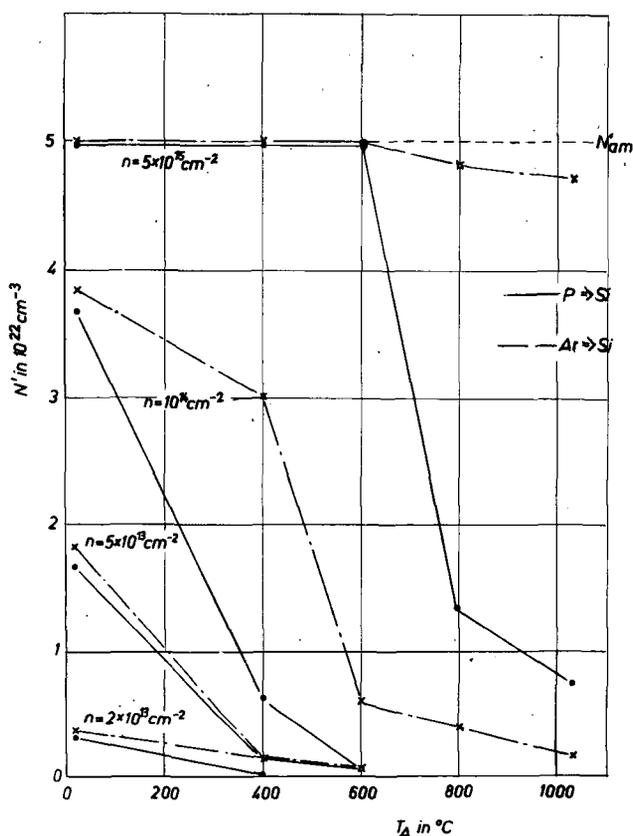


Abb. 1

Abhängigkeit der verbleibenden Defektkonzentration von der Ausheiltemperatur und Implantationsdosis zum Vergleich der Ausheilung von Defektzentren in argon- und phosphorimplantierten Siliziumschichten

des eine Temperatur von 600°C erforderlich.

Noch krasser sind die Unterschiede in sehr hoch dotierten Schichten. Bei $n = 5 \cdot 10^{15}$ Ionen/ cm^2 heilen phosphorimplantierte Schichten bis 800°C aus. In argonimplantierten Schichten erfolgt hingegen selbst bei einer Ausheiltemperatur von 1030°C nur eine Ausheilung von 5 % der Strahlenschäden.

Die Ursache für die unterschiedliche Wirkung von Argon- und Phosphorionen liegt in der großen Differenz der Löslichkeitsgrenzen von Argon- und Phosphoratomen in Siliziumkristallen. Die geringe Löslichkeit der Argonionen in Silizium verhindert oder erschwert die Rekristallisation des Gitters bei der Ausheilung. Dieser Effekt wird quantitativ durch TEM-Untersuchungen bestätigt [3].

Bei gleichen Implantationsbedingungen ist die Menge der erzeugten Strahlenschäden für beide Dopandenarten annähernd gleich. Die Dosiswerte für Amorphisierung betragen z.B. bei der Implantationstemperatur -196°C für Argonionen $1.6 \cdot 10^{14}$ Ionen/ cm^2 und für Phosphorionen $2.0 \cdot 10^{14}$ Ionen/ cm^2 . Sie stimmen gut mit theoretischen Ergebnissen überein [1],[2].

Die Ausheilung der Strahlenschäden ist in argonimplantierten Schichten in den meisten Fällen geringer als in phosphorimplantierten Schichten. Ein typisches Beispiel zeigt die Abb. 1. Dargestellt ist die Temperaturabhängigkeit der Defektzentrenkonzentration für verschiedene Werte der Implantationsdosis n . Für $n = 5 \cdot 10^{13}$ Ionen/ cm^2 ist die Ausheilung in argon- und phosphorimplantierten Schichten nahezu identisch. Bei $n = 1 \cdot 10^{14}$ Ionen/ cm^2 heilen phosphorimplantierte Schichten zwischen 20°C und 400°C aus. Für argonimplantierte Schichten ist zur Erzielung des gleichen Ausheilgra-

L i t e r a t u r

- [1] Gusev, V.M. et al., Kristallografiya 12 (1967) 155
- [2] Morehead, F.F. and B.L. Crowder, rad. eff. 6 (1970) 27
- [3] Mathews, M.D., rad. eff. 11 (1971) 167

4.20. UNTERSUCHUNG VON STRAHLENSCHÄDEN IN IONENIMPLANTIERTEM SILIZIUM DURCH THERMISCH STIMULIERTE STRÖME

H. Frey und J. Mittenbacher

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die Implantation energiereicher Ionen in kristallines Silizium erzeugt Gitterdefekte. Punktdefekte, wie Doppelleerstellen und Leerstellenkomplexe, sind Störstellen mit tiefen Niveaus im verbotenen Energieband des Halbleiterkristalls. Wirken die Gitterdefekte als Haftstellen für die Ladungsträger, so ist ihre Untersuchung mittels thermisch stimulierter Ströme (TSC) möglich [1]. Zur Messung werden die Haftstellen nach einer Abkühlung des Kristalls auf $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$ gefüllt und durch ein nachfolgendes Aufheizen wieder entleert. Die so freigesetzten Ladungsträger bilden beim Anlegen einer Spannung den TSC, der sich dem normalen Dunkelstrom überlagert. Zwischen der Temperatur T_M , bei welcher die Freisetzung erfolgt, und der Aktivierungsenergie E_A der entsprechenden Haftstellen, besteht nach [2] näherungsweise der Zusammenhang $E_A = 24 k T_M$ [eV] (k - Boltzmann-Konstante, T_M in [$^{\circ}\text{K}$]).

In niederohmigen Halbleitern ist eine solche Messung nur innerhalb der isolierenden Verarmungsschicht eines pn-Überganges möglich [3]. Zur Untersuchung wurde n-Typ-Silizium ($60\ \Omega\text{cm}$) bei $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ mit Borionen der Energie 120 keV und der Dosis $5 \cdot 10^{14}\text{ cm}^{-2}$ implantiert. Der Strom durch den so erzeugten pn-Übergang in Sperrichtung ist in Abb. 1 als Funktion der Probertemperatur aufgetragen (Sperrspannung 10 V , die Abkühlung der Probe erfolgte ohne angelegte Sperrspannung,

die Aufheizrate betrug $1\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{sec}$). Die Peaks in den Meßkurven sind auf thermisch stimulierte Ströme zurückzuführen. Der steile Anstieg der Kurven im Bereich hoher Meßtemperaturen wird durch den normalen Dunkelstrom bedingt. Ohne Ausheilung der Probe nach der Implantation erscheint ein TSC-Peak, dem eine Aktivierungsenergie von 0.32 eV entspricht.

Nach einer Temperaturbehandlung bei $310\text{ }^{\circ}\text{C}$ ergeben sich zwei neue TSC-Peaks, deren Aktivierungsenergien von 0.19 eV bzw. 0.3 eV zuzuordnen sind, während der 0.32 eV -Peak nahezu verschwindet. Die Ausheilung bei dieser Temperatur hat demzufolge eine Umordnung von Gitterdefekten zur Folge.

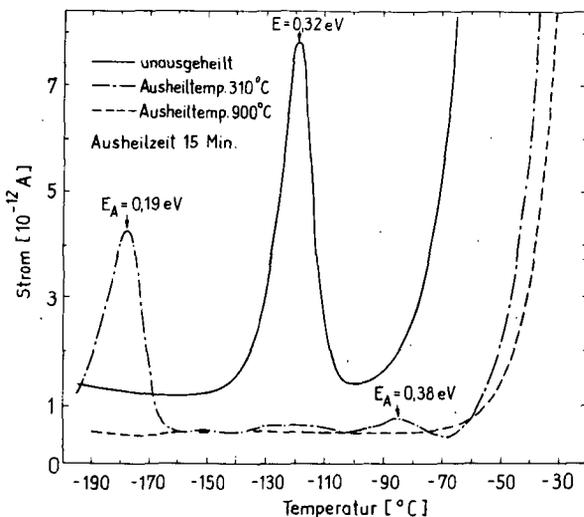


Abb. 1

Strom durch den pn-Übergang in Sperrichtung als Funktion der Probertemperatur

Eine Temperaturbehandlung bei 900 °C bewirkt ein vollständiges Ausheilen der maßgeblichen Defekte, so daß nur der normale Dunkelstrom gemessen wird.

L i t e r a t u r

- [1] Bube, R.H., Photoconductivity of Solids, Wiley, New York 1960
- [2] Schade, H. and D. Herrick, Solid-State Electronics 12 (1969) 857
- [3] Weisberg, L.R. and H. Schade, J. Appl. Phys. 39 (1968) 5149

4.21. ZERSTÖRUNGSFREIE BESTIMMUNG VON pn-ÜBERGANGSTIEFEN MIT HILFE EINES RASTERELEKTRONENMIKROSKOPES

K. Bach, N. Kaiser und R. Mühle

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Auf die Möglichkeit der zerstörungsfreien Bestimmung von pn-Übergangstiefen mit einem Rasterelektronenmikroskop wurde bereits von einigen Autoren [1-3] hingewiesen. Es sind jedoch bisher keine quantitativen Meßergebnisse bekannt geworden. In dieser Arbeit wurde die Methode der induzierten Leitfähigkeit zur Bestimmung von pn-Übergangstiefen im Bereich zwischen 0.2 und 1.0 μm angewandt.

Als Untersuchungsgerät diente ein Rasterelektronenmikroskop vom Typ JSM-U3. Die unterschiedlichen pn-Übergangstiefen wurden durch Implantation von Borionen verschiedener Energie in n-Si mit einem spezifischen Widerstand von 10 Ohm-cm hergestellt. Die Meßergebnisse zeigten eine starke Abhängigkeit des induzierten Stromes von der Beschaffenheit der Probenoberfläche. Durch Messungen bei zwei verschiedenen Elektronenenergien und anschließender Quotientenbildung beider Stromwerte konnte der Oberflächeneinfluß erheblich reduziert werden.

An Proben, deren pn-Übergänge durch eine SiO₂-Schicht vor Atmosphären-Einfluß geschützt waren, konnten aus dem induzierten Strom pn-Übergangstiefen mit einer Genauigkeit von 15 % bestimmt werden. Als Eichwerte dienten die am Schrägschliff bestimmten Übergangstiefen. Die Empfindlichkeit der Methode nimmt mit wachsender Elektronenenergie ab. Dafür vergrößert sich aber der untersuchbare Tiefenbereich.

L i t e r a t u r

- [1] Everhart, T.E. et al., Proc. IEEE 52 (1964) 1642
- [2] Raith, H., Microchimica Acta Wien, Suppl. III (1968) 179
- [3] Kobayashi, M., Rev. Electr. Comm. Lab. 18 (1970) 412

4.22. ZUR DOSISABHÄNGIGKEIT DES RÖNTGENTOPOGRAPHISCHEN KONTRASTES VON BORIMPLANTIERTEM SILIZIUM

W.H. Hubrig

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

J. Auleytner und M. Maciaszek

Physikalisches Institut der Polnischen Akademie der Wissenschaften,
Warschau

Durch Dotierung von Halbleitereinkristallen treten Gitterverspannungen auf. Das gilt besonders für hochdotierte, oberflächennahe Kristallschichten, die durch Diffusion oder Ionenbeschuß erzeugt werden. Beim Implantieren wird der Spannungseffekt infolge von Deplazierungsprozessen im Wirtsgitter noch verstärkt.

Die bei röntgenographischen Untersuchungen an Netzebenen nahezu perfekter Einkristalle gebeugte Integralintensität ist eine Funktion der Verspannung, und unterhalb der Sättigungsdosis ist diese wiederum von der implantierten Dosis abhängig. Der mit zunehmender Dosis ansteigende Kontrast wurde an 0.2 mm dicken, versetzungsfreien Siliziumscheiben mit Hilfe des Lang-Verfahrens nachgewiesen (s. Abb. 1). Da insbesondere zwischen den Flächen mit den Dosen D_4 und D_5 eine starke Kontrastdifferenz besteht, kann aus topographischer Sicht eine Dosis von $1 \cdot 10^{16} \text{ B}^+/\text{cm}^2$ noch nicht als Sättigungswert angesehen werden.

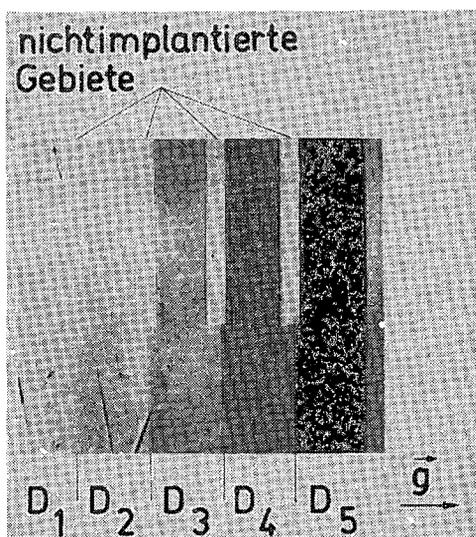


Abb. 1

Lang-Aufnahme einer mit 30 keV-Borionen beschossenen versetzungsfreien Siliziumscheibe:

$$D_1 = 1 \cdot 10^{14} \text{ B}^+/\text{cm}^2,$$

$$D_2 = 6 \cdot 10^{14} \text{ B}^+/\text{cm}^2,$$

$$D_3 = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ B}^+/\text{cm}^2,$$

$$D_4 = 1 \cdot 10^{16} \text{ B}^+/\text{cm}^2 \text{ und}$$

$$D_5 = 6 \cdot 10^{16} \text{ B}^+/\text{cm}^2.$$

ca. 10^3 Versetzungen pro cm^2 . Durch die Überlagerung des Versetzungskontrastes wird jedoch die Erkennbarkeit des durch Implantation erzeugten Spannungskontrastes stark beeinträchtigt. Versetzungsbehaftete Siliziumscheiben zeigten keine sich in Lageveränderungen der eingewachsenen Versetzungen äußernde Wechselwirkung zwischen dem Spannungsgradienten an der Implantationskante und dem Spannungsfeld der Versetzungen.

Unter veränderten Beugungsbedingungen hergestellte Topogramme ließen erkennen, daß die Kontraststärke einmal von der beugenden Netzebene und zum anderen von der Lage des Beugungsvektors \vec{g} relativ zum Spannungsvektor \vec{S} abhängt. Maximaler Kontrast tritt unter der Bedingung $\cos(\vec{g}, \vec{S}) = 1$ ein.

Diese Feststellungen gelten sowohl für versetzungsfreies Silizium als auch für solches mit

4.23. OPTISCHE ABSORPTIONSMESSUNGEN AN PHOSPHORIMPLANTIERTEM SILIZIUM

K. Gärtner, H. Karge, R. Prager und W. Wesch

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Bestrahlung von kristallinem Silizium mit energiereichen Teilchen (Elektronen, Neutronen, Ionen) führt zu einer Verschiebung der optischen Absorptionskante nach größeren Wellenlängen, zu einer erhöhten Absorption in der Nähe der Absorptionskante ("near edge"-Absorption) sowie zum Auftreten von diskreten Absorptionsbanden bei Wellenlängen oberhalb der Absorptionskante [1],[2]. Bei höheren Bestrahlungsdosen wird eine Vergrößerung des Brechungsindex der bestrahlten Schicht festgestellt [3]. Das führt zu Interferenzerscheinungen, die den Absorptionsspektren überlagert sind.

Siliziumproben, p-Typ, $\rho = 18 - 20 \Omega \text{ cm}$, vordiffundiert mit Phosphor (Oberflächenkonzentration $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), wurden am Kaskadengenerator der Sektion Physik mit Phosphorionen der Energie $E = 200 \text{ keV}$ bei einer Implantationstemperatur $T_i = -196 \text{ }^\circ\text{C}$ bestrahlt. Die Implantationsdosen wurden im Bereich $5 \cdot 10^{13} \text{ P}^+/\text{cm}^2$ bis $5 \cdot 10^{15} \text{ P}^+/\text{cm}^2$ variiert.

An einem Einstrahlspektralphotometer wurden Transmissionsmessungen durchgeführt, wobei die Intensitäten I_b bzw. I_u des durch den bestrahlten bzw. durch den unbestrahlten Probenbereich hindurchgegangenen Lichtes, bezogen auf die auftreffende Lichtintensität I_0 , gemessen wurden. Die Extinktionen wurden nach [4] berechnet.

Mit steigender Implantationsdosis wächst die "near edge"-Absorption, die Absorptionskante verschiebt sich nach größeren Wellenlängen. Aus den bei Implantationsdosen $n_i > 5 \cdot 10^{13} \text{ P}^+/\text{cm}^2$ auftretenden Interferenzextrema, die sich mit steigender Dosis zu kürzeren Wellenlängen verschieben, wurde die optische Weglänge $s = n \cdot d$ berechnet (n - Brechungsindex der bestrahlten Schicht, d - Dicke der bestrahlten Schicht). Für Dosen $n_i \geq 1 \cdot 10^{15} \text{ P}^+/\text{cm}^2$ wurde unter Verwendung der ionometrisch bestimmten Dicke der implantierten Schicht (siehe Bericht 4.19.) eine Vergrößerung des Brechungsindex um etwa 5 % ermittelt.

Beim thermischen Ausheilen der Proben verringert sich $s = n \cdot d$ mit steigender Temperatur. Im Bereich zwischen $T_A = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ und $T_A = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ zeigen die Ausheilkurven einen ausgeprägt stufenförmigen Verlauf. Die "near edge"-Absorption bei $\lambda = 1.25 \mu\text{m}$ verringert sich im angegebenen Temperaturbereich ebenfalls sprunghaft. Ein in gleicher Weise reversibles Verhalten zeigen die Spektren implantierter Proben im Bereich der Absorptionskante. Ionometrische Messungen an den gleichen Proben ergaben im betrachteten Temperaturbereich keinen Hinweis auf eine Änderung der Dicke der implantierten Schicht (siehe Bericht 4.19.). Die beschriebene Verringerung des Wertes der optischen Weglänge $s = n \cdot d$ wird demzufolge zu einem erheblichen Teil von der Verkleinerung des Brechungsindex n bewirkt. Daraus kann man schließen, daß die Änderung des Brechungsindex mit der Erzeugung (Implantation) oder Vernichtung (Ausheilen) von Defekten zusammenhängt, die die Absorption in der Nähe der Bandkante hervorrufen.

L i t e r a t u r

- [1] Baranova, E.K., Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov 6 (1972) 380
- [2] Vook, F.L. and H.J. Stein, rad. eff. 6 (1970) 11

[3] Crowder, B.L. et al., Appl. Phys. Lett. 16 (1970) 205

[4] Pankove, J.I., Optical Processes in Semiconductors, New Jersey 1971

4.24. IONENIMPLANTIERTE Si-DIODEN IN PLANARSTRUKTUR

M. Kunde, J. Matthäi, W.H. Hubrig, A. Zetzsche und K. Hohmuth

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

J. Hüller

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 3

Abb. 1a,b zeigt die Struktur der implantierten Dioden. In n-Si (Phosphor $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ -dotiert) wird die Kreisfläche (1) (4 mm Durchmesser) mit Bor und der Ring (2) zur Verringerung des Bahnwiderstandes mit Phosphor implantiert. Als Implantationsmaske dient das fotolithografisch strukturierte, aufgesputterte SiO_2 .

Zur Kontaktierung wird über den Kontaktfenstern (3) Aluminium aufgedampft, und nach der Al-Chemiegraphie bleiben die sich auf dem Oxid befindenden Kontaktflächen (4), (5) stehen.

Es wurde eine Reihe Dioden mit nahezu gleichen Eigenschaften hergestellt. In Abb. 2 sind die Kennlinien für eine typische Diode dargestellt (Implantationsbedingungen: B-Dosis $5 \cdot 10^{14} \text{ Atome/cm}^2$, 15 keV, P-Dosis $2.5 \cdot 10^{14} \text{ Atome/cm}^2$, 15 keV, 30 min bei $600 \text{ }^\circ\text{C}$ in N_2 -Schutzgas ausgeheilt, Al-Kontakt $420 \text{ }^\circ\text{C}$ 15 min getempert).

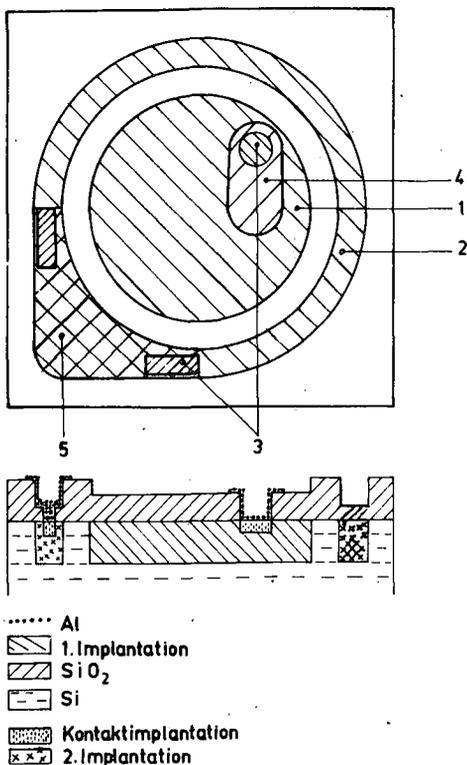


Abb. 1

Strukturschema der Si-Planarfotodiode

1a: Aufriß. Die Ziffern sind im Text erklärt.

1b: Seitenriß mit Profilen

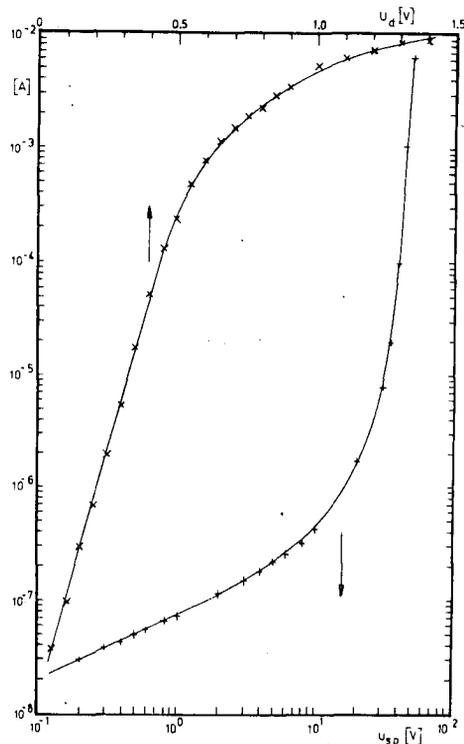


Abb. 2

I-U-Kennlinien der Si-Planarfotodiode in doppelt-logarithmischer bzw. einfach-logarithmischer Darstellung

Die Durchlaßkennlinie verläuft gesetzmäßig mit einem $m = 1.85$. Bei 0.5 V setzt die Scherung der Kennlinie durch den Reihenwiderstand der Diode ein, der $R_s = 98\ \Omega$ beträgt. Die Sperrkennlinie weist einen weichen Durchbruch auf, der durch Störungen in der Si-SiO₂-Grenzschicht verursacht wird. Die Durchbruchsspannung von etwa 40 V liegt unter dem Wert für den Volumenavalancheffekt, der bei 60 V eintreten sollte. Dies wurde auch durch Untersuchungen des Fotostromes im hohen Sperrgebiet und beim Durchbruch bestätigt. Es konnte noch keine bemerkenswerte Trägermultiplikation festgestellt werden. Auf die spektrale Empfindlichkeit der hier vorgestellten Struktur wird im Bericht 4.25. eingegangen.

4.25. EINFLUSS EINER SiO₂-SCHICHT AUF DIE SPEKTRALE EMPFINDLICHKEIT IMPLANTIERTER PLANARDIODEN

J. Matthäi, W.H. Hubrig, G. Otto, H. Richter, A. Zetzsche und K. Hohmuth
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

An implantierten Dioden (siehe Bericht 4.24.) wurde die spektrale Empfindlichkeit gemessen. Durch die Interferenz an der dünnen, aufgesputterten SiO₂-Schicht hängt bei den Dioden die spektrale Empfindlichkeit von der Schichtdicke des SiO₂ ab.

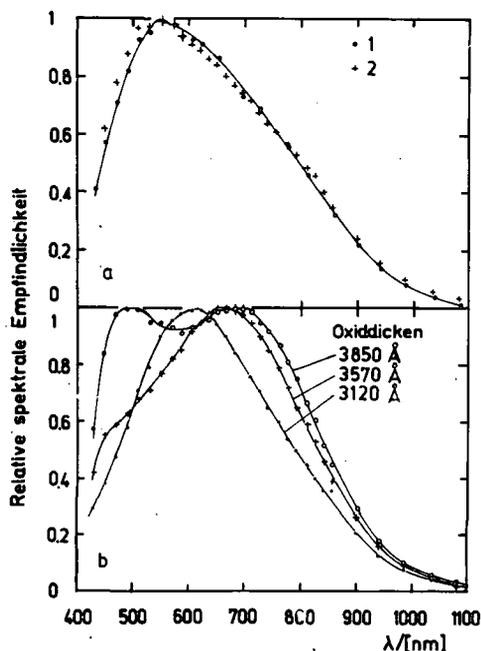


Abb. 1
Relative spektrale Empfindlichkeit von oxidfreien und oxidbedeckten Dioden
a) oxidfreie Diode: (1) Meßwerte, (2) Einfluß der Oxidschicht rechnerisch eliminiert
b) mit Oxid verschiedener Dicke bedeckte Dioden

Der typische Verlauf der relativen spektralen Empfindlichkeit für eine oxidfreie Diode ist in Abb. 1a dargestellt. Abb. 1b zeigt drei charakteristische Verläufe der relativen spektralen Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Dicke der SiO₂-Schicht. Die Schichtdicken wurden spektrofotometrisch bestimmt.

Nach [1] wurde ein Programm aufgestellt, welches das Verhältnis des Reflexionsgrades einer mit SiO₂-bedeckten Scheibe zum Reflexionsgrad einer oxidfreien Scheibe zu berechnen gestattet.

Mit Hilfe dieses Programmes konnte der Einfluß der SiO₂-Schicht auf die relative spektrale Empfindlichkeit der Dioden eliminiert werden. Abb. 1a zeigt die gute Übereinstimmung zwischen der Messung der spektralen Empfindlichkeit einer oxidfreien Diode und der mit Hilfe des Programms korrigierten Empfindlichkeit der oxidbedeckten Diode.

L i t e r a t u r

[1] Rand, M.J., J. Appl. Phys. 41 (1970) 787

4.26. UNTERSUCHUNGEN AN IONENIMPLANTIERTEN SI-DETEKTOREN

M. Deutscher, O. Doering ¹⁾, U. Rother ¹⁾ und Ch. Weise
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

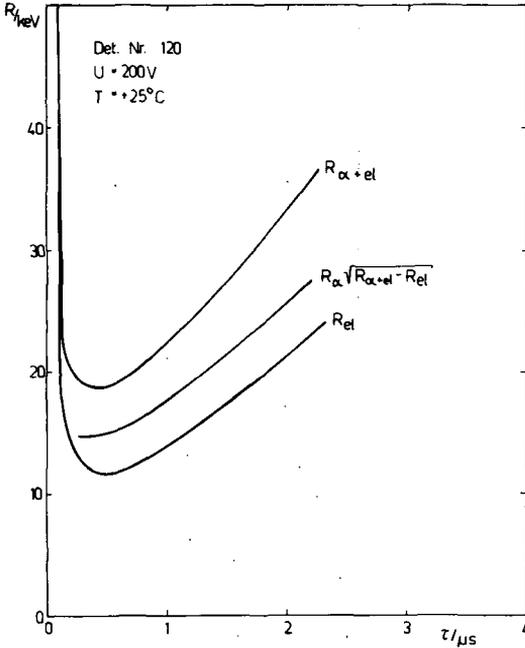


Abb. 1
 Abhängigkeit der Pulser- und α -Linienbreite (R_d und R_{α}) von der Formungszeitkonstanten

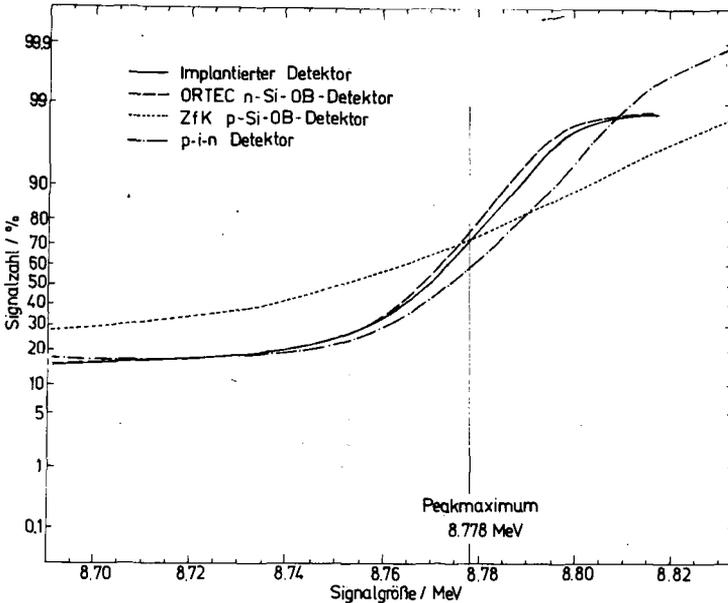


Abb. 2
 Darstellung der Linienform monoenergetischer α -Strahlung für vier verschiedene Detektortypen im Wahrscheinlichkeitsnetz

An ionenimplantierten Si-Detektoren [1] wurden das spektroskopische Verhalten für α -Strahlen gemessen sowie Oberflächenuntersuchungen mit dem Lichtrasterverfahren [2] durchgeführt. Für die spektroskopischen Messungen wurde ein Vorverstärker vom Typ 227 des VEB MeBelektronik Dresden sowie eine Th(CC')- α -Quelle verwendet. Die α -Linienbreite als Funktion der Formungszeitkonstanten τ ergab relativ schmale Minima (Abb. 1), wobei die optimalen Zeitkonstanten τ_{opt} vom Detektorexemplar abhängen und im Intervall von 0.2 bis 0.8 μ s streuten. Für die Pulserlinie betrug τ_{opt} unabhängig vom Detektor 0.5 μ s.

Die Linienform wurde auf Wahrscheinlichkeitsnetz ausgewertet. Aus Abb. 2 folgt, daß die Linienformen für implantierte Detektoren und n-Si-Oberflächenbarrierendetektoren annähernd

gleich sind. Das Peak-Tail-Verhältnis betrug für implantierte Detektoren 6.9, für einen ORTEC-Detektor 5.8 und für einen pin-Detektor 5.2.

Mit dem Lichtrasterverfahren wurde die Fotoempfindlichkeit untersucht, um Informationen über die Feldverteilung am Diodenrand zu gewinnen. Die Abb. 3a und 3b illustrieren diesen Sachverhalt am Beispiel einer durch einen SiO_2 -Keil und einer durch eine Metallmaske implantierten Diode. Des weiteren wurde festgestellt, daß zur Vermeidung einer zu großen Feldspreizung die Oberflächenzustandsdichte bei p-Si kleiner als 10^{12} cm^{-2} sein

¹⁾ Student der TU Dresden

muß. Die Methode ist außerdem geeignet, Durchbrüche im Bereich des pn-Überganges zu lokalisieren. Abb. 4 zeigt die Überhöhung des Photoeffekts durch Trägermultiplikation an einem Defekt in der implantierten Fläche.

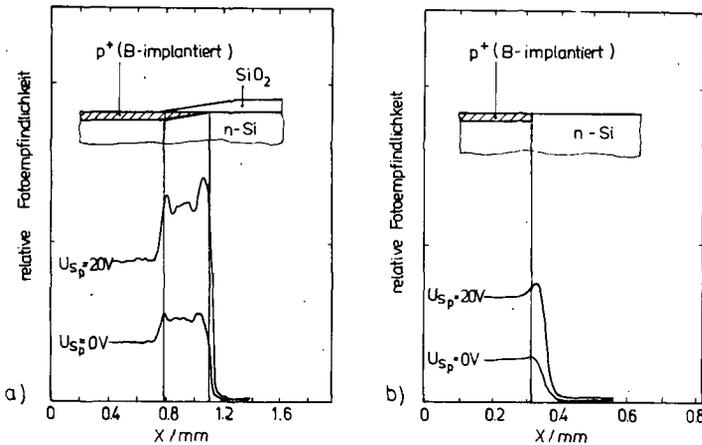


Abb. 3
Ortsabhängigkeit der relativen Fotoempfindlichkeit am Rand einer a) durch einen SiO_2 -Keil und b) durch eine Metallmaske implantierten Diode für 0 V und 20 V Sperrspannung

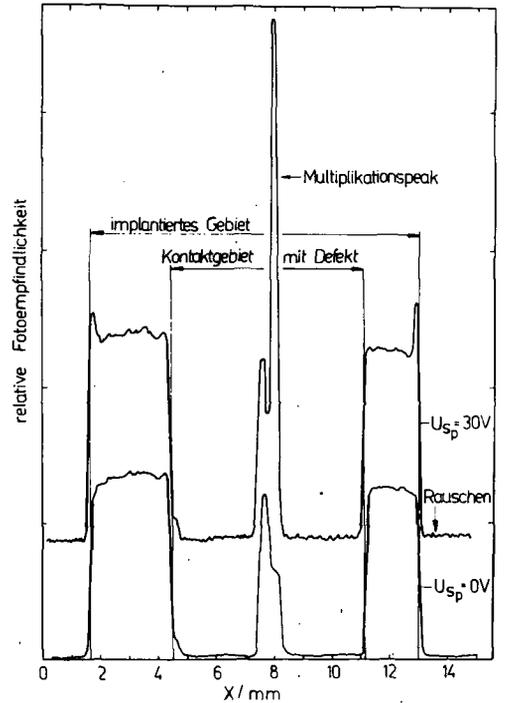


Abb. 4
Nachweis lokaler Durchbrüche. Die Spitze in der Mitte der 30 V-Kurve wird durch Trägermultiplikation an einem Defekt verursacht.

L i t e r a t u r

- [1] Deutscher, M. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 180
- [2] Schüler, W., Rev. Sci. Instr. 38 (1967) 1374

4.27. SILIZIUMDETEKTOREN FÜR EIN RÖNTGENSPEKTROMETER

H. Ulrich und U. Lorenz

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Der Halbleiterdetektor liefert im System eines energiedispersiven Röntgenspektrometers zwei Beiträge zur Energiehalbwertsbreite. Für ein System mit Drain-Feedback wurden diese Beiträge untersucht [1]. Der durch einen Detektorstrom von 0.1 pA hervorgerufene Rauschanteil beträgt bei $10 \mu s$ Filterzeitkonstante 45 eV (bezogen auf Si). Er kann gegenüber den anderen Rauschanteilen für alle Zeitkonstanten $< 10 \mu s$ vernachlässigt werden. Mit den im ZfK hergestellten Si(Li)-Detektoren wurde dieser Sperrstrom für Temperatur $< -165^\circ C$ erreicht (s. Abb. 1).

Die statistischen Schwankungen bei der Ladungsträgererzeugung und -sammlung lassen sich in der Form schreiben:

$$\Delta E_{stat} = 2.35 \sqrt{\epsilon EF (1 + \alpha)}$$

Dabei ist ϵ die Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares ($\epsilon_{Si} = 3.81$ eV), E die Energie der einfallenden Strahlung und F der Fano-Faktor ($F_{Si} = 0.125$). α gibt die zusätzlichen Impulshöhenschwankungen durch Rekombination während des Sammelprozesses an.

Über die mit dem Detektor maximal erreichbare Sperrspannung und die Lebensdauer der injizierten Ladungsträger ist α von den Herstellungsbedingungen des Detektors und von dessen Ausgangsmaterial abhängig. In Abb. 2 sind die aus Messungen mit einer Röntgenenergie von 6.4 keV berechneten Werte für α in Abhängigkeit von der Sperrspannung angegeben.

Wir danken dem ZIE Berlin für die Unterstützung dieser Arbeiten.

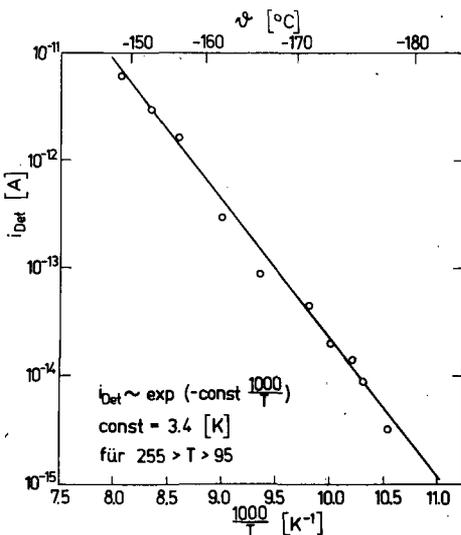


Abb. 1
Temperaturabhängigkeit des Sperrstromes eines Si(Li)-Detektors im Temperaturbereich von -150 °C bis -180 °C in halblogarithmischer Darstellung über $1000/T$.

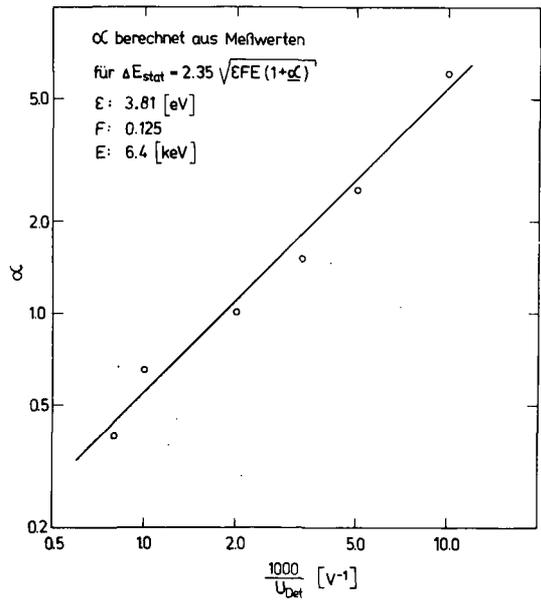


Abb. 2
Durch Rekombinationsverluste im Detektor bedingter Beitrag zum theoretischen Auflösungsvermögen eines Si(Li)-Detektors, aufgetragen in doppeltlogarithmischer Darstellung über $1000/U_{Det}$

L i t e r a t u r

[1] Ulrich, H. et al., ZfK 3101/73 (AF2-Bericht)

4.28. BERECHNUNG DES ELEKTROSTATISCHEN POTENTIALS IN INHOMOGEN DOTIERTEN HALBLEITERN

H. Richter und Ch. Weise

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Es wurde ein Programm zur Berechnung des elektrostatischen Potentials ϕ in einem halbunendlich-ausgedehnten Halbleiter-Kristall bei inhomogener Störstellenverteilung, wie sie bei der Implantation entsteht, aufgestellt. Diese Verteilung soll nur von einer Ortskoordinate x senkrecht zur Kristalloberfläche abhängen.

Das Problem beschränkt sich damit auf die Lösung der eindimensionalen Poisson-Gleichung.

Ist die Konzentration der beweglichen Ladungsträger $\ll 0.2 N_c$ ($N_c = 2.4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ bei $m = m_c$ und Raumtemperatur), so kann die Verteilung der Elektronen und Löcher gut durch die Boltzmann-Statistik beschrieben werden. Weiterhin wurde eine einfache Ionisierung aller Störstellenatome vorausgesetzt. Mit diesen Voraussetzungen nimmt die Poisson-Gleichung die Form einer gewöhnlichen Differentialgleichung an:

$$L^2 \frac{d^2 u}{dx^2} - 2 \sinh(u - u_F) = - \frac{N(x) + N_{\text{const}}}{n_i}$$

($u = q\phi/kT$ normiertes Potential, u_F normiertes Fermi-Potential, L intrinsic Debye length, $N(x)$ inhomogene Störstellenverteilung, N_{const} homogene Grunddotierung).

Für das Problem wurden folgende Randbedingungen aufgestellt:

$$u(\infty) = 0 \text{ und } u'(0) = - N_{\text{SS}}/n_i \cdot L^2$$

(N_{SS} Oberflächenladungsdichte in Einheiten von q).

Die 2. Randbedingung ergibt sich aus der Gesamtneutralität:

$$Q_{\text{sc}} + qN_{\text{SS}} = 0$$

(Q_{sc} Gesamtladung im Halbleiter).

Die Randwertaufgabe wurde numerisch mit Hilfe des Runge-Kutta-Verfahrens als Anfangswertaufgabe gelöst. Dabei wurde die Oberflächenladungsdichte N_{SS} (\sim Oberflächenfeldstärke) vorgegeben und solange sukzessiv $u(0) = u_s$ verändert, bis $u(\infty) = 0$ mit vorgegebener Genauigkeit erfüllt ist. Man kann durch sukzessives Verändern von N_{SS} den Zusammenhang zwischen der Halbleiterladung Q_{sc} und dem Oberflächenpotential u_s punktweise herstellen. Daraus wird die Raumladungskapazität $C_{\text{sc}} \sim dQ_{\text{sc}}/du_s$ ermittelt.

Die Störstellenverteilung $N(x)$ wird entweder als analytischer Ausdruck oder als Liste in das Programm eingegeben. Es können folgende physikalische Größen berechnet werden: Potential, Feldstärke, Konzentration von n und p und ihre Abweichungen von der Störstellenkonzentration

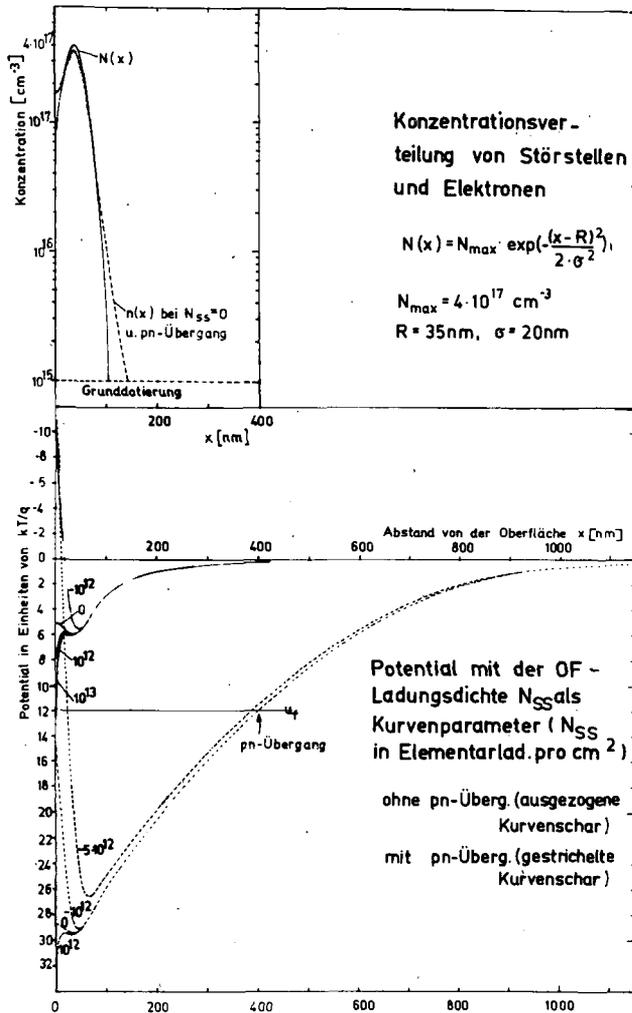


Abb. 1 Potentialverläufe $u(x)$ für gaußförmige Störstellenverteilung $N(x)$ mit der Oberflächenladungsdichte als Parameter. Im oberen Teil ist neben $N(x)$ noch die Elektronenkonzentration $n(x)$ angegeben.

tion als Funktionen der Ortskoordinate sowie die Kapazität $C_{sc}(u_s)$.

Als Beispiel werden in der Abb. 1 Lösungen dieser Randwertaufgabe für ein Störstellenprofil mit einer Gauß-Verteilung, wie es näherungsweise bei einer P-Implantation in Si mit 28 keV und einer Dosis von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ entsteht, gezeigt.

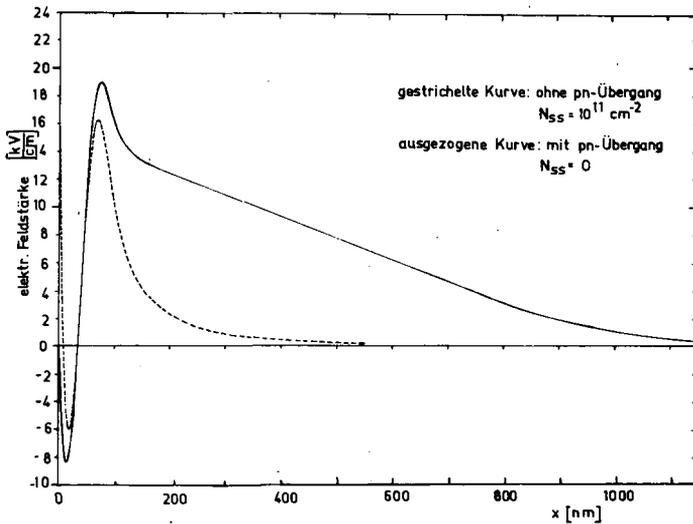


Abb. 2
Feldstärke $E(x)$ für a) mit und b) ohne pn-Übergang bei in beiden Fällen gleichem $N(x)$.

Abb. 1 zeigt, daß auch in dem Fall ohne pn-Übergang und für ein verschwindendes Oberflächenfeld ($N_{ss} = 0$) beträchtliche Abweichungen von der lokalen Ladungsneutralität bestehen. Wie man weiterhin sieht, liegt der pn-Übergang viel tiefer (400 nm) als diejenige Stelle, an der $N_D(x) = N_A$ gilt (100 nm). In dem Bereich um den pn-Übergang ist der Feldstärkeverlauf (s. Abb. 2) linear, da dort die Raumladung nur von denjenigen Störstellenionen gebildet wird, deren Konzentration örtlich konstant ist.

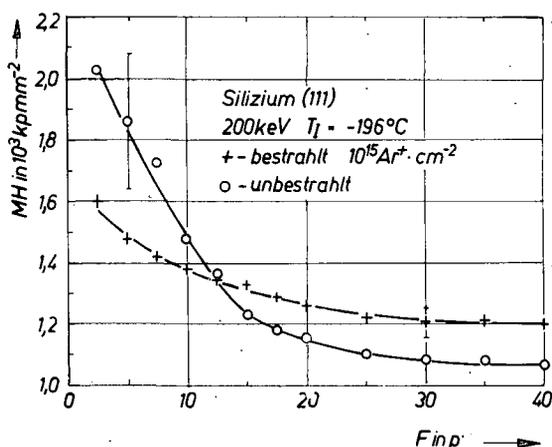
4.29. MIKROHÄRTEUNTERSUCHUNGEN AN IMPLANTIERTEM SILIZIUM

G. Götz, J. Schneider und F. Schwabe
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Mikrohärteuntersuchungen implantierter Halbleiterkristalle sind in der Literatur nur in einer Arbeit [1] beschrieben. Dort wurde der Nachweis geführt, daß implantiertes Silizium nach der Implantation härter wird. Zur Erfassung der Abhängigkeit der Mikrohärte (MH) von der Implantationsdosis, der Implantationstemperatur (T_i), der Ausheiltemperatur und der Prüfkraft wurden systematische Messungen an Si durchgeführt [2]. Um die Einflüsse anderer Faktoren auf die MH berücksichtigen zu können, mußten Voruntersuchungen zur Oberflächen- und Temperaturbehandlung, zur Kristallgüte (Versetzungszahl) und zum Anisotropieverhalten gemacht werden.

Die Abb. 1 zeigt ein charakteristisches Verhalten der MH an einer unbestrahlten und einer bei -196°C bestrahlten Si-Probe. Im Bereich der Strahlenschäden, entsprechend kleinen Prüfkraften, zeigt sich eine Abnahme der MH, die durch eine Auflockerung des Kristallgefüges und damit einer Verringerung der Bindungskräfte zu erklären ist. Eine Zunahme der MH ergibt sich für größere Prüfkraften, die größeren Eindringtiefen des Prüfkörpers entsprechen, gegenüber dem unbestrahlten Si. Der MH-Wert wird hier durch den hinter der implantierten Schicht liegenden Bereich des Kristalls bestimmt.

Die Erhöhung der MH in diesem Bereich ist auf die starken Verspannungen der Kristalle durch die implantierte Schicht, wie sie auch mit anderen Methoden gemes-



sen wurden [3-6], zurückzuführen. Diese Verspannungen erzeugen neue Versetzungen, die bei MH-Messungen größeren MH-Werten entsprechen.

Abb. 1
Mikrohärte von bestrahltem und unbestrahlttem Silizium in Abhängigkeit von der Prüfkraft

L i t e r a t u r

- [1] Gverdtsiteli, I.G., Rad. Fis. Nemetal. Kristallov-Tom 3/2 (1971) Moskva
- [2] Schneider, J., Diplomarbeit, Jena 1974
- [3] BerNisse, E.P., Appl. Phys. Lett. 18 (1971) 581
- [4] Gerward, L., J. Phys. Lett. A39 (1972) 63
- [5] Glaser, E., Diplomarbeit, FSU Jena 1973
- [6] Götz, G. et al., Exp.-Techn. d. Phys. (1974)

4.30. ÄTZVERHALTEN IONENIMPLANTIERTER SiO_2 -SCHICHTEN

J. Mittenbacher und B. Friedrich

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die Dotierung von Halbleiterbauelementen mittels Ionenimplantation bedarf ebenso wie die thermische Diffusion in den meisten Fällen thermisch gewachsener und chemographisch strukturierter SiO_2 -Haftmasken. Ihre Dicke ist je nach verfolgtem Zweck so bemessen, daß die Ionen vollständig oder teilweise vor Erreichen des Substrates abgebremst werden. Eine weitere Bearbeitung der Deckschicht, wie Ätzung, muß die veränderten chemischen Eigenschaften durch den Ionenbeschuß berücksichtigen. Verantwortlich für die Veränderung sind die entstandenen Strahlenschäden und der chemische Charakter der Dopandenionen [1].

Thermisch gewachsene SiO_2 -Schichten einer mittleren Dicke von 650 nm wurden mit Ar^+ - bzw. P^+ -Ionen implantiert. Die Energie war mehrmals gestaffelt bis zu maximal 200 keV, um rechteckförmige Konzentrationsprofile zu erhalten. Wegen sich bildender Polymerschichten bei hohen Dosiswerten war eine Reinigung in oxydierenden Medien notwendig. Als Ätzlösung diente gepufferte HF [5 VT \cdot NH_4F (44 %), 1 VT HF (38 %)]. Die Ätztemperatur betrug $(14 \pm 0.5^\circ\text{C})$. Durch sukzessives Abdecken mit Pizein entstand ein treppenförmiges Ätzprofil mit Stufen entsprechend einer effektiven Ätzdauer von 0.5 Minuten.

Die Bestimmung der Ätzgeschwindigkeit V erfolgte über die Dickenmessung der Restschicht durch Farbenvergleich [2] und Reflexionsmessungen [3] mit einem Fehler ≤ 5 nm. Wie Abschätzungen zeigten, waren die veränderte Brechzahl innerhalb der implantierten Zone von etwa 300 nm Ausdehnung sowie der Einfluß der sich

bildenden neuen Grenzschicht zu vernachlässigen. Zusätzlich wurden die Stufenhöhen direkt mittels Interferenzmessungen bestimmt.

Aus Abb. 1 ist zu sehen, daß für die Ätzgeschwindigkeit nach Implantation von Ar^+ eine Schwelle und eine Sättigungsgrenze in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration von $V = 60 \text{ nm/min}$ für 10^{18} Ar/cm^3 bzw. 120 nm/min für $3 \cdot 10^{19} \text{ Ar/cm}^3$ existiert. Nur Dosiswerte, deren entsprechende Konzentrationsprofile innerhalb dieser Grenzen liegen, erlauben Aussagen über Korrelationen zwischen Ätzgeschwindigkeit und Strukturänderungen. Wie sich zeigt, liegt das Maximum von V bei 125 keV -Ionen nahe der mittleren Reichweite R_p . Wegen der geringen Auflösung pro Ätzstufe ist eine Zuordnung zur Strahlenschäden- oder Dopandenkonzentration nicht möglich. Die relativ große Ätzgeschwindigkeit nahe der Oberfläche kann auf die elektronische Wechselwirkung, wie Aufbrechen von Bindungen, zurückgeführt werden.

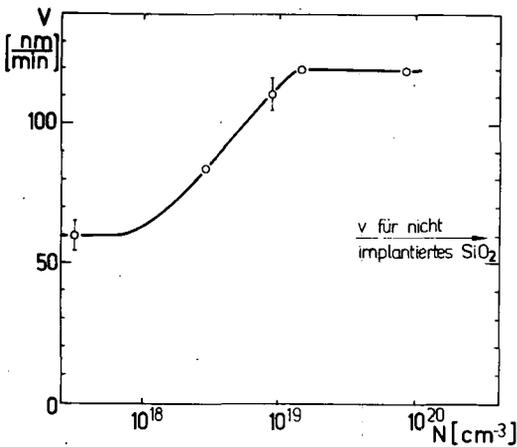


Abb. 1
Ätzgeschwindigkeit V in Abhängigkeit von der Argonionenkonzentration
 $E_{\text{Imp}}(\text{max}) = 200 \text{ keV}$.

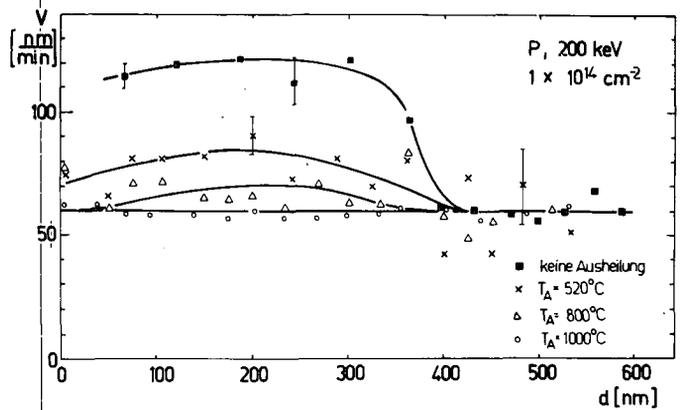


Abb. 2
Ätzgeschwindigkeit V in Abhängigkeit von der Tiefe nach P^+ -Implantation (200 keV , $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) und verschiedenen Ausheiltemperaturen

Das Ausheilverhalten weist auf die entscheidende Wirksamkeit der Strahlenschäden hin (Abb. 2). Für P^+ wird erst nach $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ die ursprüngliche Ätzgeschwindigkeit erreicht. Die Phosphorkonzentration war kleiner $10^{20}/\text{cm}^3$ und daher ohne Einfluß [4]. Analoge Ätzversuche wurden auch an SiO_2 -Gläsern durchgeführt.

L i t e r a t u r

[1] Manfret, A. and I. Bernard, LETI/ME n° 754 (1971)
 [2] Pliskin, W.A. and E.E. Conrad, IBM J. Res. Dev. 8 (1964) 43
 [3] Fränz, I. and W. Langheinrich, Sol. St. El. 11 (1968) 59
 [4] Frenzel, M., Kristall und Technik 8 (1973) 965

4.31. CHEMISCHE ARBEITEN ZUR IONENIMPLANTATION

R. Roß

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 3

Im Bereich Kernchemie wurde eine Reihe Untersuchungen durchgeführt, die sich mit den chemischen Problemen bei der Ionenimplantation in Silizium befaßten. So wurden die günstigsten Parameter der Reinigung und des Ätzens von Si-Substraten ermittelt, mit denen porenfreie und glänzende Oberflächen erzeugt werden konnten [1].

Unter Anwendung der Fotolacke FK11s, KPCR und PKL22 wurden Technologien zur SiO₂-Chemigrafie entwickelt, ein Maskierungsverfahren aus Basis des Fotolackes PKL43 eingeführt und Metallaufdampfschablonen fotolithografisch aus Cu, Ta und Mo hergestellt [2].

Größeren Umfang nahmen die Arbeiten zur Bestimmung implantierter Profile ein. Dabei kamen sowohl die chemische als auch die anodische Schichtabtragung zur Anwendung. Die Schichtdickenbestimmung erfolgte durch Neutronenaktivierungsanalyse des Siliziums. Durch die anodische Oxydation konnten so bei p-Si, bei P-implantiertem p-Si und bei B-implantiertem n-Si Schichtdicken von 30 Å, bei reinem n-Si von 140 Å reproduzierbar abgetragen werden [3]. Zur Bestimmung von Borprofilen wurden Festkörperspurdetektoren auf Zelluloseazetatbasis verwendet, wobei die Reaktion $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ für den Nachweis des Bors ausgenutzt wurde (siehe Bericht 4.17.). Darüber hinaus wurden die Festkörperspurdetektoren so weit entwickelt, daß sie zum Nachweis von α -Teilchen bzw. Protonen eingesetzt werden können [4].

Für Grundlagenuntersuchungen auf dem Gebiet der Elektrochemie von Halbleitern wurden Apparaturen zur Messung von Oberflächenkapazitäten [5] und Oberflächenrekombinationen [6] zusammengestellt und erste Messungen durchgeführt. Für optische Untersuchungen von polierten Si-Scheiben in verschiedenen Temperaturbereichen wurde ein Temperierzusatz für das Spektralphotometer DK-LA gebaut und erprobt [7].

L i t e r a t u r

- [1] Beulich, H., Jahresbericht Bereich Kernchemie ZfK-280 (1974)
- [2] Hüller, J., ebenda
- [3] Mende, G. und G. Küster, ebenda
- [4] Lück, H.B., ebenda
- [5] Michel, H., ebenda
- [6] Hüller, J., ebenda
- [7] Wollschläger, K., ebenda

5. BERICHTE ZU DEN BESCHLEUNIGERN

Der Berichtszeitraum war entscheidend gekennzeichnet durch den erfolgreichen Abschluß des einjährigen dreischichtigen Probetriebes des Tandem-Generators EGP-10-1. Während dieses Probetriebes wurde der Beschleuniger fast ausschließlich für kernphysikalische Experimente genutzt, deren Ergebnisse im vorliegenden Jahresbericht dargestellt sind. Wenn auch die Verfügbarkeit im Berichtszeitraum in Höhe von 65.5 % noch nicht befriedigend ist, so konnten doch die guten Strahlparameter bestätigt werden. Parallel zum Strahlbetrieb wurden Entwicklungsarbeiten zur Erhöhung der Betriebssicherheit des Tandem-Generators durchgeführt. Das von der TU Dresden, Sektion Physik, am Tandem-Generator EGP-10-M im PEJ Obninsk erprobte System der Nanosekunden-Pulsung wurde an unserem Beschleuniger eingebaut und erfolgreich in Betrieb genommen.

Das Zyklotron U-120 wurde entsprechend dem bestätigten Jahresplan betrieben. Kennzeichnend ist die weiter steigende Tendenz der Anforderungen an Strahlstunden, besonders von Nutzern aus verschiedenen Gebieten der Angewandten Forschung sowie zur Produktion radioaktiver Nuklide. Die Verfügbarkeit betrug im Berichtszeitraum 87.0 % und lag damit um 5.0 % höher als im vergangenen Berichtsjahr. Damit wurde das langjährige Jahresmittel wieder erreicht. Mit dem Ziel einer Variation des Magnetfeldes des Zyklotrons wurde mit Messungen desselben bei verschiedenen Shimierungen begonnen.

Das Betriebsergebnis am 2 MeV Van-de-Graaff-Generator wurde durch den vorrangigen Probetrieb des Tandem-Generators beeinflusst. Trotzdem konnten die Anforderungen erfüllt werden.

R. Weibrecht

5.1. DER BETRIEB DES TANDEM-GENERATORS EGP-10-1

H. Matthes und S. Turuc

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Der Tandem-Generator EGP-10-1 arbeitete im Zeitraum zwischen dem 1.9.1973 und dem 31.8.1974 im Dreischichtbetrieb. Von der Gesamtarbeitszeit im Berichtszeitraum stand der Beschleuniger zu 65.5 % für Experimente zur Verfügung. Die Nutzung der Strahlstunden verteilte sich wie folgt:

Kernphysikalische Arbeiten	73.0 %
Festkörperphysikalische Arbeiten	3.7 %
Justier-, Einricht- und beschleunigungstechnische Arbeiten	23.3 %

Im Berichtszeitraum wurden ausschließlich Protonen beschleunigt. Der genutzte Energiebereich lag zwischen 2 und 10 MeV bei Strahlströmen von 1 nA bis 3 μ A.

In die zurückliegende Betriebsperiode fällt auch der planmäßige Abschluß des einjährigen Probetriebes des Tandem-Generators EGP-10-1. Bereits während des Probetriebes konnte der Tandem-Generator überwiegend für kernphysikalische Arbeiten genutzt werden. Am Tandem-Generator wurde ein Pulsungssystem, bestehend aus Strahlableitung, Klystrongruppierung und einem Strahlableitungssystem auf der Hochenergieseite aufgebaut und in Betrieb genommen (siehe Bericht 5.2.).

Der Aufbau eines Ionenquellenprüfstandes wurde abgeschlossen. Am Tandem-Generator wurde eine Turbomolekularpumpe sowjetischer Produktion erprobt.

In den letzten Monaten traten zunehmend Ausfälle auf. Mit Vorarbeiten für die weitere Erhöhung der Betriebssicherheit des Beschleunigers, der ein Prototyp ist, wurde begonnen.

5.2. KURZZEIT-PULSUNG DES TANDEM-GENERATORS EGP-10-1

P. Eckstein, H. Helfer, D. Kätzmer und D. Lehmann
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Es wurde eine Pulsungsapparatur, bestehend aus den mechanischen und elektronischen Baugruppen Strahlzerhacker 1 (STZ 1), Klystrongruppierer (G) und Strahlzerhacker 2 (STZ 2) am Tandem-Generator EGP-10-1 des ZfK Rossendorf eingebaut, justiert und bei physikalischen Messungen in Betrieb genommen (Abb. 1).

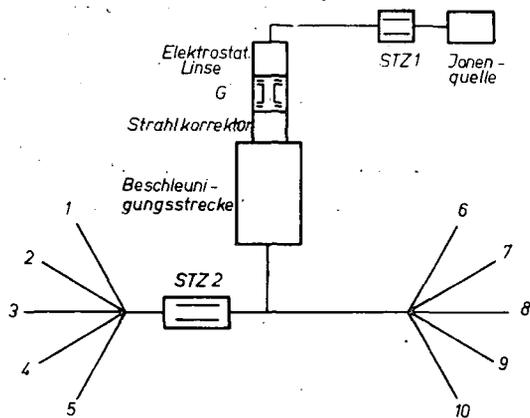


Abb. 1
Einbauorte der Pulsungsbaugruppen

Szintillators und abhängig von der Energieschwelle des Nachweises $\Delta t \approx 1 - 2$ ns. Mit der vorhandenen Pulsungsapparatur sind die in der Tabelle 1 aufgeführten Betriebsarten möglich.

Mit der Variante "200 ns Impulsabstand" sind bisher folgende optimale Ergebnisse erzielt worden:

mittlerer Targetstrom ohne Pulsung	ca. 2 μ A
mittlerer Targetstrom mit Pulsung	ca. 300 nA
Impulsbreite in halber Höhe (STZ 1 + G)	(4 \pm 1) ns
Impulsbreite in halber Höhe (STZ 1 + G + STZ 2)	(2.5 \pm 1) ns
Energiebereich	4 bis 9 MeV

Mit Strahlableitung nach der Beschleunigung sind Impulsdauern um 1 ns erreichbar. Langzeiterprobungen erfolgten während der Messung von (p,n)-Reaktionen. Infolge der noch unbefriedigenden Transmission des Ionenstrahlstromes durch den Tandem-Beschleuniger ergibt sich, daß auch die impulsbildenden Strahlanteile nur teilweise das Target erreichen, wodurch eine beobachtete Abhängigkeit der Impulsform und -halbwidths von der Strahlage erklärt werden kann. Eine ausführliche Publikation der Ergebnisse ist in Vorbereitung.

Die Erprobung der Kurzzeit-Pulsung wurde mittels der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ am Kanal 3 des Beschleunigers durchgeführt. Zum Nachweis der γ -Quanten diente ein Flugzeitspektrometer, bestehend aus einem Detektor mit flüssigem Szintillator NE 213 (\varnothing 115 mm, 37.6 mm lang) und einem SEV vom Typ FEU-63 sowie Nachfolgeelektronik. Das Spektrometer arbeitet nach dem Start-Stop-Prinzip, mit Kopplung des Stop-Signals (im TTL- und ECL-Pegel) an die HF-Phase des elektronischen Pulsungssystems. Die gesamte Eigenauflösungszeit des Spektrometers beträgt infolge der beträchtlichen Größe des

Tabelle 1
Betriebsarten des Pulsungssystems

Impulsabstand	Impulsbreite in halber Höhe	Betriebsart	Bemerkungen
1 μ s	50 - 200 ns	STZ 1	Impulsbreite kontinuierlich regelbar
1 μ s		STZ 1 + G	noch nicht erprobt
200 ns	30 - 110 ns	STZ 1	Impulsbreite kontinuierlich regelbar
200 ns	3 - 6 ns ^{a)}	STZ 1 + G	je nach Größe der HF-Amplitude von G
200 ns	2 - 4 ns ^{a)}	STZ 1 + G + STZ 2 (nur Kanäle 1 - 5)	HF-Amplitude sowie der Höhe der Ablenkspannung von STZ 2

^{a)} Gesamtauflösungszeiten des Flugzeitspektrometers, die Ionenimpulsdauer ist kürzer

Die Autoren sprechen dem Bedienungspersonal des Tandem-Generators, insbesondere dem Kollegen Steinert, ihren Dank für gute Zusammenarbeit bei der Erprobung des Pulsungssystems aus.

5.3. DIE PICK-UP-ELEKTRODE IM TANDEM-GENERATOR EGP-10-1

H. Curian und W. Siegert

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

In den Beschleuniger wurde eine ringförmige pick-up-Elektrode eingebaut. Sie besteht aus zwei je 20 mm breiten Cu-Streifen, die isoliert und symmetrisch auf die Tankwand aufgeklebt wurden. Das pick-up-Signal wird über einen Verstärker einem Meßplatz (Abb. 1) zugeführt. Gleichzeitig wirkt es als zusätzliches Steuerungssignal für die Energiestabilisierung.

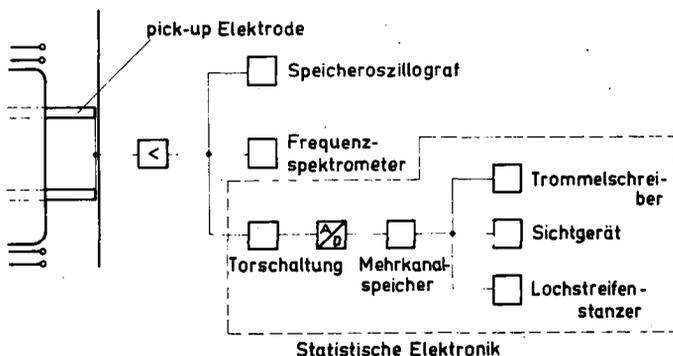


Abb. 1
pick-up-Meßplatz

wurde im Mittel zu 15 ms gemessen (abhängig von Betriebsparametern).

Der pick-up-Meßplatz ist seit etwa einem Jahr im Einsatz. Sein Nutzen zeigte sich bei der Einstellung der optimalen Kreisverstärkung der Energiestabilisierung nach

Mit dem pick-up-Meßplatz wird das Signal (Abb. 2) analysiert. Es wurden untersucht das Überschlagsverhalten, die Selbst-erregung, das Frequenzspektrum des pick-up-Signals und die "ion-transit"-Zeit der Koronatriode nach [1]. Wie bei der Frequenzanalyse festgestellt wurde, treten als Dominanten die einfache und vierfache Bandumlauffrequenz auf. Die "ion-transit"-Zeit der Koronatriode

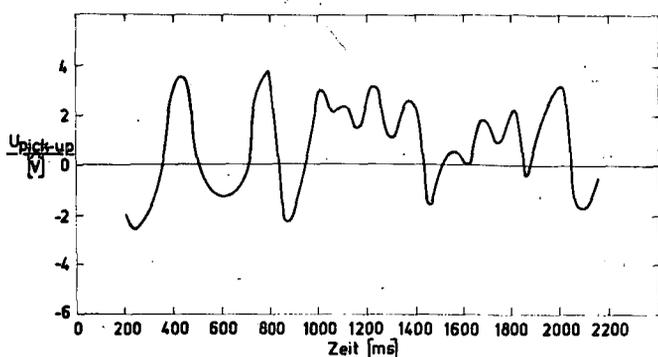


Abb. 2
pick-up-Signal nach Meßverstärker
(Energie 5.5 MeV)

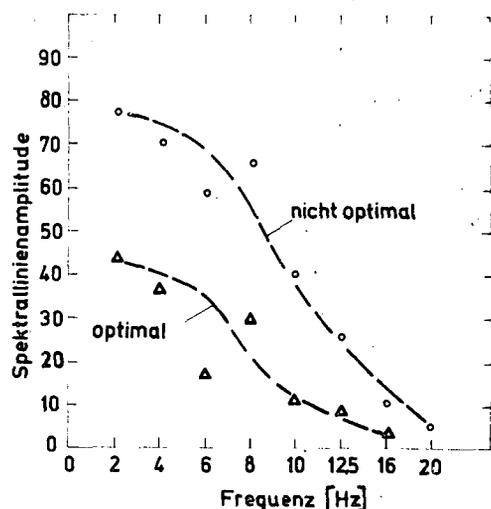


Abb. 3
Einstellung der optimalen Kreisverstärkung des Energiestabilisierungssystems

Das Bodediagramm des ursprünglichen Energiereglerkreises ist zu entnehmen, daß der Phasenrand von 60° durch den Phasenvorhalt höchstens auf 30° reduziert werden darf, wobei der Amplitudengang oberhalb $\frac{1}{T_p}$ um maximal 10 dB erhöht werden kann. Dadurch wird die Energiestabilität verbessert.

Mit dem Meßplatz wurde die bessere Unterdrückung der Frequenzen oberhalb $\frac{1}{T_p}$ nachgewiesen.

L i t e r a t u r

[1] Gere, E.A. et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14 (1967), No.3, S. 161

der minimalen Spektralfläche des pick-up-Frequenzspektrums (Abb.3), bei der Hochspannungstraining und Fehlersuche.

Darüber hinaus können nach Abschluß des Experimentes mittels der Verteilungsdichtefunktion statistische Aussagen über die Qualität der Hochspannung gemacht werden. Weiterhin sind mit diesem Meßplatz Signalanalysen des Ladestroms, des Teilerstroms und des Spaltplattenstroms möglich.

Durch das zusätzliche Steuersignal, das vor der Koronaregelröhre zum Spaltregelsignal summiert wird, erhält das Übertragungsverhalten des offenen Energiereglerkreises einen Phasenvorhalt von $(1 + pT)/(1 + pT_p)$ mit $T = T_p \cdot (1 + \frac{V_p R}{M V})$. T_p ist die pick-up-Zeitkonstante, V_p der Übertragungsfaktor der pick-up-Elektrode, R der Gesamtübertragungsfaktor von pick-up-Regel- und Meßverstärker, M der Gesamtübertragungsfaktor von Analysiermagnet und Spalt-system und V der Übertragungsfaktor des Spaltverstärkers.

Durch den Phasenvorhalt wird bei wachsender Verstärkung R eine bessere Frequenzunterdrückung oberhalb $\frac{1}{T}$ erreicht, wobei sich der Phasenrand verschlechtert. Aus dem Bodediagramm

des ursprünglichen Energiereglerkreises ist zu entnehmen, daß der Phasenrand von 60° durch den Phasenvorhalt höchstens auf 30° reduziert werden darf, wobei der Amplitudengang oberhalb $\frac{1}{T_p}$ um maximal 10 dB erhöht werden kann. Dadurch wird die Energiestabilität verbessert.

Mit dem Meßplatz wurde die bessere Unterdrückung der Frequenzen oberhalb $\frac{1}{T_p}$ nachgewiesen.

5.4. DER BETRIEB DES ZYKLOTRONS U-120

B. Anders und H. Odrich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Das Zyklotron U-120 wurde im Berichtszeitraum vom 1.9.1973 bis zum 31.8.1974 im dreischichtigen Einsatz betrieben. Dabei wurden 87 % der verfügbaren Zeit für Strahlbetrieb genutzt.

Statistik des Beschleunigerbetriebes

Kernphysikalische Arbeiten	36.0 %
Herstellung radioaktiver Nuklide	30.0 %
Biophysikalische Arbeiten	3.2 %
Neutronentherapeutische Arbeiten	6.6 %
Aktivierungsanalyse	2.2 %
Oberflächenaktivierungen für Verschleißuntersuchungen	2.4 %
Beschleunigungstechnische Arbeiten	6.6 %
Wartung, Reparatur und Einrichtarbeiten	13.0 %

Der Bedarf an Strahlstunden für alle Nutzergebiete lag auch 1974 erheblich über der verfügbaren Strahlzeit und folgt damit der Tendenz der letzten Jahre.

Die kernphysikalischen Arbeiten, die im Berichtszeitraum am Teilchenstrahl des Zyklotrons durchgeführt wurden, werden im vorliegenden Jahresbericht behandelt. Die Hauptrichtungen der übrigen Arbeiten änderten sich gegenüber dem Vorjahr nicht, sie können aus [1] entnommen werden. Im Rahmen der beschleunigungstechnischen Arbeiten wurden unter anderem Magnetfeldmessungen am Hauptmagnet des Zyklotrons mit verschiedenen Shimierungen durchgeführt, um die Möglichkeit der Energievariation am Zyklotron zu prüfen. Diese Arbeiten sind noch nicht abgeschlossen. Während durch kleinere technische Verbesserungen der Aufwand an Wartung und Einrichtarbeiten verringert werden konnte, erhöhte sich der Anteil an Reparaturen gegenüber den zurückliegenden Jahren. Die Ursache liegt einerseits in der Alterung einzelner Anlagenteile, die zum Teil bereits 16 Jahre im Einsatz sind, und andererseits in durchschnittlich größeren Strahlintensitäten, insbesondere bei der Herstellung radioaktiver Nuklide und bei der Neutronentherapie, was an einigen Stellen zu größerem Verschleiß führt.

L i t e r a t u r

[1] Anders, B. und H. Odrich, Jahresbericht ZfK-243 (1972) 159

5.5. FOURIER-ANALYSE DES MAGNETFELDES DES ROSSENDORFER ZYKLOTRONS U-120 MIT HILFE EINES PROZESSRECHNERS

B. Hartmann, S. Hiekmann und J. Linnemann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Eine der entscheidenden Bedingungen, unter welcher die Beschleunigung von geladenen Teilchen in einem Zyklotron ermöglicht wird, ist ein rotationssymmetrisches Magnetfeld. Angaben über Orte und relative Abmaße der notwendigen Korrekturshims erhält man aus der Fourier-Analyse der Magnetfeldmeßwerte, die in der

magnetischen Mittelebene auftreten. Im Zusammenhang mit den Vorbereitungsarbeiten zur ^3He -Beschleunigung am Rossendorfer Zyklotron U-120 wurde die Fourier-Analyse durchgeführt. Durch Einsatz eines Prozeßrechners sank der Zeitaufwand pro Analyse gegenüber der manuellen Messung auf etwa 1 %.

Da die Fourier-Analyse bei konstantem Radius r nach dem Summenverfahren [1] mit 24 Meßpunkten genügend genau ist und der radiale Meßbereich ΔR in ebenfalls 24 Schritte unterteilt werden soll, so ergeben sich für eine Gesamtfeldmessung 576 Magnetfeldmeßwerte.

Der azimutale Magnetfeldverlauf bei konstantem Radius und 24 Meßwerten kann beschrieben werden mit

$$B = a_0 + \sum_{\nu=1}^{11} a_{\nu} \cos \nu \varphi_{\nu} + b_{\nu} \sin \nu \varphi_{\nu} = a_0 + \sum_{\nu=1}^{11} c_{\nu} \sin(\nu \varphi_{\nu} + \Delta \varphi_{\nu}),$$

wobei

$$c_{\nu} = \sqrt{a_{\nu}^2 + b_{\nu}^2} \quad \nu = 1, 2, \dots, 11 \quad \text{und} \quad \text{tg} \Delta \varphi_{\nu} = \frac{a_{\nu}}{b_{\nu}}.$$

Die Fourier-Koeffizienten a_0 , a_{ν} , b_{ν} erhält man aus dem Summenverfahren. c_{ν} stellt die Amplitude der resultierenden Harmonischen dar und ist gleichzeitig ein Maß für die Stärke des Eisenstückchens am Ort r , φ_{ν} .

Den Winkel φ_{ν} erhält man aus der Randbedingung, daß B ein Minimum annimmt, d.h.

$$\nu \varphi_{\nu} + \Delta \varphi_{\nu} = 270^{\circ} \quad \text{oder} \quad \Delta \varphi_{\nu} = (270^{\circ} - \Delta \varphi_{\nu}) / \nu.$$

Erfahrungsgemäß ist der störende Einfluß der Rotationsunsymmetrie auf die Teilchenbahnen besonders groß in Gebieten starken Magnetfeldabfalles. Um diese Gebiete einer besonders dichten Messung unterziehen zu können, wurde der radiale Meßbereich ΔR in zwei Gebiete unterschiedlicher Schrittweite Δr_1 , Δr_2 eingeteilt. Dabei gilt

$$\Delta R = n \cdot \Delta r_1 + m \Delta r_2,$$

wobei $n + m = 24$ und $n, m = 1, 2, 3, \dots$ sind.

Als Meßwertgeber wurde das in [2] beschriebene Meß- und Steuergerät verwandt. Die Steuerung der Meßapparatur und die Erfassung der Meßdaten erfolgte im Echtzeitbetrieb mit Hilfe eines Prozeßrechners. Das Flußdiagramm (Abb. 1) stellt einen Überblick des Programmablaufes dar.

Um die einzelnen Schritte zur Realisierung der gewünschten Magnetfeldkonfigurationen prüfen zu können, wurde die Möglichkeit geschaffen, sechs wichtige Unterprogramme über Selektoren (SEL) anzuwählen.

Sie haben folgende Aufgaben:

SEL 1: Die Meßsonde in azimutaler Richtung in Schritten von $\Delta \alpha = 15^{\circ}$ zu bewegen.

SEL 2: Die 576 Meßwerte einer azimutalen Gesamtfeldmessung auf Lochstreifen auszugeben.

SEL 3: Die Meßwerte nach $B = f(r)$, $\alpha = \text{const}$ zu erfassen, die Normierung $B/B_0 = f(r)$, $\alpha = \text{const}$ zu berechnen und auszudrucken.

SEL 4: Die Meßwerte nach $B = f(r)$, $\alpha = k \cdot 15^{\circ}$, $k = 0, 1, 2, \dots, 23$ (radiale Gesamtfeldmessung) zu erfassen, die Normierung $B/B_0 = f(r)$, $\alpha = k \cdot 15^{\circ}$, $k = 0, 1, 2, \dots, 23$, zu berechnen und vor jeder Winkeländerung auszudrucken.

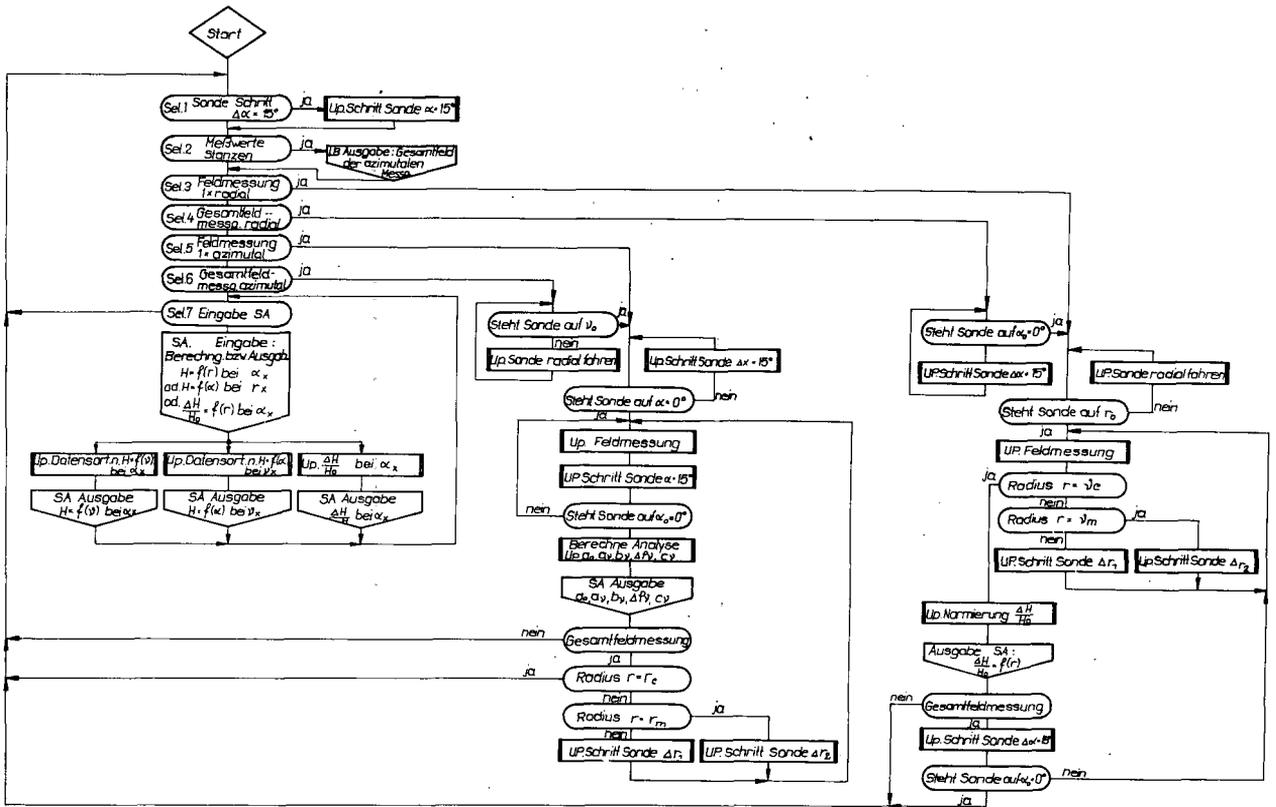


Abb. 1
Flußdiagramm

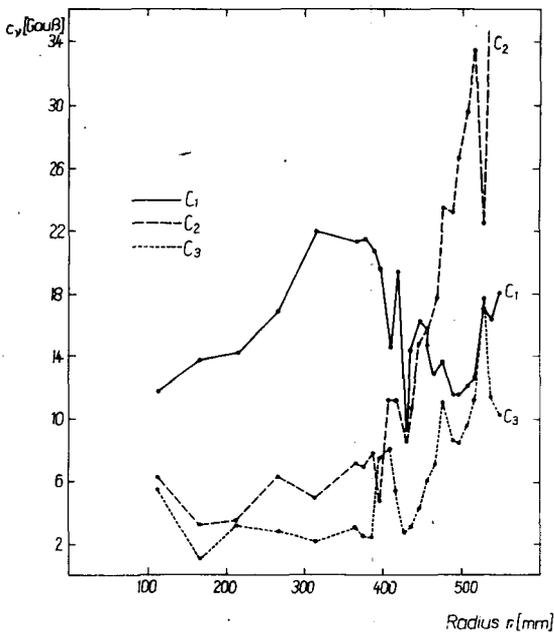


Abb. 2
Amplituden der resultierenden ersten bis dritten Harmonischen in Abhängigkeit vom Radius r

sind die Amplituden c_y der ersten bis dritten resultierenden Harmonischen und die dazugehörigen Orte kleinster Magnetfeldstärken einer "Probeshimierung" grafisch dargestellt (Abb. 2 und 3).

SEL 5: Die Meßwerte nach $B = f(x)$, $r = \text{const}$ zu erfassen, daraus die Fourier-Koeffizienten a_0, a_1, b_1 , die Amplitude c_y und den Winkel $\Delta\varphi_y$ zu berechnen und auszudrücken.

SEL 6: Die Meßwerte nach $B = f(x)$, $r = f(n, m)$ (azimutale Gesamtfeldmessung) zu erfassen, daraus die Fourier-Koeffizienten a_0, a_1, b_1 , die Amplitude c_y und den Winkel $\Delta\varphi_y$ zu berechnen und vor jeder Radiusänderung auszudrücken. Die so erfaßten 576 Meßwerte können wahlweise ausgegeben werden in der Form

- a) $B = f(x)$, $r = \text{Parameter}$,
- b) $B = f(r)$, $x = \text{Parameter}$,
- c) $B/B_0 = f(r)$, $x = \text{Parameter}$.

Zur Demonstration des geschilderten automatisierten Meß- und Auswerteverfahrens

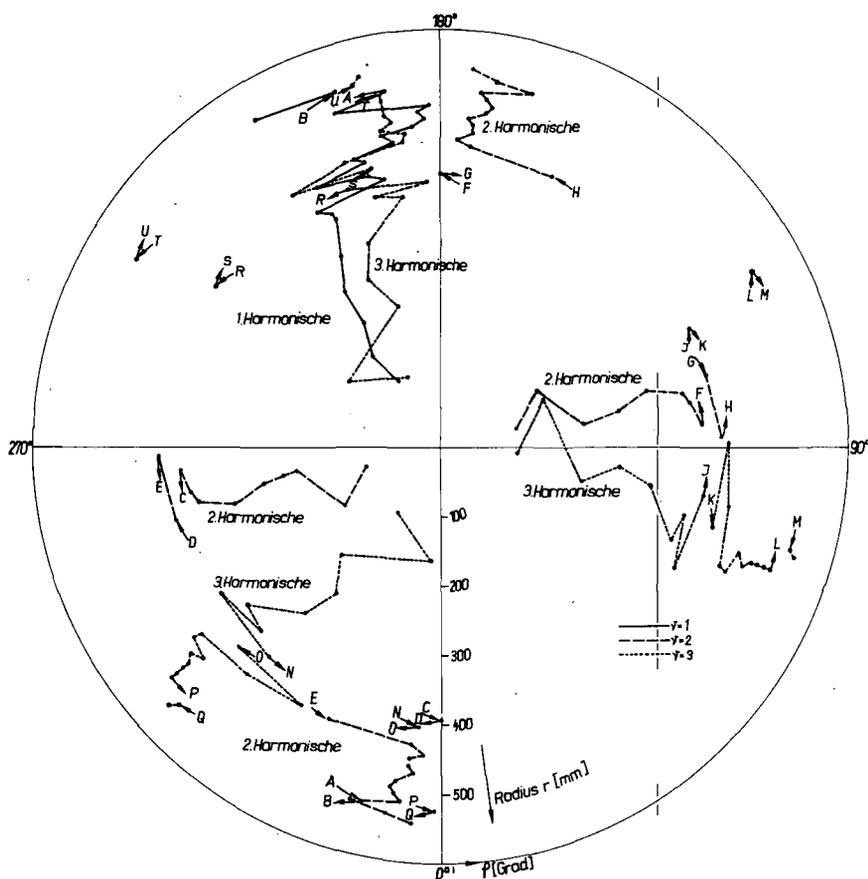


Abb. 3

Orte kleinster Magnetfeldstärken der ersten bis dritten Harmonischen

Die Parameter der Meßsteuerung sind $\Delta R = 430 \text{ mm}$, $n = 1, 2, \dots, 5$; $m = 1, 2, \dots, 18$; $\Delta r_1 = 50 \text{ mm}$ und $\Delta r_2 = 10 \text{ mm}$.

L i t e r a t u r

- [1] Zurmühl, R., Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1953
- [2] Hartmann, B. und G. Kerber, Jahresbericht ZfK-262 (1973) 201

5.6. DER BETRIEB DES 2 MeV-VAN-DE-GRAAFF-GENERATORS

H. Matthes und S. Turuc

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Das Betriebsergebnis am 2 MeV-Van-de-Graaff-Generator wurde in der zurückliegenden Berichtsperiode noch stark durch den Probebetrieb des Tandem-Generators EGP-10-1 beeinflusst. Im Zeitraum vom 1.9.1973 bis 31.8.1974 arbeitete der 2 MeV-Van-de-Graaff-Generator vorwiegend im Zweischichtbetrieb. Die Nutzung verteilte sich wie folgt:

Kernphysikalische Arbeiten	1.6 %
Festkörperphysikalische Arbeiten	84.0 %
Beschleunigungstechnische Arbeiten	14.4 %

Es wurden überwiegend Heliumionen beschleunigt. Im I. Quartal 1974 wurden in der Hauptsache Revisionsarbeiten durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeiten wurden Verbesserungen an der HF-Ionenquelle vorgenommen sowie ein neues Beschleunigungsrohr eingebaut. Das ausgebaute Rohr hatte 7500 Stunden gearbeitet.

6. APPARATIVE UND METHODISCHE ARBEITEN

6.1. EIN LABOR FÜR DIE MECHANISCHE BEARBEITUNG VON HALBLEITERMATERIALIEN

G. Dienel, A. Schmidt und H. Nußbaum

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für die mechanische Vorbereitung von Substraten, die für Untersuchungen auf dem Gebiet der Ionenimplantation an Halbleitern erforderlich sind, wurde ein spezielles Labor eingerichtet, in dem alle dafür erforderlichen Bearbeitungsmaschinen und Einrichtungen konzentriert sind.

Damit in diesem Labor der Staubgehalt der Luft möglichst niedrig ist, wurde eine Belüftungsanlage mit Schwebstofffiltern installiert. Dadurch stellt sich im Labor ein Überdruck von einigen mm WS (Wassersäule) ein.

Zum Schneiden der Halbleitermaterialien wird eine Trennschleifeinrichtung mit diamantbeschichteter Trennscheibe verwendet. Das Läppen der Halbleiterscheiben erfolgt in einer Gegenlauf-Käfigläppmaschine. In ihr können 9 bis ≈ 40 Halbleiterscheiben mit Durchmessern von ≈ 10 bis ≈ 40 mm beidseitig planparallel geläppt werden. Die Scheibendicke kann ≈ 0.2 bis ≈ 8 mm betragen. Als Läppemulsion wird Sinterkorund der Körnung F 10 in Bremsflüssigkeit oder Glykol verwendet. Je nach Belastung werden Abtrageraten von ≈ 0.5 bis $\approx 5 \mu\text{m}/\text{min}$ und Oberflächenrauigkeiten $\leq 2 \mu\text{m}$ erhalten (mittlerer Läppdruck $\approx 150 \text{ p}/\text{cm}^2$).

Das Polieren der Halbleiterscheiben erfolgt entweder in einer Poliermaschine mit statischer Masse-Belastung (≈ 150 bis $\approx 200 \text{ p}/\text{cm}^2$) oder in einer Vibrationspoliermaschine (Belastung ≈ 20 bis $\approx 100 \text{ p}/\text{cm}^2$). Bei Verwendung von Dederonfiltertuch bzw. Billardtuch und in Wasser suspendierter Poliertonerde (Sorte 3) werden Abtrageraten von ≈ 0.2 bis $\approx 6 \mu\text{m}/\text{h}$ und Oberflächenrauigkeiten $< 1 \mu\text{m}$ erhalten. Die Balligkeit beträgt ≈ 1 bis $\approx 5 \mu\text{m}$ über den Scheibendurchmesser.

Die Poliermaschinen wurden in einer gesonderten Clean-Zelle aufgestellt, um den Staubgehalt der Luft hier noch weiter zu verringern.

Zum Vereinzeln der Halbleiterscheiben dient eine Mikrogatterläppmaschine (Rastermaß: 2 - 15 mm). Wird Wolframdraht von 0.1 mm Durchmesser und Sinterkorund der Körnung F 30 verwendet, dann sind Schnittgeschwindigkeiten von $\approx 30 \mu\text{m}/\text{min}$ zu erreichen. Das Ausschneiden kreisförmiger Scheiben erfolgt mit Hilfe diamantbeschichteter Hohlbohrer. Die Schnittgeschwindigkeit beträgt dabei $\approx 200 \mu\text{m}/\text{min}$.

Der Arbeitsplatz zum Aufkleben, Ablösen und Reinigen der Substrate ist in einem Abzug untergebracht. Als Klebemittel werden Phthalat oder ein Gemisch aus Bienenwachs und Kolophonium verwendet. Die Substratreinigung mit organischen Lösungsmitteln erfolgt im Ultraschallbad.

6.2. STAUBARME LABORS FÜR PRÄPARATIVE UND TECHNOLOGISCHE ARBEITEN AN HALBLEITERMATERIALIEN

G. Dienel und A. Schmidt

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für die präparativen und technologischen Arbeiten, die bei Ionenimplantationsuntersuchungen anfallen, wurde ein Trakt staubarmer Labors eingerichtet. Der gesamte Labortrakt ist von der Außenluft abgeschlossen. Die Zuluftversorgung er-

folgt durch nachträglich eingebaute Belüftungsanlagen und Filterkammern mit Schwebstofffiltern. In den Labors und dem zugehörigen Gang stellt sich ein Überdruck von einigen mm WS (Wassersäule) ein. Der Zugang zum Labortrakt erfolgt über eine Staubschleuse, in der Schuhe und Laborkleidung gewechselt werden. Im Labortrakt wird abriebfeste Arbeitskleidung aus Dederon getragen. Der Labortrakt enthält folgende Labors:

Im Chemielabor können die für die Substratvor- und -nachbehandlung erforderlichen chemischen Arbeitsschritte wie z.B. das Ätzen und Reinigen der Halbleitersubstrate durchgeführt werden. Dafür stehen u.a. eine Rotationssätzeinrichtung, ein Arbeitsplatz für das Ätzen, Waschen und Trocknen von Halbleiterscheiben, der in einer Laminarbox (staubarmer Arbeitsplatz) untergebracht ist, einige Ultraschallwaschanlagen, eine Quarz-Bidestillationskolonne und eine Wasserdeionisierungsanlage zur Verfügung.

Im fotolithografischen Labor werden mit Hilfe von Fotomasken und fotolithografischer Prozesse mit SiO_2 beschichtete Halbleiteroberflächen bzw. aufgedampfte Metallschichten strukturiert. In Laminarboxen stehen dafür Einrichtungen zum Beschichten, Entwickeln, Tempern und Entfernen des Fotolackes sowie eine Justier- und Belichtungseinrichtung zur Verfügung. Damit sind die SiO_2 -Planartechnik, die Al-Chemigrafie und die Anfertigung von Metallaufdampfmasken aus Cu, Ni, Mo und Ta mit kleinsten Strukturen von $\approx 10 \mu\text{m}$ möglich.

Das Aufdampflabor wurde für die Kontaktierung von Halbleitersubstraten und die Anfertigung spezieller Targets eingerichtet. Dafür stehen kommerzielle Aufdampfanlagen und eine Laminarbox zur Verfügung. Eine dieser Anlagen ist für die beidseitige Kontaktierung von Halbleiterscheiben mit Al und Au in einem Vakuumzyklus ausgerüstet. Mit Hilfe einer Tiefkühlfalle wird während des Aufdampfens ein Vakuum von $\leq 5 \cdot 10^{-5}$ Torr erreicht. Eine andere Aufdampfanlage ist mit einem Elektronenstrahlverdampfer und drei strahlungsgeheizten Verdampferquellen zur Herstellung von Mehrschichten ausgerüstet. Mit der eingebauten Tiefkühlfalle wird während des Aufdampfens ein Vakuum $\leq 1 \cdot 10^{-5}$ Torr aufrechterhalten. Für die Herstellung freitragender Targets und für Hilfsbedampfungen sind weitere Aufdampfanlagen vorhanden. Alle Anlagen sind mit Schwingquarz-Schichtdickenmeßgeräten ausgerüstet.

Im Sputterlabor sind die Sputterapparaturen konzentriert, die zum Passivieren von Halbleiteroberflächen eingesetzt werden. In eine kommerzielle HF-Zerstäubungsapparatur wurden zusätzliche Elektroden für die Plasmaanodisation eingebaut, um mit ihr SiO_2 -Passivierungsschichten mit niedrigen Oberflächenzustandsdichten ($\leq 10^{11}$) erzeugen zu können. Eine UHV-Anlage wurde für Experimente zur Passivierung von Halbleiteroberflächen mit SiO_2 , Si_3N_4 , Al_2O_3 u.ä. durch Plasmaanodisation oder reaktiver Zerstäubung eingerichtet.

Die zum Tempern der implantierten Halbleitersubstrate und zum thermischen Passivieren erforderlichen Einrichtungen wurden im Temperlabor aufgebaut. Es handelt sich dabei um zwei Schutzgasöfen hoher Temperaturkonstanz für den Temperaturbereich von $\approx 300^\circ\text{C}$ bis 1250°C mit ≈ 55 mm Arbeitsrohrdurchmesser und den dazugehörigen Gasreinigungs- und Befeuchtungsanlagen. Das Beschicken der Arbeitsrohre erfolgt in einer Laminarbox. Weiter ist ein trägheitsarmer Vakuumofen mit ≈ 25 mm Rohrdurchmesser für Temperaturen bis $\approx 800^\circ\text{C}$ vorhanden.

Im Meßlabor befindet sich die Meßtechnik, die zwischen technologischen oder präparativen Verfahrensschritten eingesetzt wird. Es handelt sich hierbei um Apparaturen für Leitfähigkeitsmessungen (Vierspitzenmethode), Messung der Temperaturabhängigkeit des Hallkoeffizienten, Aufnahme von Kapazitäts-Spannungskurven und Schichtdickenmessungen.

6.3. EIN ELEKTROMAGNETISCHER MASSENSEPARATOR ZUR IONENIMPLANTATION

J. Altmann, K.-D. Butter, G. Dienel, G. Franz, A. Schmidt, J. Schöneich, H. Schuster und H. Tyrroff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Am 23.11.1973 wurde im ZfK Rossendorf ein elektromagnetischer Massenseparator (Implanter II) mit Erfolg erprobt. Das neue mit einem Elektromagnet [1] arbeitende Gerät bietet im Gegensatz zum Implanter I mit Permanentmagnet [2] die Möglichkeit, alle einfach geladenen Ionen der Massenwerte $M \leq 250$ bis zur Maximalenergie von 100 keV zu beschleunigen und zu trennen.

Da die Feldstärke des Elektromagneten kontinuierlich einstellbar ist, kann die Massentrennung bei Ionenenergien im Bereich $20 \text{ keV} \leq E \leq 100 \text{ keV}$ erfolgen. Dies begünstigt den Einsatz der Anlage für die Ionenimplantation, da hier die Ionenenergie eine bestimmende Größe für das Dotierungsprofil ist.

Bei einem mittleren Ablenkradius von 150 cm und einem Ablenkwinkel von 75° wird bei nahezu vollständiger Zweirichtungsfokussierung eine Dispersion von 1.4 cm für $\frac{\Delta M}{M} = 1\%$ erreicht. Es wurden Ionenströme bis zu $50 \mu\text{A}$ am Kollektor erhalten.

Die Konstanz des Erregerstromes für den Elektromagneten beträgt $5 \cdot 10^{-5}$ [3], die der Beschleunigungsspannung (siehe Bericht 6.5.) $2 \cdot 10^{-4}$. Z. Z. wird die Anlage mit einer maximalen Beschleunigungsspannung von 55 kV betrieben. Nach Anbringen besonderer Abschirmungen gegen Koronaentladungen und konstruktiver Änderungen des Beschleunigungssystems (Zwischenvakuum-System) wird es möglich sein, die Anlage mit maximaler Beschleunigungsspannung zu betreiben.

Als Ionenquelle kommt eine Plasma-Quelle vom Nielsen-Typ zum Einsatz, die sich am Implanter I bewährt hat.

Ein vierteiliges Einzellinsensystem bildet die zweistufige Beschleunigungsstrecke und formiert einen parallelen Ionenstrahl. Extraktions- und Fokussierungsspannung werden durch speziell entwickelte Hochspannungsgeräte erzeugt (siehe Bericht 6.4.).

Bis zum Einsatz einer Kollektorkammer für die "200 °C-Vakuumtechnologie" wird der Implanter II mit einer provisorischen Kammer aus vorhandenen Vakuumbauteilen betrieben. Bei den Systemen zum Strahlennachweis und den Kollektierungseinrichtungen wurden die bewährten Konstruktionen des Implanters I beibehalten [4],[5]. Die provisorische Kollektorkammer gestattet den gleichzeitigen Einsatz von 4 Substraten bis zu einem Durchmesser von 36 mm.

Beschleunigerseitig wird ein Betriebsvakuum von ca. $1.5 \cdot 10^{-5}$ Torr mit Hilfe einer Öldiffusionspumpe mit Wasserbaffle und einer Saugleistung von 2000 l/s erreicht. Zwei Öldiffusionspumpen mit 500 l/s, die mit Wasserbaffle und N_2 -Baffle arbeiten, gewährleisten in der Kollektorkammer einen Druck von ca. $4 \cdot 10^{-6}$ Torr.

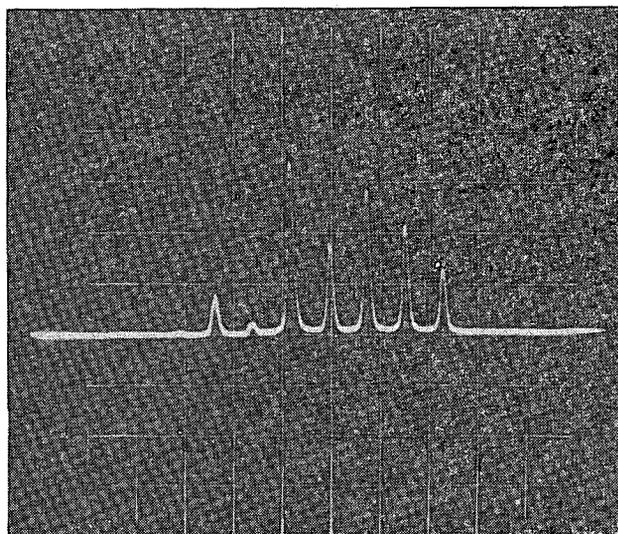


Abb. 1 zeigt das bei Testversuchen aufgenommene Spektrum der Hg-Isotope. Daraus ergibt sich für die Auflösung der Anlage ein Wert $RP_{1/2} \approx 1200$.

Abb. 1
Spektrum der Hg-Isotope ($196 \leq M \leq 204$) bei einem Ionenstrom von ca. $1 \mu A$

L i t e r a t u r

- [1] Altmann, J. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 185
- [2] Altmann, J. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 135
- [3] Kluttig, G., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 187
- [4] Altmann, J. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 132
- [5] Schmidt, A. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 130

6.4. HOCHSPANNUNGSVERSORGUNG FÜR DAS LINSENSYSTEM DES ELEKTROMAGNETISCHEN MASSENTRENNERS (IMPLANTER II)

J. Altmann, R. Kliemann und H. Tyrroff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Als Extraktionsspannung (U_{ex}) für den Ionenstrahl des elektromagnetischen Massentrenners (Implanter II) benötigt man eine vom Erdpotential aus steuerbare, über einen Trenntransformator gespeiste, stabilisierte Hochspannung negativer Polarität.

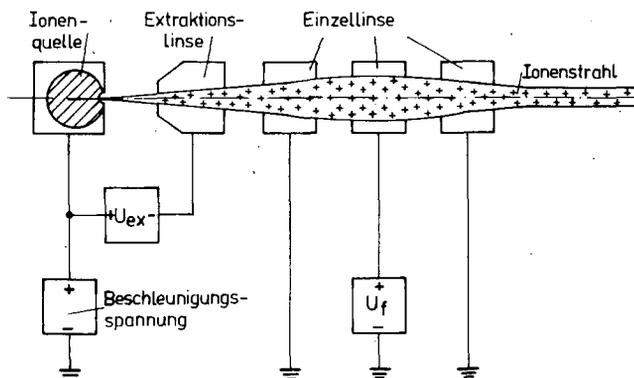


Abb. 1
Blockschema für das Linsensystem

Die Fokussierspannung (U_f) soll mit einer einseitig geerdeten, vom Erdpotential aus steuerbaren, stabilisierten Spannungsquelle positiver Polarität versorgt werden (Abb. 1).

Die Spannungsquellen müssen den folgenden Bedingungen genügen:

- Spannungsbereich: $0 \text{ kV} \leq U \leq 30 \text{ kV}$
- Laststrom: $I \leq 1.5 \text{ mA}$
kurzschlußfest
- Langzeitstabilität: $\frac{\Delta U}{U} < 1 \cdot 10^{-2}$
- Restwelligkeit: $\Delta U \leq 1 \text{ V}_{ss}$ bei Vollast

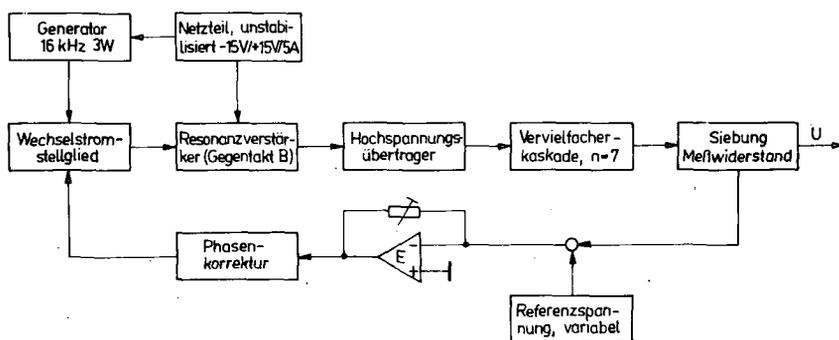


Abb. 2
Blockschema der Spannungserzeugung

Die gestellten Forderungen wurden durch die in Abb. 2 dargestellte Schaltungsvariante realisiert.

Aus dem Farbfernsehgerät "Color 20" wurde für die positive Hochspannungsversorgung die Spannungsvervielfacherkaskade (Selensäulen) und der Hochspannungsübertrager verwendet. Für die negative Hochspannungserzeugung mußten Vervielfacherkaskaden angefertigt werden. Die Endstufe stellt mit Hochspannungsübertrager und der Diodenkapazität der Vervielfacherkaskade einen Resonanzverstärker im Gegentakt-B-Betrieb dar.

Um einen guten Wirkungsgrad zu erzielen, wird das Wechselstromstellglied und der Generator auf die gleiche Resonanzfrequenz der Endstufe eingestellt. Aufgrund der Resonanzfrequenz von ca. 16 kHz wird die obengenannte Restwelligkeit schon mit einem Siebkondensator von 10 nF erreicht. Das Gerät ist volltransistorisiert in diskreter Bauweise. Dabei wurde besonderer Wert auf Betriebssicherheit im starken Energiefeld gelegt.

Obwohl die maximale Strombelastung einer Vervielfacherkaskade 1.5 mA beträgt, konnte durch Parallelschalten zweier Kaskaden ein maximaler Ausgangsstrom von nur $I = 2$ mA erreicht werden. Dies wird durch die verminderte Resonanzfrequenz erklärt, bei der der Ausgangsstrom des Hochspannungsübertragers wegen der Eisen-erwärmung nur 2 mA beträgt. Die Leistungsübertragung kann vergrößert werden, wenn der Luftspalt des Hochspannungsübertragers vergrößert und damit die Resonanzfrequenz erhöht wird.

Die beschriebene Spannungserzeugung hat sich in einer halbjährigen Testperiode am Implanter II bewährt.

6.5. ERZEUGUNG UND STABILISIERUNG DER BESCHLEUNIGUNGSSPANNUNG FÜR DEN IMPLANTER II

J. Altmann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

G. Kluttig

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 6

Für den Implanter II wurde eine Hochspannungsanlage entwickelt und gebaut. Die technischen Daten sind:

Spannungsbereich	5...100 kV kontinuierlich einstellbar
Laststrom	max. 15 mA
Konstanz der Ausgangsspannung	$\frac{\Delta U}{U} \approx 2 \cdot 10^{-4} / 8 \text{ Std.}$
Restwelligkeit	$\Delta U \approx 5 V_{SS}$ bei Vollast.

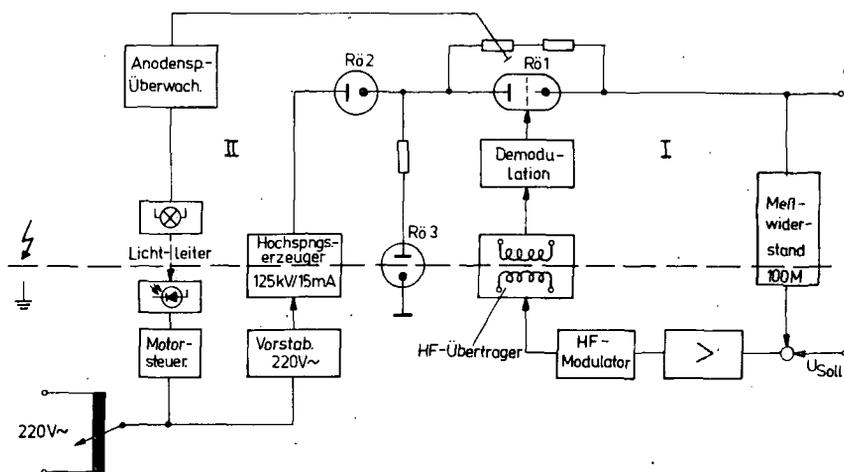


Abb. 1
Prinzipschaltbild der Hochspannungsanlage

Abb. 1 zeigt das Prinzipschaltbild der Anlage. Mit Hilfe des Regelkreises I wird die Hochspannung mit obengenannter Konstanz auf den durch eine Sollspannungsquelle vorgegebenen Wert gehalten. Als Sollwert dient eine hochkonstante Spannungsquelle mit $\frac{\Delta U}{U} = 2 \cdot 10^{-5}$ im Temperaturbereich von 10...30 °C.

Die verstärkte Regelabweichung wird auf eine HF-Spannung von 5 MHz moduliert und induktiv auf Hochspannungspotential übertragen. Die demodulierte Spannung wirkt als Gitterspannung für die als Stellglied benutzte Röhre Rö1 vom Typ SRS 326. Um die Röhre nicht zu überlasten, wird bei Erreichen der Grenzwerte die Betriebsspannung über den Regelkreis II nachgestellt. Die Elektronik der gesamten Stabilisierungsschaltung wurde mit diskreten Bauelementen und integrierten Schaltkreisen vom Typ μA 709 ausgeführt.

Zur Erzeugung der unstabilisierten Hochspannung wird ein Baustein vom Typ TuR/T 250 mit der Nennspannung von 125 kV und einem maximalen Strom von 15 mA verwendet. Die Siebung erfolgt mit zwei RC-Gliedern mit einem Gesamtsiebfaktor von 60. Die Hochspannungsdiode Rö2 mit einstellbarem Heizstrom dient zur Strombegrenzung bei Hochspannungsüberschlägen. Eine weitere Hochspannungsdiode Rö3 arbeitet als automatischer elektronischer Schalter zur Erdung der Anlage beim Öffnen des Hochspannungsraumes bzw. beim Ausschalten.

6.6. EINE TIEFGEKÜHLTE ÖLDAMPFSPERRE

H. Nußbaum und A. Schmidt

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das erforderliche Betriebsvakuum von ca. 10^{-5} Torr in den beiden Massentrennern (Implanter) wird mit Hilfe von Öldiffusionspumpen erzeugt. Zur Vermeidung der schädlichen Ölrückströmung werden wassergekühlte Öldampfsperren (Baffles) eingesetzt. Um die Vakuumbedingungen zu verbessern, d.h. insbesondere den Kohlen-

wasserstoff-Partialdruck im Rezipienten zu reduzieren, wurden von uns Tiefkühlbaffles entwickelt und eingebaut.

Die Tiefkühlbaffles müssen folgende Forderungen erfüllen:

1. Das Baffle soll "optisch" dicht sein.
2. Die Drosselung der Sauggeschwindigkeit der Diffusionspumpen durch das Baffle soll $< 50\%$ sein.
3. Das Baffle muß leicht kühlbare Prallflächen mit geringen Wärmeverlusten besitzen.
4. Das Baffle soll eine niedrige Bauhöhe und zum Zwecke der Reinigung einen service-freundlichen Aufbau haben.
5. Die schweißtechnische Konstruktion ist so auszulegen, daß die sogenannten Diffusionsspalte vermieden werden.

Es wurden zwei Arten von Öldampfsperren entwickelt, die den üblichen TGL-Normen für Vakuumbauteile NW 150 und NW 250 entsprechen. Die Baffles bestehen aus zwei Teilen, dem flachen Gehäuseteil und dem Kühleinsatz. Am Gehäuseteil sind die Normflansche NW 150 bzw. NW 250 angeschweißt. Der Kühleinsatz kann zu Reinigungszwecken ohne Demontage des Gehäuses leicht ausgebaut werden. Dieser setzt sich zusammen aus einem rechteckigen Flansch mit den beiden Kälte durchführungen und dem Kühlrohr mit den in zwei Reihen versetzt angeordneten Cu-Kühlblechen. Die Abb. 1 stellt den prinzipiellen Aufbau der tiefgekühlten Öldampfsperren und ihre Anordnung in der Vakuumanlage dar. Aus Gründen der Korrosionsbeständigkeit,

guten Schweißbarkeit und Wärmeisolation sind die Baffles - mit Ausnahme der Kühlbleche - aus V2A-Stahl gefertigt. Die schweißtechnische Konstruktion ist so konzipiert, daß alle Schweißnähte "innen" liegen, so daß die schädlichen Diffusionsspalte entfallen.

Das Einspeisen des Kühlmittels in die Baffles erfolgt mit Hilfe einer Förderpumpe für flüssigen Stickstoff. Diese Pumpe wurde mit Genehmigung des VEB Carl Zeiss Jena in Lizenz nachgebaut. Dabei sind je zwei Baffles in Reihe geschaltet, und die Förderpumpe arbeitet im Kreislaufbetrieb. Nach ca. 15 min hat sich auf den Prallflächen gleichmäßig die Temperatur des flüssigen N_2 eingestellt. Die Kälte durchführungen bereifen etwa zur Hälfte ihrer Länge, so daß Gehäuse, Flansch und Dichtring auf Raumtemperatur bleiben.

Durch Einsatz der Tiefkühlbaffles konnte eine Verbesserung des Betriebsvakuums auf $4 \cdot 10^{-6}$ Torr erreicht werden. Weiterhin werden durch Ölfraktionierung entstandene leichte Kohlenwasserstoffe weitgehend vom Rezipienten ferngehalten (siehe Bericht 4.16.).

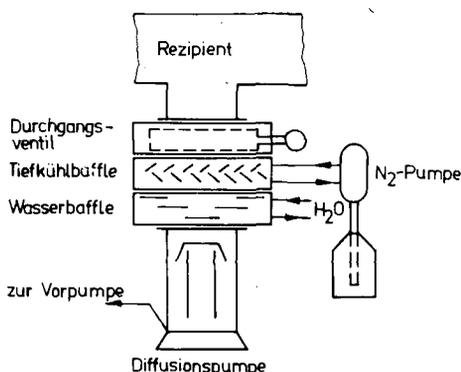
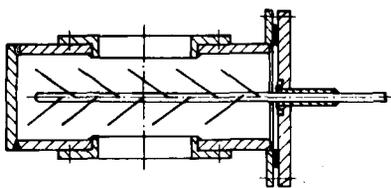


Abb. 1

Prinzipieller Aufbau der tiefgekühlten Öldampfsperren und ihre Anordnung in der Vakuumanlage

6.7. SCHALTGEREGELTES NETZTEIL FÜR STRÖME BIS 20 A

F. Weidhase

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Stromversorgung eines mit Elektronikmodulen bestückten Überrahmens, z.B. eines CAMAC-Crates, erfordert stabilisierte Netzgeräte einer obengenannten Stromergiebigkeit bei Ausgangsspannungen von ± 6 V und ± 24 V. Für den Aufbau entsprechender Netzteile bietet sich die Verwendung eines Schaltreglers an [1]. Die bekannten Vorteile des Schaltreglers gegenüber herkömmlichen Längsreglern kommen voll zum Tragen, wenn es gelingt, die prinzipbedingte Restwelligkeit (kHz-Bereich) klein zu halten.

In dem vorliegenden Netzteil ist die Restwelligkeit reduziert, indem durch Einfügen einer Differenzverstärkerstufe (mit BFY 91) die Empfindlichkeit des Spannungsstabilisators μ A 723 gesteigert wurde [2].

Mit einem als Schalttransistor arbeitenden Transistor KD 502 (oder 2 x KU 607) wurde bei +6 V ein Ausgangsstrom zwischen 0 und 20 A erzielt. Ein Transistor KU 611 dient hierbei als Treibertransistor.

Eine abgerüstete Variante dieses Netzteiles enthält nur einen Leistungstransistor KU 611 und kann bei +24 V einen Strom von 0 bis 3 A liefern.

Erste Messungen an der in Si-Technik aufgebauten Schaltung [2] ergaben folgende Werte:

Schwankung der Ausgangsspannung

zwischen Leerlauf und Vollast: < 3 ‰

bei 10 % Netzspannungsänderung: < 2 ‰

Restwelligkeit (nahezu lastunabhängig) U_{ss} : ≤ 50 mV

Die Langzeitstabilität pro 1000 h wird in Höhe von < 5 ‰ erwartet.

Mit den obengenannten Werten werden die Forderungen an die Stromversorgung eines CAMAC-Überrahmens [3] erfüllt. Dem Netzteil können bekannte Schutzschaltungen vor- oder nachgeschaltet werden, um angeschlossene TTL-Schaltungen vor Überspannungen bei Bauelementeausfall zu schützen [4],[5].

L i t e r a t u r

[1] Vogler, B., radio-fernsehen-elektronik 21 (1972) 27

[2] Weidhase, F., Sonderdruck, TU Dresden, Sektion Physik, in Vorbereitung

[3] ESONE-committee, CAMAC - A Modular Instrumentation System for Data Handling, Bericht EUR 4100e (1972)

[4] Informationsblatt des ZfK Rossendorf, April 1974, Überspannungsschutz für Stromversorgungsbausteine SV 1011...42

[5] Schuster, W., radio-fernsehen-elektronik 21 (1972) 623

6.8. ERPROBUNG EINES NEUTRONENFLUGZEITSPEKTROMETERS AM TANDEM

P. Eckstein, H. Förtsch, H. Helfer, D. Kätzmer, J. Kayser, D. Lehmann, W. Pilz, J. Rumpf, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Es wurde ein Neutronenflugzeitspektrometer am Tandem aufgebaut und erprobt. Über die Nanosekunden-Pulsung des Protonenstrahls wird im Beitrag 5.2. berichtet. Der Neutronendetektor sowie die zugehörige Nachweiselektronik ist in [1] beschrieben.

Zur Reduzierung des Neutronen- und Gammauntergrundes wurde ein Kollimator fertiggestellt, der in [2] konzipiert ist. Mit einer PoBe-Neutronenquelle wurde für Neutronenenergien oberhalb 1 MeV ein energiemittelter Schwächungsfaktor des Kollimators für unterschiedliche Richtungen gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 1 als Polardiagramm dargestellt.

Der Kollimator ist fahrbar und gestattet, Laborwinkel zwischen 30° und 150° einzustellen. Die Flugstrecke kann minimal 2 m betragen und läßt sich, gemäß den räumlichen Gegebenheiten, auf 8 bis 10 m verlängern. Für erste Untersuchungen mit diesem Spektrometer wurden als Targetkerne für die (p,n)-Reaktion ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{93}Nb , ^{107}Ag , ^{109}Ag , ^{181}Ta und ^{197}Au verwendet. Die Dicke der Targets wurde zwischen 100 und $2000 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ gewählt [3]. Bei Materialien wie Nb und Mn kann auf eine Unterlage nicht verzichtet werden, wobei Kohlenstoff, Gold und Polystyrol erprobt wurden.

Zwei typische Flugzeitspektren zeigt Abb. 2. Die Energieauflösung ΔE ist in der Abbildung eingetragen. Die Niveaus des mittelschweren Kerns ^{59}Ni werden bei nied-

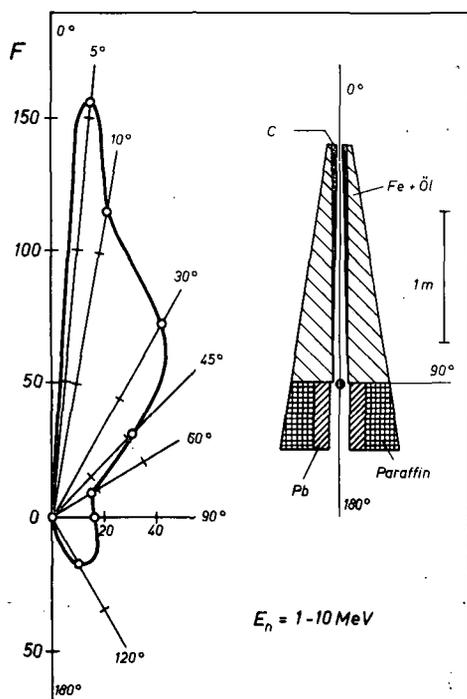


Abb. 1
Mittlerer Schwächungsfaktor F des Neutronenkollimators (Polardarstellung)

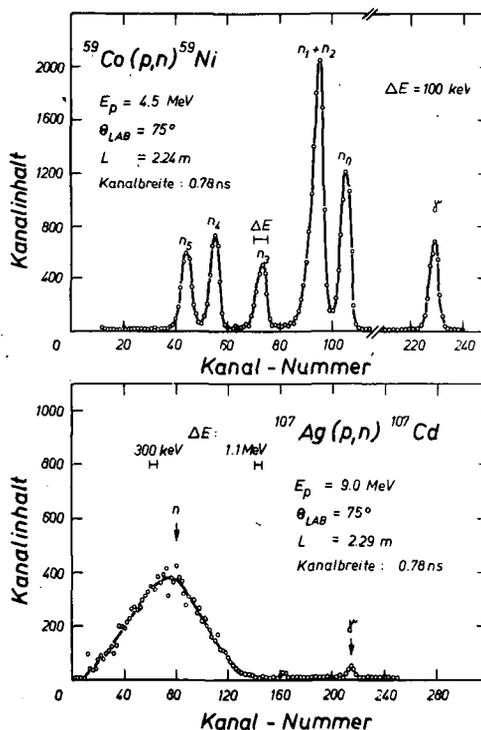


Abb. 2
Zwei typische Neutronenspektren

rigen Neutronenenergien gut getrennt. Im Spektrum des schwereren Kerns ^{107}Cd können die Niveaus infolge hoher Dichte nicht mehr getrennt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Pilz, W. et al., ZfK-261 (1973) 97
- [2] Zunkel, J., Diplomarbeit, TU Dresden 1972
- [3] Streil, T., Diplomarbeit, TU Dresden 1974

6.9. UNTERGRUND- UND TARGETPROBLEME AN GEPULSTEN DD-NEUTRONENGENERATOREN

M. Mohamed, Th. Schweitzer und S. Unholzer
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Einlagerung von Deuterium in Blenden und Wandung des Strahlführungs- und Pulsungssystems von DD-Neutronengeneratoren durch den streifenden Strahl verursacht einen merklichen Selbsttargeteffekt, der die Quellstärke der Targetreaktion übersteigen kann und dann die Untergrundproblematik sowie die Monitorierung des Neutronenstreuexperimentes zur Messung von differentiellen elastischen und unelastischen Streuquerschnitten (siehe Bericht 1.4.) stark beeinflusst.

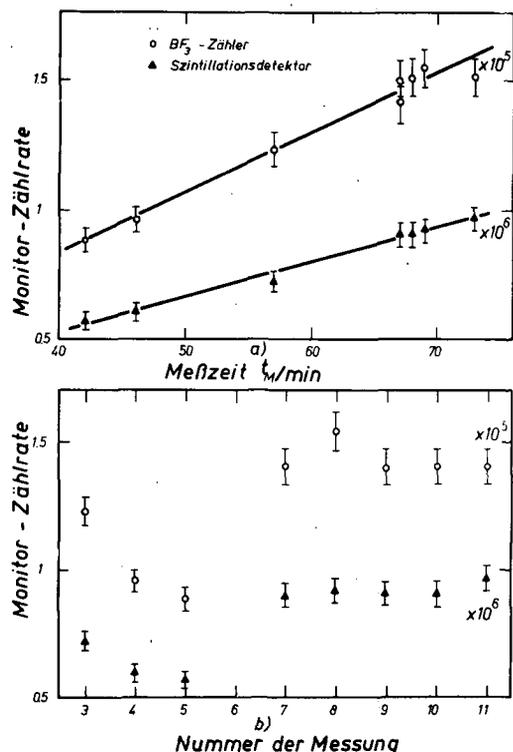


Abb. 1
 Monitorraten für ein zweifaches Monitorsystem, bestehend aus BF_3 -Monitor und Szintillationsmonitor mit und ohne Berücksichtigung der Meßzeiten

Unter Berücksichtigung der Meßzeit ist trotz dieser Quelle, die in erster Näherung als stationäre Quelle wirkt, durch systematische Auswertung der Monitorraten (siehe Abb. 1) eine zuverlässige Monitorierung durch BF_3 - und Szintillationsmonitor, die mit hoher Wahrscheinlichkeit fehlerhafte Messungen zu erkennen und auszuschließen erlauben, möglich. (BF_3 -Monitor und Szintillationsmonitor dienen zur Kontrolle bei der absoluten Monitorierung, siehe [1],[2].)

Der ebenfalls durch die stationäre Quelle hervorgerufene hohe Untergrund (niederenergetische Neutronen und Gammaereignisse) wird durch eine Teilchen-Diskrimination nach der Raumladungsmethode etwa um den Faktor 10 reduziert. Die zusätzliche Verwendung einer oberen Diskriminatorschwelle im Energiezweig bewirkt eine Verringerung des hochenergetischen Gamma-Untergrundes ($E_\gamma > 1.3 \text{ MeV}$) aus $(n, n'\gamma)$ - und (n, γ) -Prozessen um einen Faktor 2.

Die Begrenzung der Betriebsdauer eines dünnen Deuteriumtargets Cu-Ti-D 1 auf ca. 0.7 mAh, bedingt durch die zunehmende Targetdicke (Verschiebung des Ladungsschwerpunktes in tiefere Schichten) und die damit verbundene Vergrößerung der Neutronenenergieunschärfe, ist eine weitere Folge des Selbsttargeteffektes.

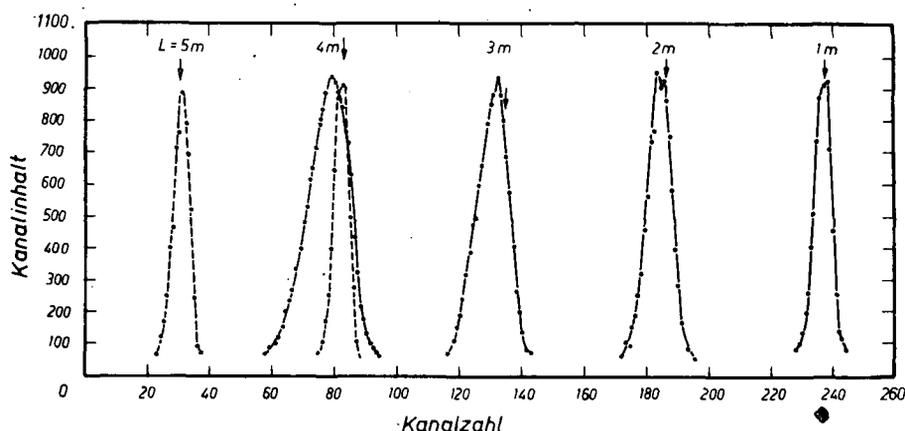


Abb. 2

Flugzeitpeaks von DD-Neutronen bei verschiedenen Flugstrecken unter Verwendung eines neuen (gestrichelte Linie) und eines verbrauchten (Beladung ca. 2.5 mAh) Targets

In Abb. 2 dargestellte Flugzeitpeaks eines verbrauchten Deuteriumtargets bei verschiedenen Flugstrecken, zur regelmäßigen Kontrolle des Targetzustandes aufgenommen, im Vergleich mit den Flugzeitpeaks eines neuen Targets zeigen diese Vergrößerung der Energieunschärfe sehr deutlich.

Im Gegensatz zu Tritiumtargets ist der Zustand eines Deuteriumtargets nicht an der Neutronenausbeute, sondern an der Energieunschärfe erkennbar.

L i t e r a t u r

- [1] Haussen, W. et al., Nucl. Instr. 88 (1970) 251
- [2] Meister, A. und K. Seidel, Wiss. Zeitschrift der Technischen Universität Dresden 21 (1972) 699

6.10. MESSKAMMER UND TARGETHEIZUNG ZUR MESSUNG MAGNETISCHER MOMENTE IM μ s-GEBIET

D. Walzog, H. Prade und E. Schuster

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Zur Messung magnetischer Momente von μ s-Isomeren am Teilchenstrahl des Zyklotrons wurden 2 Meßkammern mit den dazugehörigen Targetheizungen gebaut und erprobt. Wie bereits in [1] beschrieben, müssen die Targetsubstanzen bei der Messung magnetischer Momente im μ s-Gebiet geschmolzen bzw. bis nahe an den Schmelzpunkt erhitzt werden können. Um den Zustand des Targets im Verlaufe des Experimentes beobachten zu können, wurde eine Kammer aus Piacryl angefertigt. In Abb. 1 ist diese Kammer in Verbindung mit einem Helmholtz-Spulenpaar dargestellt. Mit diesem Spulenpaar kann ein maximales äußeres Feld von 120 Gauß am Targetort erzeugt werden.

Aufgrund des niedrigen Erweichungspunktes des Piacryl kann diese Kammer nur bis zu Targettemperaturen von 350 °C verwendet werden, wobei die Kammerwandung bereits durch einen Wärmereflektor geschützt werden muß. Für höhere Temperaturen kann eine ähnlich aufgebaute Aluminiumkammer verwendet werden.

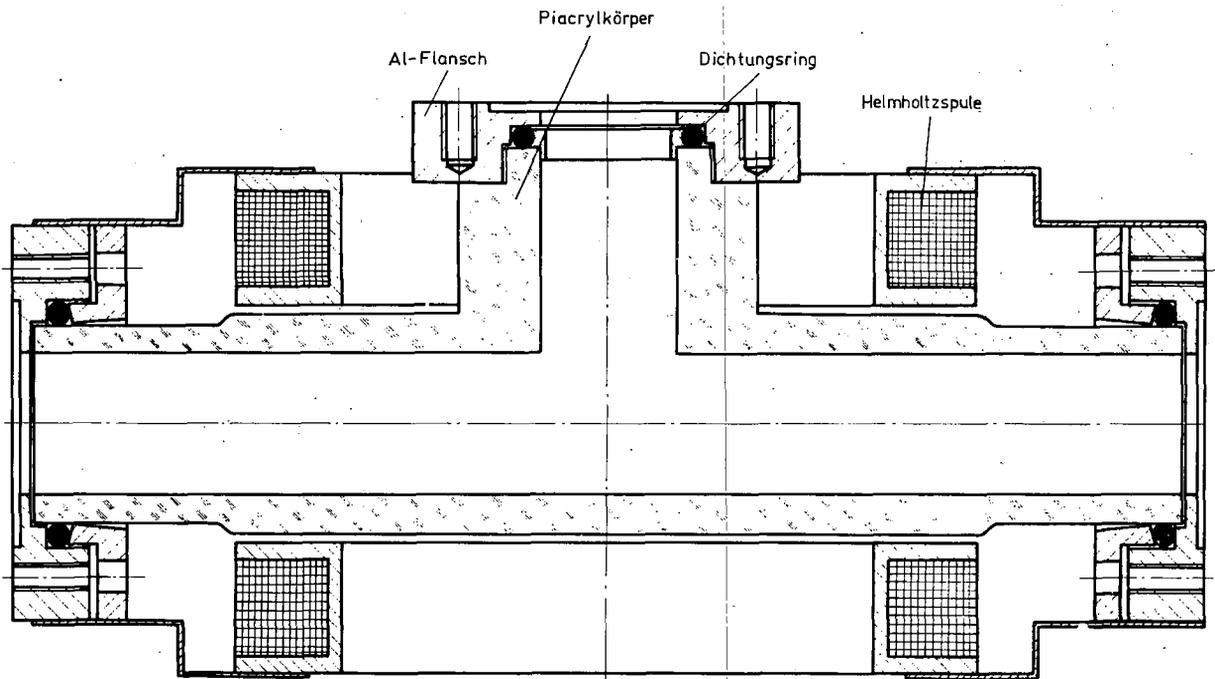


Abb. 1
Piacrylkammer mit Helmholtz-Spulenpaar

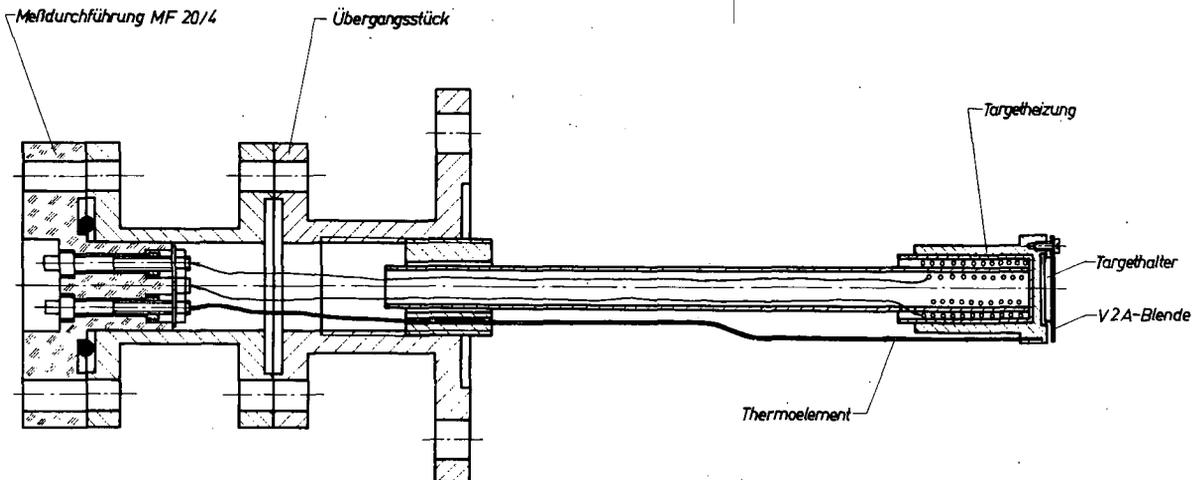


Abb. 2
Heizeinsatz für Piacrylkammer

In Abb. 2 wird der Heizeinsatz für die Piacrylkammer dargestellt. Die Targetheizung wurde durch bifilares Bewickeln von Keramikrohr mit Kantaldraht realisiert. Auf diesen Heizkörper wurde ein V2A-Zylinder geschoben, der das Target aufnimmt und indirekt heizt. Die Messung der Targettemperatur erfolgt mit Hilfe eines Thermoelementes.

L i t e r a t u r

- [1] Schneider, L. und H. Prade, Jahresbericht ZfK-262 (1973) 215

6.11. ROTIERENDES TARGET

G. Heintze und J. Mösner

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Bei der Messung des Deuteronenaufbruchs (siehe Bericht 1.10.) wurden Targets aus deuteriertem Polyäthylen der Dicke 150 bis 200 $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ verwendet. Aus Gründen der Zeitökonomie und der geforderten Winkelauflösung war es zweckmäßig, mit Strahlstromdichten von 100 $\text{nA}\cdot\text{mm}^{-2}$ zu arbeiten. Da schon bei etwa 30 $\text{nA}\cdot\text{mm}^{-2}$ eine rasche Zerstörung der Polyäthylenfolie stattfindet, wurde ein rotierendes Target verwendet. Eine Schnittzeichnung der dafür verwendeten Einrichtung ist in Abb. 1 dargestellt. Ein kommerzieller Synchronmotor (220 V; 3000 $\text{U}\cdot\text{min}^{-1}$) mit Getriebe diente als Antriebsteil. Durch einen Schnurtrieb (Gummischnur) wurden 105 $\text{U}\cdot\text{min}^{-1}$ für das Target erzielt. Die Scheibe für die Targetaufnahme wurde durch ein Kugellager gehalten, dessen Stahlkäfig durch einen Teflonkäfig ersetzt worden war. Es wurde kein Schmiermittel verwendet.

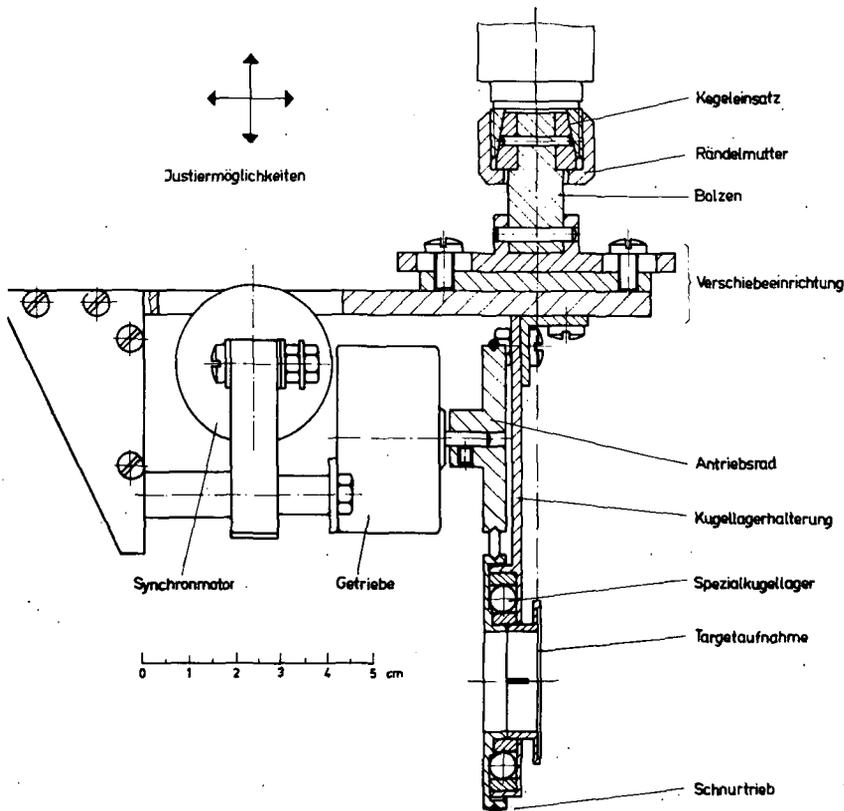


Abb. 1

Schnittdarstellung Rotierendes Target

Um ein leichtes und reproduzierbares Auswechseln des Targets zu ermöglichen, war die Targetaufnahme als Spannhülse mit einem freien Durchgang für den Teilchenstrahl von 22 mm Durchmesser sowie einem Zentrierrand ausgebildet.

Durch die Rotation betrug die mittlere Strahlstrombelastung des Targets 2 bis 3 $\text{nA}\cdot\text{mm}^{-2}$. Dadurch konnte mit einem Target etwa 50 h gemessen werden, ohne daß eine Zerstörung oder eine merkliche Verarmung des Targets an Deuterium eintrat. Die Einrichtung befand sich bei einem Vakuum von $1 \cdot 10^{-5}$ Torr bisher etwa 300 h in Betrieb, ohne daß Verschleißerscheinungen festgestellt wurden. Die im Dauerbetrieb auftretende Erwärmung auf etwa 50 °C brachte keine Verschlechterung des Vakuums.

6.12. ZUR HERSTELLUNG FREITRAGENDER TARGETS FÜR KERNPHYSIKALISCHE MESSUNGEN

E. Hensel und I. Probst

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für die Herstellung freitragender Targets kam die Aufdampftechnik zur Anwendung. Zur Gewährleistung einer hinreichenden Reinheit des Materials wurde im Hochvakuumbereich von 10^{-5} Torr gearbeitet. Da die erzeugten Schichten mit einer Dicke von einigen Hundert bis einigen Tausend Ångström mechanisch mit dem Targethalter aufgefangen werden, müssen wegen der Haltbarkeit der freitragenden Targets die Halter eine möglichst spannungsarme Befestigung der Dünnschichten ermöglichen. Die Dicke der Targets wurde während des Aufdampfens mit dem Schwingquarz-Schichtdickenmeßgerät MIKI MSV 1841 in einer Genauigkeit von $\pm 20\%$ bestimmt. Die folgende Aufzählung enthält die Materialien, aus denen Targets gefertigt wurden. Die Zahlen in Klammern geben das Flächengewicht in $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ an.

Ni (125), ^{58}Ni auf Au- und C-Unterlagen (10), Au (140...180), Ag (100...1500), ^{107}Ag (100...1500), ^{109}Ag (100...1500), Al (50...200), In (500...1000), ^{115}In (500...1000), Co auf Au- und C-Unterlage (10), Sb auf C-Unterlage (500), Fe auf Au-Unterlage (100), Ti auf Au-Unterlage (100), V auf Au-Unterlage (40...100), C (8...20), Cr, ^{52}Cr (50...100), reduziert aus Cr_2O_3 , $^{52}\text{Cr}_2\text{O}_3$, $^{15}\text{NH}_4$ auf Au-Unterlage (200...800) und $^{15}\text{NH}_4\text{Cl}$ auf Au-Unterlage (200...800).

Die in einigen Fällen zur Verfestigung der Targets verwendeten Au- und C-Unterlagen hatten ein Flächengewicht von 200...300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ bei Au und von 10...20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ bei C und gestatteten noch die Verwendung als Durchschußtargets.

6.13. EIN AUTOMATISCHES SYSTEM ZUR IONENSTRAHL-BAHNKORREKTUR

H. Treff

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Zur Erhöhung der Transmission des Ionenstrahles im Magnetanalysator und im Kollimator der für ionografische Untersuchungen eingesetzten 2 MV-Bandgeneratoranlage der FSU Jena wurde ein kombiniertes Ionenstrahl-Lage-Winkel-Korrektur-System entwickelt und erprobt.

In Abb. 1 ist das Strahlführungssystem der Anlage schematisch dargestellt.

Der Positionierung des Strahles auf den Objektspalt des Magnetanalysators S1 dient die Ablenkeinheit A1 (ein Kondensator für jede Ebene). Das Ablenkkfeld wird vom Objektspalt S1 aus gesteuert.

Während der Neigungswinkel des Ionenstrahles gegen die optische Achse der Anlage am Eintrittsspalt des Magnetanalysators den Strahltransport im Analysator praktisch nicht beeinflusst, ist er jedoch Ursache für Transmissionsverluste im Kollimator.

Die Korrektur des Neigungswinkels erfolgt im Feld der Ablenkeinheit A2 (ein Kondensator für jede Ebene). Zur Steuerung des Feldes wird die Ionenstrahl-Lage mit dem der Kollimatorblende B vorgelagerten Spaltsystem S4 gemessen. Damit gewährleistet das Ionenstrahlkorrektursystem den Strahltransport in der Achse des vom Spalt S3 und der Blende B gebildeten Kollimators.

Strahlführungssystem des 2 MeV Beschleunigers (horizontale Ebene)

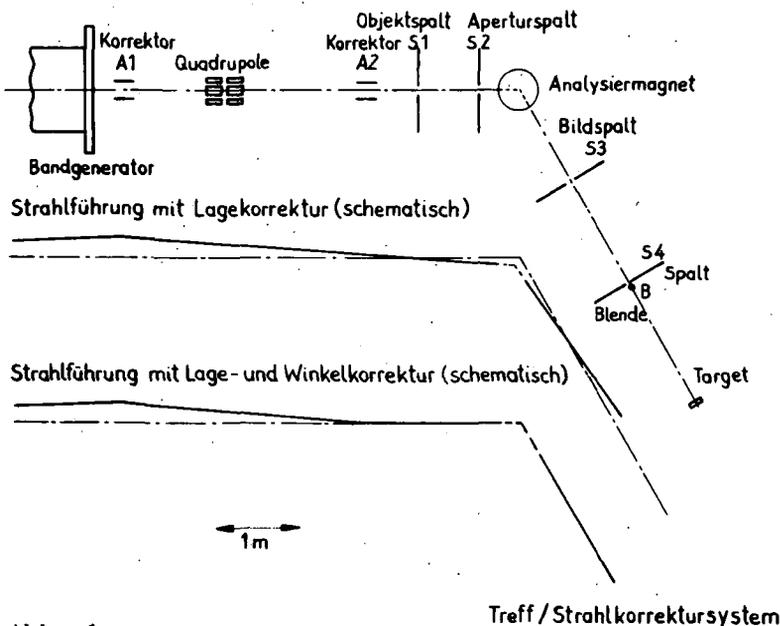


Abb. 1

Strahlführungssystem des 2 MV-Beschleunigers, darunter Strahlführung mit Lagekorrektur (schematisch) und darunter Strahlführung mit Lage- und Winkelkorrektur (schematisch)

Bei der Realisierung eines Korrektursystems in der beschriebenen Struktur ist zu beachten, daß beide Regelkreise im Prinzip nicht autonom sind, da das Stellglied des Winkelkorrektursystems (A2) innerhalb der Regelstrecke des Lagekorrektursystems angeordnet ist (vgl. [1]). Für hinreichende Unabhängigkeit wurde gesorgt, indem das Verhältnis des Abstandes der Stellglieder zur Distanz zwischen dem Stellglied A2 und dem Objektspalt groß gewählt wurde.

Die Einsatzprüfung des Systems erbrachte die folgenden Ergebnisse:

1. Die Schwankungen des Targetstromes werden bei geschlossenen Regelkreisen auf $\Delta I/I = 5\%$ reduziert.
2. Die Einschränkung der zufälligen Schwankungen des Targetstromes erleichtert die genaue Fokussierung des Ionenstrahles mit dem Quadrupoldublett (Optimierungskriterium: Maximum des Targetstromes).
3. Der mittlere Targetstrom ist bei geschlossenen Regelkreisen um den Faktor 40...60 größer als bei geöffneten Kreisen.

L i t e r a t u r

[1] Browne, R.B. et al., Nucl. Instr. 72 (1969) 217

6.14. EIGENSCHAFTEN VON MEHRSPALT-KLYSTRON-SYSTEMEN BEI ÄNDERUNG DER INZIDENZ-ENERGIE DER IONEN

T. Schweitzer und S. Unholzer

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Durch eine Reihe von Autoren [1-5] konnte gezeigt werden, daß für Doppelspalt-Klystronsysteme die Einhaltung der Synchronbedingung

$$\omega t_L = k \cdot \pi, \quad k = 1, 3, 5, \dots$$

(ω - Kreisfrequenz der Gruppierungsspannung, t_L - Laufzeit der Ionen zwischen 2 Modulationsebenen im Gruppierungssystem) relativ unkritisch ist. Eine Änderung der Einschubenergie (Asynchron-Gruppierung) läßt sich durch Änderung des Modulationsgrades ausgleichen.

Im vorliegenden Beitrag werden die Untersuchungen auf beliebige Mehrspaltsysteme bei vergrößertem Inzidenzenenergiebereich ausgedehnt, um ein optimales System für die Pulsung von DD-Neutronengeneratoren zu finden. Für den Fall kleiner Modulationsgrade läßt sich jede Mehrspaltanordnung durch ein effektives Einspaltsystem ersetzen, was mittels einfacher trigonometrischer Umformungen gezeigt werden

kann.

HF-Amplitude und Phase der Modulationsspannung des effektiven Einspaltsystems sind abhängig von ωt_L und müssen deshalb bei einer Änderung der Inzidenzenenergie nachge-regelt werden. Für die Abhängigkeit der Re-gelgrößen U_0 und φ von ωt_L bei einer ge-forderten Konstanz von Brennpunkt-abstand, Kompressionsfaktor und Strah-lausnutzung wurden für symmetrische m-Spalt-Grup-pierungssysteme folgende analytische Ausdrücke gefunden:

$$U_0 = U_0(m, \omega t_L) = C [(\omega t_L)^3 (2m-3) + \sum_{l=2}^{m-1} (-1)^{m-l} 4(1-l) \cos((m-l)\omega t_L) + (-1)^{m-1} \cos((m-1)\omega t_L)]^{1/2} \quad (1)$$

$$\varphi_1 = (m-1)(\pi - \omega t_L)/2 \quad \text{mit}$$

U_0 - HF-Amplitude der Modulationsspannung und φ_1 - Eintrittsphase des Ionenpaketes in die erste Modulationsebene des Grup-pierungssystems.

In Abb. 1 sind nach (1) berechnete Amplitu-den- und Phasenverhältnisse für eine Reihe von symmetrischen Mehrspaltsystemen darge-stellt. Als Abszissenmaßstab ist wegen der größeren Allgemeingültigkeit ωt_L gewählt worden. Für ein spezielles Auslegungsbei-spiel (Synchronfall für $E = 400$ keV) ist der entsprechende Energiemaßstab angegeben. Dieser Fall ist mit $n = 1$ typisch für DD-Neutronengeneratoren.

Ein optimales System stellt die 3-Spaltan-ordnung wegen der großen Variationsbreite der Inzidenzenenergie bei vorgegebener maxi-maler HF-Amplitude U_0 dar. Die für Mehr-spaltsysteme charakteristischen Singulari-täten von U_0 für

$$\omega t_L = k \cdot 2\pi, \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

bedingen eine relative Unabhängigkeit der

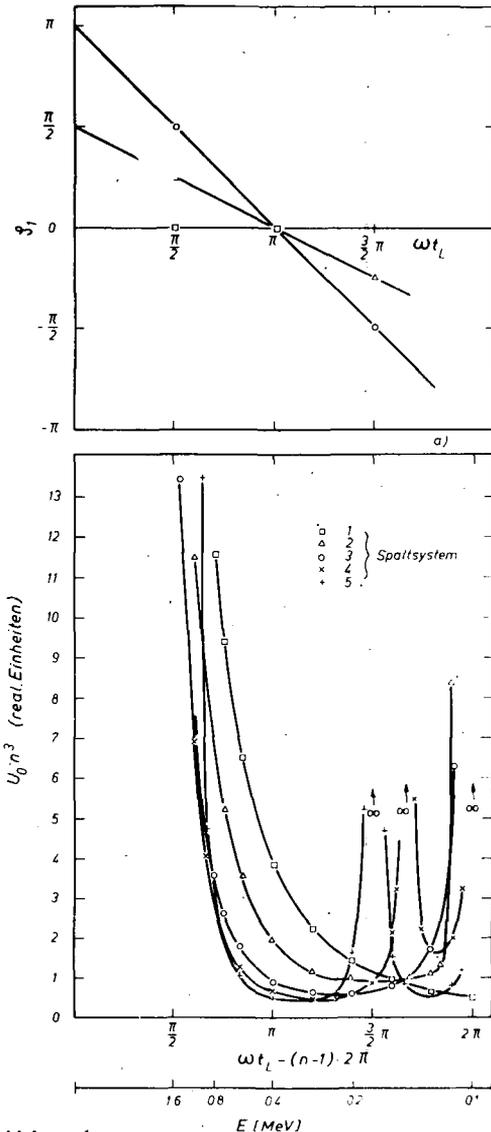


Abb. 1a

Energieabhängigkeit der Eintritts-phase φ_1 eines Ionenpaketes in die erste Modulationsebene von symme-trischen Klystron-gruppierungssyste-men bei konstanten Abbildungseigen-schaften

Abb. 1b

Energieabhängigkeit der HF-Ampli-tude U_0 für symmetrische Klystron-gruppierungssysteme bei konstanten Abbildungseigenschaften

ω - Kreisfrequenz der Modulations-spannung, t_L - Ionenlaufzeit zwis-chen 2 Modulationsebenen, E - Energie der Ionen

Gruppierungseigenschaften von U_0 über einen großen Inzidenzenergiebereich. Im 3-Spaltsystem kann U_0 über einen Bereich von $1.1 \leq \omega t_D \leq 1.6$ bis auf 10 % konstant gehalten werden.

Eine weitere Erhöhung der Anzahl der Modulationsebenen bringt gegenüber dem 3-Spaltsystem keine Verbesserungen. Das Auftreten weiterer Polstellen verringert sowohl Variationsbreite der Inzidenzenergie als auch den Bereich U_0 (ωt_D)-konstant.

L i t e r a t u r

- [1] Anderson, J. and D. Swann, Nucl. Instr. 30 (1964) 1
- [2] Tykesson, P. and T. Wiedling, Nucl. Instr. 77 (1970) 277
- [3] Naylor, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 12 (1965) 305
- [4] Seeliger, D. et al., Exp. Techn. Phys. 18 (1970) 287
- [5] Helfer, H. et al., Exp. Techn. Phys. 20 (1972) 155

6.15. EINE NEUE APPARATUR FÜR KANALISIERUNGS- UND RÜCKSTREUMESSUNGEN AN EINKRISTALLEN

A. Fiderkiewicz und A. Golanski

Instytut badań jądrowych Swierk, Bereich Kernphysik

Ch. Bauer, R. Grötzschel, R. Klages, U. Kreißig, R. Mann und W. Rudolph
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für Rückstreuemessungen an implantierten Halbleitermaterialien, die im Rahmen der Zusammenarbeit zwischen dem IBJ Swierk und dem ZfK Rossendorf am 2 MeV-Van-de-Graaff-Generator in Rossendorf durchgeführt werden, wurde eine neue Meßapparatur aufgebaut.

Der Ionenstrahl des Generators (He^+ , H^+ , H_2^+) wird begrenzt durch einen Kollimator, der aus zwei justierbaren Blendensystemen mit einem gegenseitigen Abstand von 2 m besteht. Die Blendendurchmesser betragen wahlweise 1 mm, 2 mm oder 3 mm. Dadurch ergibt sich eine maximale Winkeldivergenz des Strahles von 0.06° , 0.12° oder 0.17° .

Als Streukammer dient die im IBJ Swierk entwickelte und gebaute universelle Streukammer KR 500 mit einem Innendurchmesser von 500 mm. Diese Streukammer, eine V2A-Konstruktion, besitzt am Deckelflansch einen von außen über ein Schneckengetriebe genau einstellbaren Drehteller, an dem die Detektorhalterungen befestigt sind. Im Bodenflansch ist zentral eine ebenfalls genau drehbare Hohlachse angeordnet, auf der das in Swierk entwickelte Zweiachsgoniometer montiert ist. Das Goniometer ist nach dem Wiegeschlittenprinzip aufgebaut. Die Achsen werden von zwei Schrittmotoren angetrieben. Ein dritter Motor ermöglicht eine laterale Verschiebung der Probe. Für die spektroskopischen Messungen werden implantierte HL-Detektoren aus dem ZfK eingesetzt.

Zur Hochvakuumherzeugung dienen eine Turbomolekularpumpe TMN-200 am Kollimationssystem und eine Öldiffusionspumpe EDO-160 mit Tiefkühlfalle an der Streukammer. Der Arbeitsdruck in der Kammer ist $\leq 2 \cdot 10^{-5}$ Torr.

Nach dem Aufbau der Apparatur wurden erste Messungen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messungen zum Ausheilverhalten von Gitterschäden unter der Einwir-

kung schneller Elektronen und von implantiertem Gallium werden demnächst veröffentlicht.

6.16. VERSUCHSANORDNUNG ZUR UNTERSUCHUNG DES QUASIELASTISCHEN KNOCK-OUT VON PROTONENPAAREN AUS LEICHTEN KERNEN MIT HOCHENERGETISCHEN PROTONEN

V.I. Komarov, G.E. Kosarev, G. Motz, T. Stiehler und S. Tesch
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für Kernprobleme

Zur Untersuchung kurzreichweitiger Nukleonenkorrelationen im Kern wurde schon vielfach der quasielastische knock-out von Nukleonenassoziationen (d, ^3H , ^3He , ^4He ...) aus leichten Kernen durch hochenergetische Protonen gemessen [1],[2]. Ein neuer, bisher noch nicht untersuchter Kanal ist der quasielastische knock-out von Nukleonen, die keinen gebundenen Zustand bilden.

Am ausgeführten 670 MeV-Protonenstrahl des Dubnaer Synchrozyklotrons wurde eine Versuchsanordnung aufgebaut, die es erstmalig gestattet, den quasielastischen knock-out eines pp-Clusters in einer (p,3p)-Reaktion zu untersuchen. Dabei überträgt das einfallende Proton fast seinen gesamten Impuls auf das Protonenpaar. Die beiden Protonen werden unter kleinem Relativwinkel mit hoher Energie (≈ 300 MeV) in Vorwärtsrichtung emittiert und das Inzidenzproton (≈ 40 MeV) in Rückwärtsrichtung gestreut. Die beiden Vorwärtsprotonen werden von zwei Szintillationszählerteleskopen registriert, die symmetrisch zum Einfallsstrahl, unter kleinem Relativwinkel ($\approx 10^\circ$) und unter kleinem Winkel zum Strahl ($\approx 10^\circ$) angeordnet sind. Ein drittes Teleskop steht unter etwa 150° zum Strahl und registriert die langsamen Rückwärtsprotonen. Die beiden Vorwärtsteleskope bestehen aus je 4 Szintillationszählern und einem Cherenkov-Zähler, das Rückwärtsteleskop nur aus 4 Szintillationszählern. Die interessierenden Teilchen werden nach Reichweite, spezifischem Energieverlust und - mit Hilfe der Cherenkov-Zähler - nach der Geschwindigkeit ausgewählt.

Die Abb. 1 zeigt schematisch die gesamte Versuchsanordnung am Synchrozyklotron des VIK Dubna.

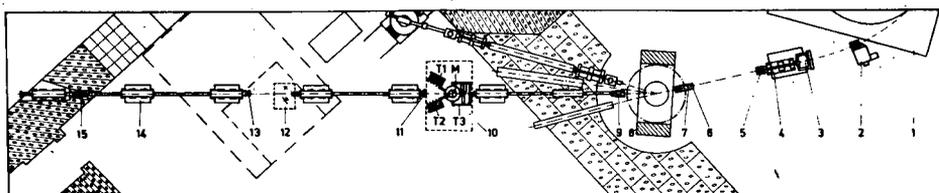


Abb. 1

Versuchsanordnung zur Untersuchung des quasielastischen knock-out von Protonenpaaren aus leichten Kernen

1 - Synchrozyklotron des VIK; 2 - Formierung des Austrittsmagnetfeldes; 3 - Ablenkmagnet OM-1; 4, 14 - Magnetlinsen; 5, 7, 9 - Kollimatoren; 6, 11 - Drahtionisationskammer zur Bestimmung des Strahlprofils; 8 - Ablenkmagnet SP.37; 10 - Szintillationszählerteleskope T1, T2, T3, Target M; 12 - Monitor; 13 - Argonkammer zur Intensitätsmessung; 15 - Beamstopper

L i t e r a t u r

- [1] Komarov, V.I. et al., Preprint P1-7352, Dubna, 1973
[2] Komarov, V.I. et al., Preprint P1-7784, Dubna, 1974

6.17. ENTWICKLUNG EINES CAMAC CRATE CONTROLLERS TYP A UND EINES DATENWEG-TESTMODULS

W. Hirsch, S. Gläser, W. Meiling, K. Andert ¹⁾ und I.N. Churin ²⁾
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Das modulare Instrumentierungssystem CAMAC [1],[2] erfordert für den Daten- und Befehlsaustausch zwischen dem sogenannten vertikalen Datenweg (Branch) und den CAMAC-Moduln, die sich in einem Einschubgehäuse (Crate) befinden, einen CAMAC Crate Controller Typ A. Das Blockschaltbild des Crate Controllers ist im Bericht [2] vorgegeben. Dort sind auch die Forderungen an die Bedienelemente, Steckverbindungen und mechanische Abmessungen zu finden.



Abb. 1
CAMAC Crate Controller Typ A

Im vorliegenden Crate Controller wurden für die Dekodierung der Stationsnummer N ein Dekodiergatter und für das Stationsnummernregister Schaltkreise mit jeweils 4 Speicher-Flip-Flops benutzt. Der Timing-Generator zur Erzeugung der Taktsignale S1 und S2 besteht aus einer 8-stufigen Schiebekette mit Dekodierung, die von einem freilaufenden 10 MHz-Impulsgenerator gespeist wird. Der Crate Controller besitzt anstelle der in [2] geforderten zwei 132-poligen Steckverbinder zum vertikalen Datenweg vier ESEG-Steckverbindungen mit je 32 Kontakten (Abb. 1). Deshalb werden die geerdeten Adern der verdrehten Leitungspaare des vertikalen Datenweges bereits vor Eintritt in den Controller zusammengeführt.

Zur Überprüfung der Signale auf dem "horizontalen" Datenweg des Einschubgehäuses wurde ein Testmodul gebaut, dessen Frontplatte 42 Anzeigelämpchen zur Darstellung der Daten, Adressen, Befehle und Steuersignale aufweist (Abb. 2). Es wird jeweils der Zustand

¹⁾ Institut für Elektronik der AdW
²⁾ VIK Dubna

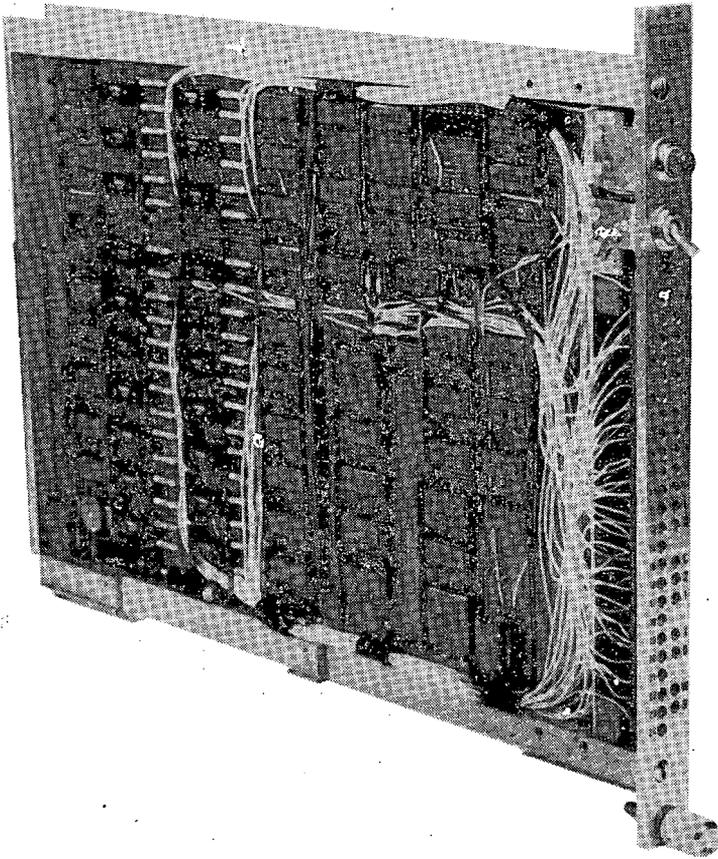


Abb. 2
Datenweg-Testmodul

des horizontalen Datenweges während der letzten Datenwegoperation angezeigt. Zusätzlich zu dieser normalen Betriebsart kann er durch einen Schalter auf der Frontplatte "on-line" geschaltet werden. Hierbei arbeitet der Testmodul wie ein echter CAMAC-Modul; in Verbindung mit einem Rechner kann in einfacher Weise die gesamte CAMAC-Hardware und -Software geprüft werden (Einschränkung: C und N sind konstant). Der Testmodul weist ein 24 bit Datenregister und ein 14 bit Befehls- und Steuersignalregister auf, die mit A(0) . F(0) bzw. A(0) . F(1) gelesen werden können. Mit A(0) . F(16) wird das Datenregister geladen und mit A(0) . F(9) gelöscht. Ein Anforderungs-Flip-Flop kann vom Rechner über A(0) . F(25) gesetzt und mit A(0) . F(8) sowie A(15) . F(8) getestet werden; das Rücksetzen ist mit A(0) . F(10) möglich. Das Modulkennzeichen ist über A(15) . A(1) lesbar.

L i t e r a t u r

- [1] ESONE-committee, CAMAC - A Modular Instrumentation System for Data Handling, Bericht EUR 4100, 1972
- [2] ESONE-committee, CAMAC - Organisation of Multicrate Systems, Bericht EUR 4600, 1972

6.18. ENTWICKLUNG EINER CAMAC ANSCHLUSS-STEUERUNG FÜR DEN RECHNER KRS 4200 SOWIE EINER HANDSTEUEREINHEIT

W. Hirsch, W. Reiß und W. Meiling

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Von den verschiedenen Möglichkeiten, den Robotron-Rechner KRS 4200 an das CAMAC-Interface anzuschließen, wurde der Bau einer an den programmierten Ein/Ausgabekanal angepaßten Anschlußsteuerung (Branch Driver, System Controller) für den sogenannten vertikalen CAMAC-Datenweg als optimale Variante ausgewählt [1]. Abb. 1 zeigt das Blockschaltbild der Anschlußsteuerung, die ausgangsseitig den Forderungen des CAMAC-Systems [2] entspricht.

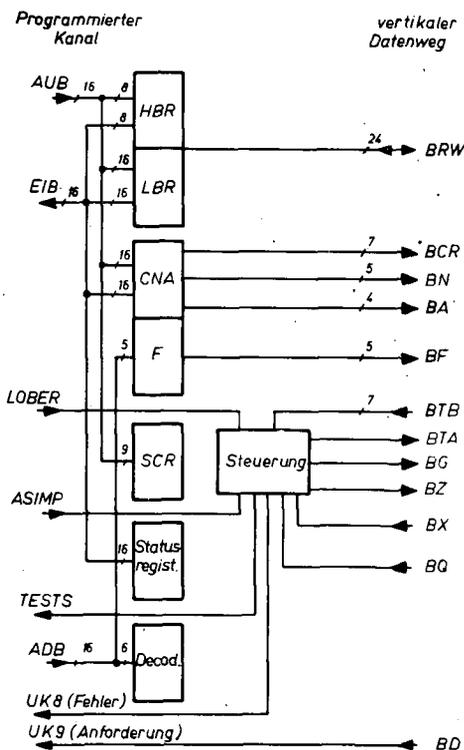


Abb. 1

Blockschaltbild der Anschlußsteuerung

bei 24 bit. Durch Anwenden der zuvor genannten speziellen Betriebsarten für die Übertragung von Datenblöcken werden die Zeiten auf etwa $4,5 \mu\text{s}$ (16 bit) bzw. rund $9 \mu\text{s}$ (24 bit) gesenkt. Der mechanische Aufbau der Anschlußsteuerung erfolgt im ESEG-Gefäßsystem mit $140 \times 150 \text{ mm}^2$ großen Leiterplatten unter Verwendung 90poliger indirekter Steckverbinder.

Für die Erprobung des Crate Controllers Typ A (siehe Bericht 6.17.) und damit auch des horizontalen Datenweges wurde die CAMAC-Anschlußsteuerung nachgebildet. Die Schreibdaten und CNAF werden manuell über Kippschalter eingestellt. Die Lesedaten (24 bit) sowie die Signale BD, BQ und BX werden in Flip-Flop-Stufen gespeichert, deren logische Zustände von Lämpchen angezeigt werden. Der CAMAC-Zyklus läßt sich über Drucktaste einzeln oder für oszillografische Beobachtung auch von einem internen 500 kHz-Generator auslösen. Die Nachbildung der Anschlußsteuerung kann mit dem Crate Controller zusammen einen Hand-Crate Controller er-

Die Anschlußsteuerung besitzt ein unteres (LBR, 16 bit) und ein oberes (HBR, 8 bit) Datenregister für das 24 bit CAMAC-Datenwort. Die Teile N und A des CNAF-Adressen- und Funktionsregisters stellen einen Vorwärtszähler dar, um die Betriebsart "sequentielle Adressierung" [3] zu realisieren, wobei der Rückwärtszähler SCR die Gesamtzahl der abzufragenden Subadressen aufnimmt. Außerdem ist die "wiederholende" Betriebsart und der "Stop-Modus" vorgesehen.

Die CAMAC-Anschlußsteuerung benutzt einen Teil der durch andere Anschlußsteuerungen nicht belegten Adressen des programmierten Kanals. Dabei wird die CAMAC-Adresse über den AUB und der Funktionscode über ADB bereitgestellt, so daß ein Ausgabezyklus des Rechners genügt, um das CNAF-Register zu laden. Unmittelbar danach wird der CAMAC-Zyklus gestartet; bei konstantem CNA ist der Start auch mit einem ASI-Befehl möglich. Eine Datenübertragung zwischen dem Rechnerspeicher und einem CAMAC-Modulregister benötigt minimal etwa $9 \mu\text{s}$ bei 16 bit Datenbreite bzw. rund $13 \mu\text{s}$

setzen. Wegen der Eigenschaften des Crate Controllers Typ A erlaubt dies ohne zusätzlichen Aufwand eine Mehrfachadressierung von Moduln und die Anzeige aller Anforderungsmeldungen über die Graded-Operation.

L i t e r a t u r

- [1] Hirsch, W. und W. Meiling, Gaußig-Seminar 1972, ZfK-261 (1973) 30
- [2] ESONE-committee, CAMAC - Organisation of Multicrate Systems, Bericht EUR 4600 (1972)
- [3] ESONE-committee, CAMAC - A Modular Instrumentation System for Data Handling, Bericht EUR 4100 (1972)

6.19. CAMAC-MODULE FÜR IMPULSZÄHLUNG UND DATENTAUSSCH MIT EXTERNEN GERÄTEN

W. Hirsch, W. Meiling, F. Weidhase, W. Grimm, R. Krause, W. Rahn,
W. Ullrich und F. Weinrich
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für die Datenerfassung bei neutronenphysikalischen Untersuchungen und für die Steuerung solcher Experimente mit Hilfe eines Rechners wurden einige einfache CAMAC-Module entwickelt, die über einen Crate Controller Typ A und eine CAMAC-Anschlußsteuerung mit dem Kleinststeuerrechner KRS 4200 verbunden sind (siehe Berichte 6.17. und 6.18.). Sie entsprechen den Vorschriften des Dokuments EUR 4100/1972 [1],[2] und berücksichtigen dort aufgeführte Empfehlungen über die Bearbeitung von Anforderungsmeldungen (LAM) aus den Moduln. Außerdem wurde ein vom Rechner auslesbares Modulkennzeichen vorgesehen.

Für die Behandlung mehrerer Anforderungsquellen in einem Modul läßt CAMAC zwei Möglichkeiten zu [1]:

- Sukzessives Abfragen der einzelnen Anforderungsquellen über Subadressen gemäß $A(i) \cdot F(8)$;
- Verwendung eines Anforderungsregisters, dessen bit-Stellen von den Anforderungsquellen gesetzt werden und das mit $A(14) \cdot F(1)$ zum Rechner übertragen wird.

Die erste Möglichkeit wird für Module mit wenigen, die zweite für Module mit vielen Anforderungsquellen empfohlen. Die zweite Variante besitzt Vorteile hinsichtlich einer einheitlichen Gestaltung der Reaktionsprogramme auf Anforderungsmeldung und erfordert selbst bei lediglich zwei Anforderungsquellen nur etwa den gleichen Schaltungsaufwand wie die erste Variante. Die beschriebenen Module verwenden die zweite Variante und benutzen folgende Befehle:

A(12)·F(1)	Lesen des Anforderungs-Statusregisters
A(12)·F(23)	Selektives Löschen des Anforderungs-Statusregisters
A(13)·F(1)	Lesen des Anforderungs-Maskenregisters
A(13)·F(19)	Selektives Setzen des Anforderungs-Maskenregisters
A(13)·F(23)	Selektives Löschen des Anforderungs-Maskenregisters
A(14)·F(1)	Lesen des Registers der Anforderungsquellen
A(15)·F(8)	Prüfen der Anforderungsmeldung

Ein Steuer- und Zustandsregister kann je nach Notwendigkeit Angaben über den Zustand des Moduls, z.B. Zählen erlaubt, Zähler übergelaufen, enthalten; es ist über A(11) adressierbar.

In Hinblick auf die Automatisierung der Messungen und der Kontrollen durch den Rechner sind die Module mit einem über A(15)·F(1) lesbaren Modulkennzeichen ausgerüstet [3]. Das Kennzeichen enthält die Geräteklasse entsprechend der CAMAC-Klassifikation [4] und eine laufende Typennummer (0 bis 7).

Die folgenden vier Module (Abb. 1) sind schaltungstechnisch so ausgelegt, daß sie ohne Schwierigkeiten an spezielle Anforderungen angepaßt werden können. Sie sind mit integrierten TTL-Schaltkreisen der Standardreihe bestückt.

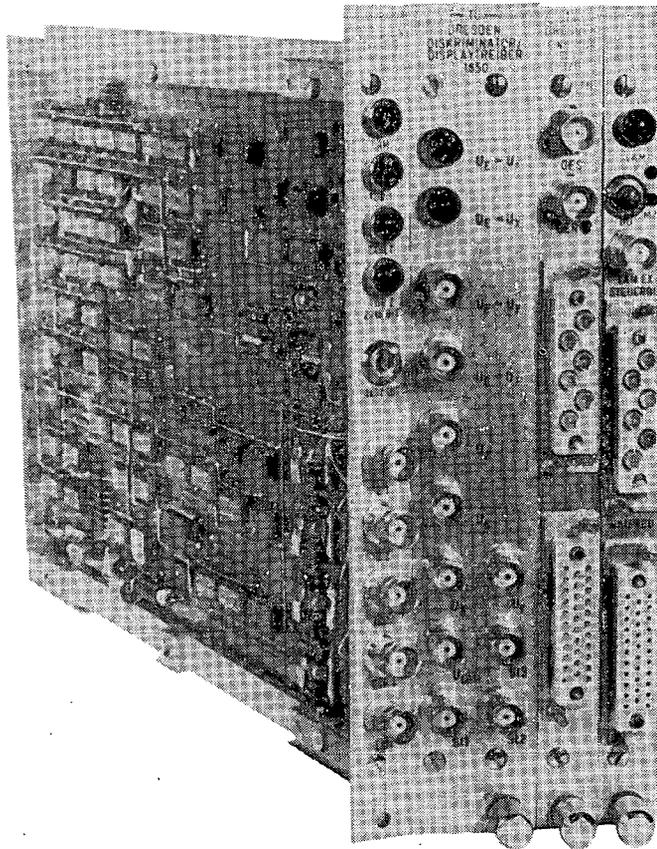


Abb. 1
CAMAC-Module

Der 2 x 16 bit-Binärzähler ist ein Modul 1/25 Breite, Kennzeichen 1110. Er enthält zwei 16 bit-Binärzähler, die über getrennte Torungseingänge verfügen und völlig unabhängig voneinander betrieben werden können. Sie sind auch zu einem 32 bit-Zähler zusammenschaltbar, wobei der nicht benötigte Steuereingang als externe Anforderungsmeldung verwendet werden kann. Die Zählsteuerung ist sowohl vom Rechner als auch über externe Steuerspannungen möglich. Die maximale Zählfrequenz übersteigt 10 MHz. Überläufe der beiden 16 bit-Zähler und Sperren der Eingangstore durch externe Steuerspannungen rufen Anforderungsmeldungen zum Rechner hervor.

Das 24 bit-Eingabeter mit SI 1.2 Eingangsstufe ist ein Modul 1/25 Breite, Kennzeichen 1211. Dieser Modul dient der Eingabe eines 24 bit-Datenwortes, das am äußeren 32poligen ESEG-Steckverbinder anliegt. Folgende Betriebsarten sind möglich: Durchschalten der anliegenden Daten auf den CAMAC-Datenweg, allgemeine Hand-Shake-Datenübertragung von einem externen Gerät sowie SI 1.2 Ankopplung über 6polige ESEG-Steckverbinder für Steuersignale. In abgerüsteter Variante ist die Leiterplatte auch für Parametereinheiten (Festwert- und Konstanteneingabe) verwendbar.

Das 24 bit-Ausgaberegister mit SI 1.2 Anschlußmöglichkeit ist ein Modul 1/25 Breite, Kennzeichen 1420. Ein vom Rechner ausgegebenes 24 bit-Datenwort wird im Register gespeichert und über Ausgangstore einem 32poligen ESEG-Steckverbinder zugeführt. Der Modul ist an SI 1.2 angepaßt, kann aber auch ohne Anforderungs- und Rückmeldesignal betrieben werden. Die Frontplatte weist einen 6poligen ESEG-Steckverbinder für Steuersignale auf sowie Anzeigelampen für eine Anforderungsmeldung, für BO und M2. Über eine Taste kann BO manuell ausgelöst werden. Eine externe Anforderungsmeldung wird dem Modul über eine BNC-Buchse eingegeben.

Der Diskriminator/Display-Treiber ist ein Modul 2/25 Breite, Kennzeichen 1650. Der Modul ist zur Grenzwertüberwachung impulsförmiger und langsam veränderlicher Spannungen geeignet. In der abgerüsteten Variante werden dem Modul zwei Vergleichsspannungen für die untere und obere Grenze des Überwachungsbereiches zugeführt. Überschreitungen rufen Anforderungsmeldungen hervor, wobei unterschieden wird, ob die Überschreitung zum Zeitpunkt der Anforderungsbearbeitung durch den Rechner bereits beendet ist oder noch andauert. Nach Komplettierung des Moduls durch eine zweite Leiterkarte mit zwei Digital-Analog-Wandlern sind die Vergleichsspannungen vom Rechner vorgebar. In dieser Form ist der Modul auch als Ausgabeinheit bzw. als Treiberstufe für ein Oszillographendisplay oder einen Zeichner einsatzfähig. Nach außen geführte Meldungen über das Grenzwertverhalten erlauben außerdem die Verwendung des Moduls in Regeleinrichtungen.

L i t e r a t u r

- [1] ESONE-committee, CAMAC - A Modular Instrumentation System for Data Handling, Bericht EUR 4100 (1972)
- [2] Hirsch, W., Konstruktionsrichtlinien für CAMAC-Module, TU Dresden, Sektion Physik, interner Bericht, 1973
- [3] Nicolaysen, O.Ph., CAMAC-Bulletin No. 8 (1973) 26
- [4] Nicolaysen, O.Ph., CAMAC-Bulletin No. 7 (1973) 33

6.20. CAMAC-MONITOR FÜR MÜONEN-STOP-TELESKOP

W.D. Fromm, T. Krogulski und A.N. Sinaev
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Bei Experimenten mit Müononen wird wegen der vergleichsweise geringen Intensität des Strahles ($< 10^5$ Teilchen/s) jedes in der Apparatur gestoppte Teilchen als Startereignis registriert. Diese Aufgabe wird von einem Zählerteleskop ausgeführt, das aus 4 Plastikszintillatoren mit SEV besteht. Die Zähler 1 und 2 ($10 \times 10 \text{ cm}^2$) dienen zur Bestimmung des Teilcheneinfalls, Zähler 3 ($5 \text{ cm } \emptyset$) liefert ein Signal nach der Moderierung des Strahles. Zähler 4 umschließt das

Targetvolumen nach den verbleibenden Seiten und arbeitet in Antikoinzidenz. Es ist vorteilhaft, die Zählraten aller vier Zähler während des gesamten Experiments zu kontrollieren und einzelne Koinzidenzen wie 12 ($\hat{=}$ Strahlintensität), 123 ($\hat{=}$ Strahlage) sowie 1234 ($\hat{=}$ Targetdicke, Energiespektrum) zu protokollieren. Ferner müssen andere Größen überwacht werden, wie bei Spaltungsexperimenten die absoluten und koinzidenten Spaltraten oder bei γ -Strahlungsmessungen integrale und koinzidente Last.

Die Monitorisierung des Experimentes wurde mit Geräten aus dem im Laboratorium für Kernprobleme entwickelten Satz von CAMAC-Funktionseinheiten automatisiert [1]. Es werden acht 25 MHz-Zähler verwendet, von denen vier Zähler über 32 bit verfügen. Ein weiterer Vorwahlzähler arbeitet als Timer und erlaubt eine Länge des Datensammelzyklus von 1 s bis 24 h (üblich: 5 min). Nach Ablauf des Zyklus werden alle Zählerstände vom Controller ausgelesen und in einen Pufferspeicher übertragen. Es wird ein spezieller Kontrollertyp verwendet, der für die Organisation von Zählerexperimenten geschaffen wurde und nur die Lesefunktion ausführen kann [2]. Vom Pufferspeicher werden die Datenblöcke sofort oder in größeren Zeitabständen unter Programmkontrolle in den Operativspeicher des Kleinrechners HP 2116 C übertragen. Hier erfolgt nach syntaktischer Datenkontrolle aus den 16 bit-Worten die Umschlüsselung in Zählerstände und deren Normierung. Ferner wird die Uhrzeit der Datenübertragung mit Hilfe der real-time-Uhr des Rechners ermittelt und mit in das Protokoll aufgenommen. Die einzelnen Meßwertgruppen werden permanent auf einer Spur des Festkopfflattenspeichers gespeichert. Die ersten Worte dieses Datenmassivs enthalten Informationen, die die Fortsetzung der Speicherung nach Programmunterbrechung gestatten. Das Programm braucht deshalb nur kurz aufgerufen zu werden, und anschließend steht der Rechner für andere Aufgaben zur Verfügung. Nach Ende der Messung kann ein Gesamtprotokoll mit allen gespeicherten Meßwerten ausgedruckt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Zhuravlev, N.I. et al., Preprint 10-7332, Dubna, 1973
- [2] Zhuravlev, N.I. und A.N. Sinaev, Preprint 10-7334, Dubna, 1973

6.21. KLEINRECHNERGEFÜHRTE ZWEIDIMENSIONALE MESSUNGEN MIT DATENSAMMLUNG AUF PLATTENSPEICHER

W.D. Fromm

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Bei der Durchführung von zweidimensionalen Messungen werden gegenwärtig hauptsächlich zwei Wege beschritten:

- A) Sequentielle Abspeicherung aller Ereignisse auf Magnetband und anschließende Sortierung,
- B) sofortige Auswahl von Schnitten (Diskriminatoren) und Speicherung der Nutzinformation in Spektrenform.

Im Meßzentrum des Laboratoriums für Kernprobleme sind beide Varianten realisiert. Die Variante A) [1] hat den praktischen Nachteil, daß das Ergebnis der Messung oft nur mit großem Zeitverzug erhalten werden kann. Die Variante B)

wurde bislang mit diskreten Zifferndiskriminatoren [2] verwirklicht und gestattete die Auswahl von nur 16 Fenstern. Durch die Aufrüstung des Rechners HP 2116 C auf 32 k Operativspeicher wurde es möglich, die Digitalfensterfunktion dem Rechner zu übertragen und dadurch Zuverlässigkeit, Bedienbarkeit und Kapazität des Systems zu verbessern. Die Abspeicherung der Koinzidenzspektren erfolgt auf dem Festkopflochspeicher der Rechenanlage, der über 128 Spuren zu je 5.7 k Worten verfügt (Zugriffszeit 20 ms). Davon werden bei einer zu 64 festgesetzten maximalen Fensterzahl die Hälfte belegt, der Rest verbleibt für Betriebssystem und Nutzerprogramm-Bibliothek.

Die Daten gelangen von zwei 25 MHz-Analysatoren zur Interface-Einheit, die eine der Adressen auszeichnet. Über einen der direkten Speicherkanäle werden die einkommenden Ereignisse in den Operativspeicher übertragen. Das Programm STORE benutzt vier Pufferspeicher zu je 4 k Worte Länge, von denen Puffer 1 und Puffer 2 wechselweise gefüllt werden. Während Puffer 2 beschrieben wird, erfolgt die Sortierung des Inhalts von Puffer 1. Zunächst werden die gespeicherten Ereignisse auf Richtigkeit der Wortreihenfolge untersucht, danach wird das integrale Auswahlpektrum nach Übertragung von der Platte in den Puffer 3 aufdatiert. Schließlich erfolgt die Einsortierung der Ereignisse gemäß der vorgegebenen Fenster. Puffer 4 ist in Abschnitte unterteilt, die entsprechend der Fensterreihenfolge mit ausgewählten Ereignissen gefüllt werden. Sobald ein Abschnitt aufgefüllt ist, wird die zugehörige Datenspur über Puffer 3 aufdatiert. Jedes Teilspektrum kann während der Messung mit Hilfe der digitalen Display-Einheit (256 x 256 Punkte) betrachtet werden. Es werden jeweils 256 Kanäle dargestellt, wobei der Maßstab der Abbildung automatisch bestimmt und auf dem Terminalbildschirm angezeigt wird. Das Bild bleibt immer stehen. Wenn die dargestellte Spur aufdatiert wird, erscheint sofort die neue Darstellung. Bei Programmunterbrechung werden die Steuerdaten (Fensterlagen) auf Lochstreifen ausgegeben, um eine Fortsetzung der Messung zu vereinfachen.

Das Programm bewältigt je nach Umfang der abzuspeichernden Nettoinformation 750 bis 1000 Koinzidenzen pro Sekunde.

L i t e r a t u r

- [1] Honusek, M., Preprint, Dubna, 1974, im Druck
- [2] Arlt, R. et al., Preprint P 10-7723, Dubna, 1974

6.22. PROGRAMME FÜR DIE EXPERIMENTFÜHRUNG AM KLEINRECHNER DES MESSZENTRUMS IM ZfK

J. Kayser und D. Schmidt
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Ausgehend von den Erfahrungen mit dem Betriebssystem ANAM 3 [1] und den Anforderungen, die sich aus dem Anschluß eines Interface für SI 1.2-Geräte an das Datenverdichtungssystem I des Meßzentrums ergaben, wurden Programme für den Kleinrechner (12 K, erweiterte Arithmetik) geschaffen und im Experiment genutzt. Durch die Formulierung der Programme in maschinenorientierter Sprache und die Einbeziehung der erweiterten Arithmetik wurden die Rechenzeit verkürzt und der

Speicherplatz besser ausgenutzt. Neben einigen Hilfsprogrammen (Doppelwortmultiplikation, ganzzahlige Wurzel aus Doppelwort, Zahleingabe über Blattschreiber mit Korrekturmöglichkeit, Bedienungsprogramme für SI 1.2-Interface u.a.) entstand als Kernstück eines modular aufgebauten Programmsystems ein Bedienungssystem (MARIT), das weniger als 0.5 K-Worte belegt.

Gegenüber [1] wurden die Funktionen ergänzt bzw. erweitert; der Dialog Experimentator-Kleinrechner erfolgt in ähnlicher Weise über den Blattschreiber (Auslösen von Operationen, Fehlermeldung, Ergebnisausgabe).

Nach dem Einlesen startet sich das Betriebssystem selbst (die Interface-Einheiten werden in den Ruhestand gebracht, die Peripherie des SI 1.2-Interface wird aktiviert, der Start wird auf dem Blattschreiber quittiert und der Rechner geht in den Bereitschaftszustand).

Nun können die im Experiment benötigten Programmmodule geladen werden. Die Module bestehen aus zwei Teilen. Ein Teil ist ein Unterprogramm, das die eigentliche Modulfunktion realisiert, so z.B. die Berechnung des Spektrenschwerpunktes. Der andere Teil stellt den Anschluß des Unterprogramms zum Betriebssystem her (Anforderung und Bereitstellung der nötigen Daten, Fehlermeldung, Speicherung auf globalen Feldern bzw. Ausgabe der Ergebnisse, Rückkehr ins Betriebssystem). Die Daten (Anfangsadresse und Kanalzahl) des zu manipulierenden Spektrums können neben der üblichen Blattschreibereingabe auch durch am Sichtgerät gesetzte Lichtmarken bereitgestellt werden.

Dieser Modulaufbau gestattet die Mitnutzung der relativ speicherplatzintensiven Unterprogramme durch ein Rahmenprogramm, das einen on-line-Betrieb des Rechners im Experiment ermöglicht. So ist z.B. der Modul zur Schwerpunktbestimmung über den Blattschreiber aktivierbar, das zugehörige Unterprogramm kann bei zyklischen Kontrollrechnungen zur Driftbestimmung benutzt werden.

Zur Aufbereitung der Spektren und zur Unterstützung bei der Experimentführung stehen Module zur Realisierung folgender Funktionen zur Verfügung: Spektrenglättung, -addition, -subtraktion, -verschiebung, Schwerpunkt-, Extremwertberechnung, Kanalausfall-, Statistiktest und Kanalkorrektur.

L i t e r a t u r

[1] Fülle, R., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 234

6.23. DER EINSATZ DES SI 1.2-INTERFACE FÜR DEN KLEINRECHNER DES MESSZENTRUMS IM EXPERIMENT

J. Kayser und G. Kloß

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Entwicklung und der Aufbau der in [1],[2] vorgestellten Anschlußsteuerung (AST) als Interface für den programmierten Datenkanal des Kleinrechners ist mit der ersten Ausbaustufe für drei Datenausgabe (DA)- und drei Dateneingabe (DE)-Funktionseinheiten (FE) vorerst abgeschlossen.

Zusätzlich können kernphysikalische Geräte, die eine unverzügliche Bedienung vom Rechner verlangen - wie die Wortbildner des ZfK - an ein Programmunterbre-

chungs (PU)-Register in der ASt mit fest verdrahteter Vorrangschaltung angeschlossen werden. An diesem Register sind bis zu 29 Unterbrechungsanforderungen zulässig, die nach Herkunft und Ursache unterschieden, jeweils ein Statuswort bilden. Im Statuswort sind codiert:

- mit höchster Priorität Spannungsfehlerunterbrechung,
- Standard-Fehlermeldung eines DE- oder DA-Gerätes,
- PU-Meldung aus dem zu steuernden Experiment.

Mit dieser Ausstattung der ASt läßt sich folgende Gerätekonfiguration aufbauen:

1. Anschluß von zwei Zählgeräten in den Betriebsarten
 - Steuerung mit Initiation vom Rechner
 - Vorwahl- bzw. Überlaufzähler mit PU-Register oder
2. Anschluß von drei SI 1.2-FE für DA und DE oder
3. Anschluß von Wortbildnern (bis zu 3) mit den Betriebsarten
 - Rechnersteuerung, d.h. zeitzyklische Abfrage
 - Standardsignale B2 als PU-Meldung undAnschluß von drei SI 1.2-FE für DA.

Im (p,n)-Experiment werden zwei standardisierte Zählgeräte ZG 4115 als Targetstrom- bzw. Meßzeitmonitor betrieben. Ein Zeitgeberbaustein mit nachfolgendem Untersetzerblock bildet eine Echtzeituhr und liefert Synchronimpulse an das PU-Register der ASt.

Für die Einbeziehung des Rechners in das Experiment wurden Programme erstellt, die folgende Aufgaben erfüllen:

1. Entschlüsselung der im Statuswort enthaltenen Information über die PU-Anforderung von den an das PDT-Interface angeschlossenen FE,
2. Verarbeitung von Standardimpulsen der Echtzeituhr (Impulsfolge: 1 Minute) und Ausdruck der Uhrzeit auf dem Blattschreiber,
3. Ausgabe von Programm- und Statussignalen in die Interface-Peripherie über den Blattschreiber zur Veränderung des Funktionsablaufes einer FE (z.B. STOP, START, NULL... eines Zählgerätes),
4. Übernahme des Zählerstandes eines 24 bit-Zählgerätes und Wandlung von BCD in Oktalcode,
5. Ermitteln der Laufzeit von Programmen.
Dieser Programm-Modul dient der Feststellung rechnerbedingter Totzeiten. Die Laufzeit einfacher Bedienprogramme von der Aktivierung bis zur Operationsausführung einer FE wurde zu $100 \mu\text{s}$ ermittelt.

Im konkreten Meßablauf wird die Messung durch Setzen der Vorwahlschalter von den Monitorzählern gesteuert, indem die erreichte Monitorvorwahl über PU einen Abbruch der Analyse verursacht.

L i t e r a t u r

- [1] Kloß, G. und W. Meiling, Jahresbericht ZfK-243 (1972) 179
- [2] Kloß, G. und W. Meiling, ZfK-261 (1973) 13

6.24. ON-LINE-VERARBEITUNG DER MESSDATEN BEI DER UNTERSUCHUNG DER KERNREAKTION ${}^2\text{H}(p,2p)n$ ¹⁾

R. Fülle

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

B. Kühn, H. Kumpf, W. Neubert, J. Mösner und G. Schmidt

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Bei der Messung des Deuteronenaufbruchs mit Protonen (siehe Bericht 1.10.) treffen die beiden detektierten Protonen wegen der unterschiedlichen Flugzeiten mit einer Zeitdifferenz in den beiden Si-OB-Detektoren ein. Hinzu kommt noch die Differenz der Triggerverzögerungen durch die Impulsanstiegsflanken. Soll kein echtes Ereignis bei der Messung verlorengehen, muß entweder das Zeitfenster der Koinzidenzstufe sehr breit gewählt werden, wodurch die Zahl der zufälligen Ereignisse im Spektrum anwächst, oder die genannten Zeitdifferenzen müssen kompensiert werden. Diese Kompensation wurde bei unseren Messungen von einem Kleinrechner im on-line-Betrieb übernommen, der gleichzeitig die Ereignisse in echte und zufällige sortierte und nach der Energie in zwei Speichermoduln mit jeweils 64 x 64 Kanälen einspeicherte. In Abb. 1 sind die prinzipielle Meßanordnung und das Blockschaltschema dargestellt.

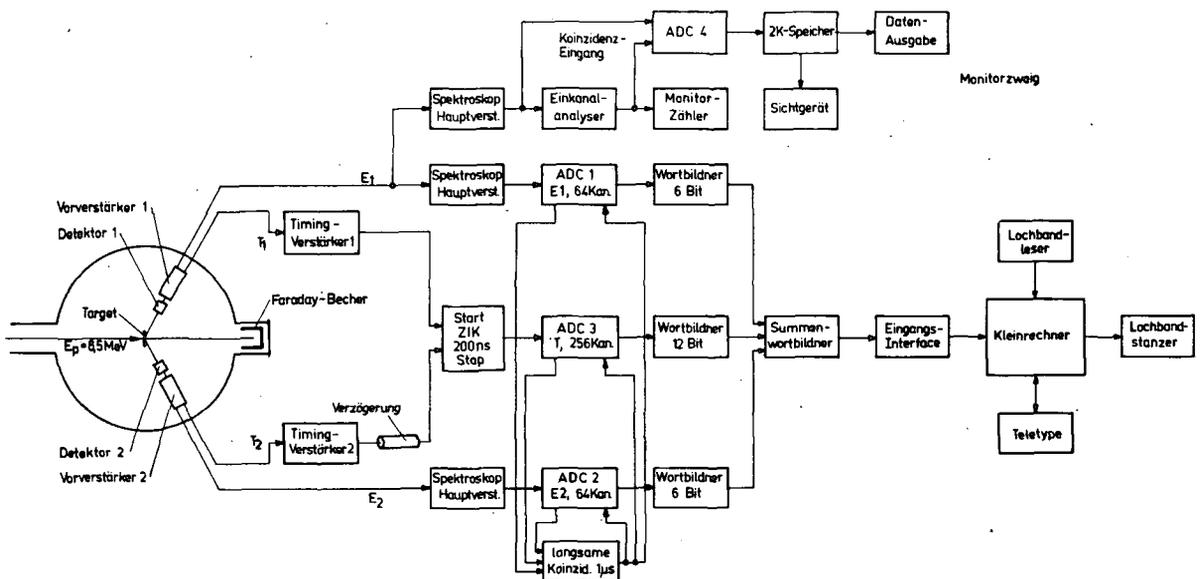


Abb. 1

Meßanordnung und Schaltschema der elektronischen Geräte

Die Zeit von der Kernreaktion bis zum Auslösen der Eingangstrigger des Zeit-Amplituden-Konverters (ZIK) ist eine Funktion der Energie der Protonen. Diese Funktion wurde in Form einer Tabelle vor der Messung in den Kleinrechner eingegeben. Während der Messung prüfte der Rechner bei jedem Ereignis, mit welcher Zeitdifferenz die beiden Protonen das Target verlassen hatten. Lag diese Zeit innerhalb der durch das Rauschen verursachten Triggerunsicherheit, wurde das Ereignis als "echt" akzeptiert, ansonsten als Untergrundereignis abgespeichert. Die Methode, für die Zeitfunktionen Tabellen zu verwenden, besitzt den Vorteil,

¹⁾ eingereicht an Exp. Techn. Phys.

daß eine beliebig komplizierte Energieabhängigkeit der kompensierbaren Zeitverzögerung benutzt werden kann, ohne daß sich die on-line-Rechenzeit für die Verarbeitung eines Ereignisses verlängert.

Bei 400 keV Protonenenergie betrug die Halbwertsbreite der Triggerunsicherheit durch das Rauschen etwa 4 ns. Das Zeitfenster für die "echten" Ereignisse wurde zu 26 ns gewählt, während das Zeitfenster für die Untergrundereignisse 144 ns betrug. Dadurch konnte der zusätzliche statistische Fehler, der durch die Subtraktion des Untergrundspektrums in das korrigierte Spektrum kommt, sehr klein gehalten werden.

Bei den Messungen wurde mit einer Rate von etwa 10 Ereignissen pro Sekunde gearbeitet. Durch den Wechsellpufferbetrieb sind jedoch Raten von etwa 300 Ereignissen pro Sekunde durchaus möglich.

6.25. BESCHREIBUNG EINES ON-LINE-EXPERIMENTES ZUR PROTONENSTREUUNG AM ROSSENDORFER TANDEM-GENERATOR

P. Kleinwächter, E. Hentschel, F. Herrmann und H.J. Thomas
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2
H. Böttger

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 4

R. Fülle und G. Lang

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Mit der Inbetriebnahme der Magnetbandeinheiten sowie des on-line-Kanals zwischen Meßzentrum und Rechenstation stehen erweiterte Möglichkeiten der Erfassung und Verarbeitung von Meßdaten zur Verfügung. Sie wurden erstmals in einem Probeexperiment zur Reproduktion der Anregungsfunktion elastisch gestreuter Protonen am ^{52}Cr im Energiebereich von $E_{p,\text{lab}} = 4.03$ bis 4.06 MeV nach [1] genutzt. Im folgenden wird das Zusammenwirken der Elektronik- und Programmeinheiten beschrieben (s. Abb. 1).

Der Protonenstrahl des Tandem-Generators traf auf ein ^{52}Cr -Target der Dicke $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, das auf einem Goldbacking von $170 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ aufgedampft war. Die gestreuten Teilchen wurden von sieben Si-Driftdetektoren bei den Winkeln 150° , 141° , 126° , 111° , 91° , 54° und 30° registriert und die Impulse über Vor- und Hauptverstärker auf den 8-Signalumsetzer gegeben. Dieser diente in Verbindung mit ADC und Adressblock dazu, jedem Teilchenimpuls eine Adresse nach Kanalzahl und Ebene (Nummer des Detektors) zu geben. Diese Informationen wurden über Wortbildner, Summenwortbildner und Interface in den Kleinrechner eingespeichert. Jede Ebene enthielt 256 Kanäle. Die Meßroutine wurde durch das Programm "Exp. Gerc" geregelt. Der Start der Messung erfolgte durch eine Symboleingabe am Teletype. Nach Sammlung von $120 \mu\text{C}$ auf dem Faradaybecher wurde die Messung automatisch über den Zweig Stromintegrator - Zählgerät - Interrupteinheit gestoppt und zur visuellen Kontrolle der gewonnenen Meßdaten diese in den 4 k-Speicher (4096 KSP - 4048, ZfK Rossendorf) übertragen. Die im Kleinrechner eingespeicherten Meßdaten wurden zwecks Archivierung in der Rechenmaschine mit einer Kennnummer versehen, auf Magnetband aufgezeichnet sowie bei möglichem on-line-Zugriff zum Zentralrechner zur sofortigen Auswertung weitergeleitet. Das Programm

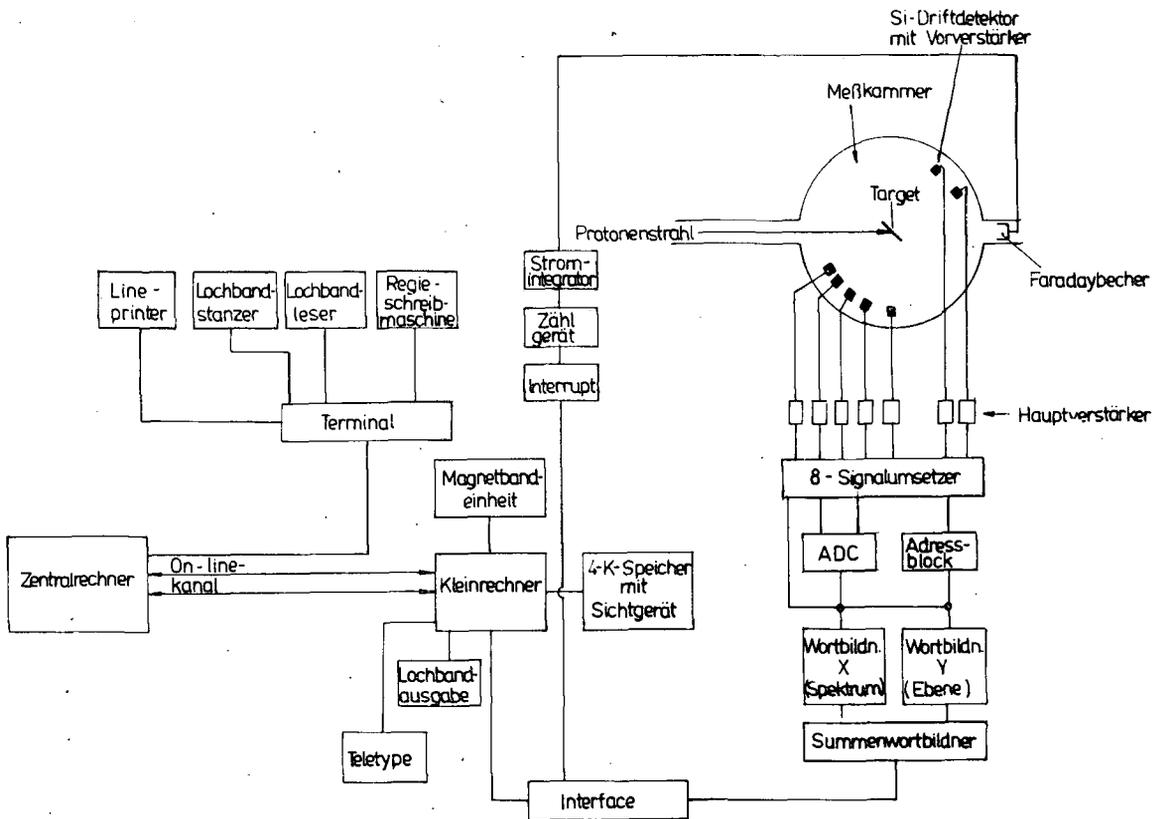


Abb. 1
Blockschema des on-line-Experimentes

"Exp. Gerc" sieht weiter vor, Meßdaten auf Lochstreifen auszugeben oder bei Bedarf diese vom Magnetband blockweise zum Zentralrechner zu übertragen. Die Über-

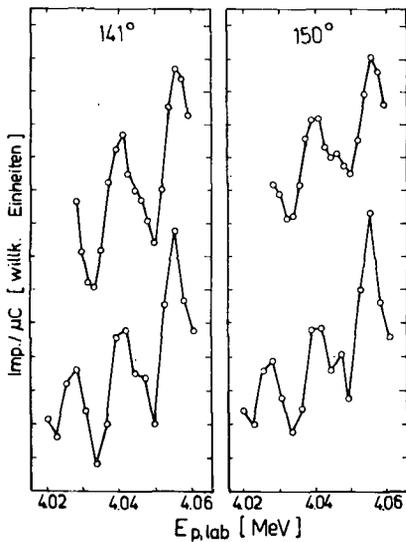


Abb. 2
Anregungsfunktion der am ^{52}Cr elastisch gestreuten Protonen bei 141° und 150°
Obere Kurven: vorliegende Arbeit, verschoben gegenüber Werten nach [1]

tragungsprozedur "ondata" regelt den Datenaustausch zwischen Klein- und Zentralrechner. Dabei sind allgemeine Anschlußbedingungen für Nutzerprogramme am Zentralrechner gegeben (s. H. Böttger: Bemerkungen zum Blocktransfer (ADT) über den on-line-Kanal, ZfK-interne Nutzerinformation). Im Falle unseres Experimentes schuf die Prozedur "transfer" die speziellen Anschlußbedingungen zur nachfolgenden Spektrenanalyse, die mit dem Programm LISA (siehe Bericht 7.4.) durchgeführt wurde. Die Auswertung der von den sieben Detektoren simultan aufgenommenen Spektren dauerte etwa 1.5 Minuten und ist kürzer als die Aufnahme eines Meßpunktes. Damit sind die Bedingungen für eine Steuerung des Experimentes im Sinne eines on-line-Betriebes erfüllt.

Abb. 2 zeigt im oberen Teil den Verlauf der Anregungsfunktion für den elastischen ^{52}Cr -Peak bei den Winkeln 141° und 150° . Da Wylie et al. [1] ein Target mit natürlichem Chrom von $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

benutzen, sind die Ergebnisse bezüglich der Energieskala direkt vergleichbar. Die Protonenenergien wurden von uns in einem Vorversuch mit Hilfe der Crossover-Methode [2] eingeeicht. Die Übereinstimmung der Kurven ist sehr gut, woraus gleichzeitig geschlossen werden kann, daß die anderen Cr-Isotope auf den Verlauf der Anregungsfunktion in diesem Energiegebiet keinen Einfluß haben.

Abschließend ist festzustellen, daß sich durch das Übertragen der Meßdaten auf das Magnetband bei Experimenten dieser Art die Strahlzeitausnutzung beträchtlich gegenüber der Nutzung der konventionellen Lochbandausgabe steigern läßt und die on-line-Strecke eine wesentlich genauere Einstellung und bessere Überwachung des Experimentes ermöglicht.

L i t e r a t u r

- [1] Wylie, W.R. et al., Helv. Phys. Acta 44 (1971) 757
- [2] Thomas, H.J. et al., ZfK-Bericht, in Vorbereitung

6.26. ARBEITEN AM MESSZENTRUM IM ZfK ROSSENDORF

H. Angermann, D. Baldauf, S. Feigenspan, R. Fülle, S. Hiekmann und G. Lang
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G
Ch. Kluge, K.-H. König, B. Kralitschek, W. Krebs und S. Kühnert
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 6

Die EDV-Anlagen des Meßzentrums (MZ) übernehmen die Erfassung, Verdichtung und Vorauswertung der Meßdaten, die bei kernphysikalischen Experimenten am Tandem-Generator und Zyklotron anfallen [1],[2],[3].

Im vergangenen Jahr richteten sich die Arbeiten auf die Komplettierung der EDV-Anlagen und ihre Erprobung im Routinebetrieb. Ausgehend von den 1973 vorliegenden Arbeiten [4] bis [12] wurden die EDV-Anlage II vervollständigt und in Betrieb genommen, zwei serienmäßig hergestellte 4 K-Speicher [13],[14] mit Sichtgeräten und ein Magnetbandkomplex, bestehend aus vier Magnetbandgeräten und zwei Magnetbandsteuergeräten, an die Kleinrechner angepaßt, geprüft und erprobt sowie die Interface-Einheiten der EDV-Anlagen [15] komplettiert und auf ihre Funktionstüchtigkeit getestet.

Parallel zu den Hardware-Arbeiten erfolgt die Erweiterung der Software. Im einzelnen betrifft es die Moduln für die Darstellung von Spektren auf dem Sichtgerät, die Übertragung der Meßdaten von den EDV-Anlagen des Meßzentrums zum Zentralrechner (siehe Bericht 6.27.) sowie das Lesen und Schreiben von Datenblöcken vom bzw. auf Magnetband (siehe Bericht 6.28.).

Außerdem wurden aus den vorhandenen Moduln die Experimentprogramme RPPA (siehe Bericht 6.24.), OKNO (siehe Bericht 6.29.) und GERC (siehe Bericht 6.25.) aufgebaut sowie für die Realisierung des on-line-Betriebes eine verbesserte Variante des Multiprogrammsystems für den Zentralrechner in Dienst genommen (siehe Bericht 6.30.).

Bereits in der Berichtszeit führte das Meßzentrum entsprechend des Entwicklungsstandes der EDV-Anlagen Routinebetrieb durch, wobei besonders in den letzten Monaten neben der EDV-Anlage I auch -Anlage II zum Einsatz kam. Die dabei ge-

sammelten Betriebserfahrungen waren sehr wertvoll, z.B. für die Arbeiten zur Erhöhung der Zuverlässigkeit der EDV-Anlagen, zur Schaffung neuer Möglichkeiten der Datenübertragung durch Erweiterung, zur Ergänzung der Programmpakete für Experimente entsprechend den Forderungen der Nutzer und zur Verbesserung der Kommunikation zwischen Nutzer und EDV-Anlagen.

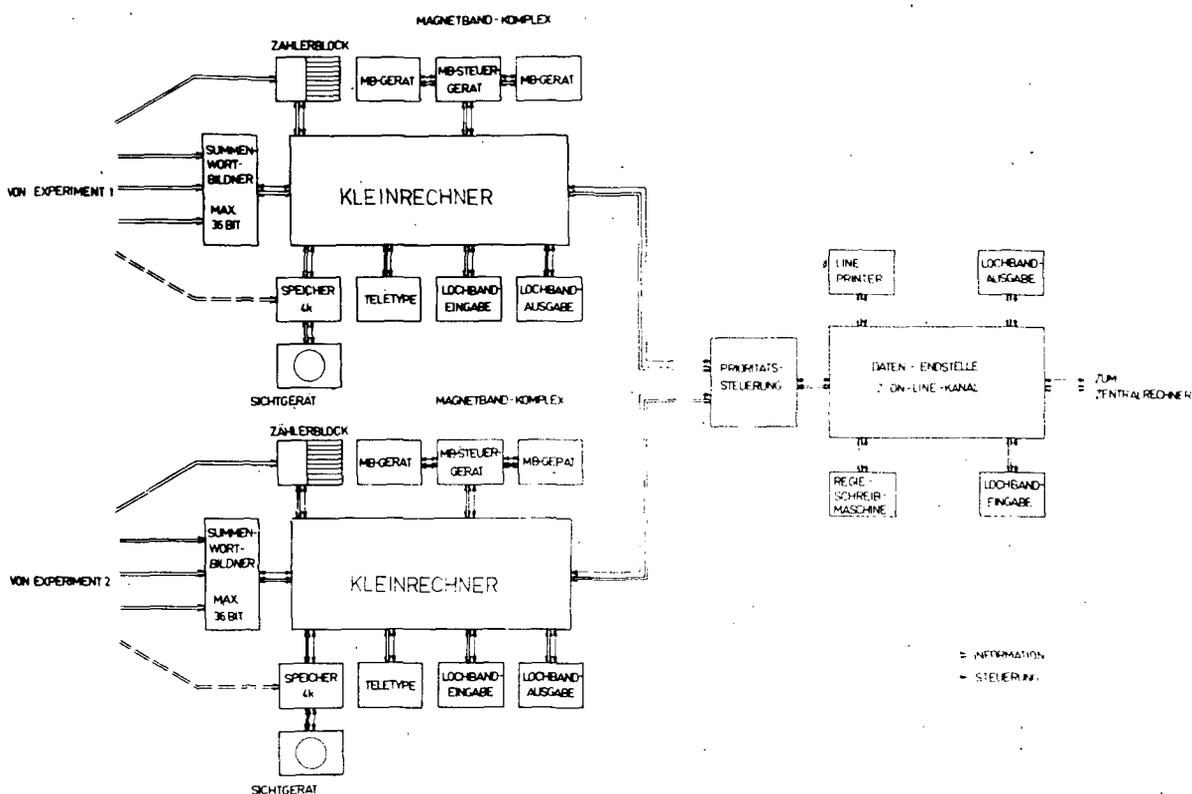


Abb. 1
Schema der EDV-Anlagen des Meßzentrums

Mit den im Berichtszeitraum geleisteten Arbeiten fand die Aufbauphase des Meßzentrums einen Abschluß. Heute stehen dem Experimentator zwei EDV-Anlagen (Abb.1) mit on-line-Zugriff zu einem Zentralrechner mit folgenden Nutzungsmöglichkeiten zur Verfügung:

Die Information aus dem Experiment gelangt über das Eingangsinterface und den direkten Speicherkanal in den Kleinrechner. Dort erfolgt die Zwischenspeicherung, Sortierung und Filterung der Daten. Die so verdichtete Information kann wahlweise auf einen externen Speicher (+ K-Speicher, Magnetband) übertragen, über die Standardperipherie des Rechners (Teletype, Lochstreifenstanzer) ausgegeben oder über den on-line-Kanal dem Zentralrechner zur weiteren, detaillierten Verarbeitung zugeleitet werden. Ein Sichtgerät gestattet, die im 4 K-Speicher befindlichen Daten zu betrachten.

Die weiteren Arbeiten richten sich auf die Rationalisierung des Routinebetriebes, auf die Weiterentwicklung der Software und auf die Erhöhung der Leistungsfähigkeit der EDV-Anlagen mittels Anschluß neuer Geräte.

L i t e r a t u r

- [1] Meiling, W. et al., Unikalnie Trib 8 (1972)
- [2] Fülle, R., ZfK-Information, ZfK-C-72.03 (1972)

- [3] Baldauf, D. et al., interner Bericht (1972)
- [4] Baldauf, D. et al., Jahresbericht ZfK-245 (1972) 179
- [5] Baldauf, D. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 233
- [6] Fülle, R., ZfK-Information, AdW Berlin (im Druck)
- [7] Fülle, R., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 234
- [8] Fülle, R. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 235
- [9] Fülle, R. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 256
- [10] Baldauf, D. et al., Preprint A13-7616, Dubna, 1973
- [11] Fülle, R., Preprint D10-7707, Dubna, 1973
- [12] Kühnert, S., Promotion, TU Dresden 1974
- [13] Kluge, Ch., ZfK-Laborbericht 337 (1970)
- [14] Kluge, Ch., interner Bericht (1970)
- [15] Krebs, W., Promotion, TU Dresden (in Vorbereitung)

6.27. STEUER-ROUTINEN FÜR DEN ON-LINE-DATENTRANSFER ZWISCHEN DEN KLEINRECHNERN DES MESSZENTRUMS UND DEM ZENTRALRECHNER DES INSTITUTS

H. Böttger und R. Hammer

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 4

R. Fülle und G. Lang

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Der Austausch von Daten zwischen den Kleinrechnern des Meßzentrums und dem Zentralrechner des Instituts erfolgt blockweise über den direkten Speicherkanal. Dieser autonom ablaufende Transfer wird vorbereitet, kontrolliert und abgeschlossen durch ein Vor- und Nachgespräch der beteiligten Rechner, indem vereinbarte Code-Worte über den programmierten E-/A-Kanal ausgetauscht werden.

Zur Vorbereitung des autonomen Datentransfers sendet diejenige Maschine, welche die Übertragung eröffnet, einen Anmeldungs-Code. Dieser gibt zugleich die Richtung des angeforderten Transfers an. Der angesprochene Rechner antwortet je nach Zustand der Maschine bzw. der Programme mit dem Code "bereit" oder "nicht bereit". Falls der Zentralrechner angesprochen wurde, empfängt der Kleinrechner statt des Bereitschafts-Codes sofort die Länge des zu übertragenden Blocks (in Einheiten von 64 Doppelworten des Kleinrechners).

Auf das Code-Wort "ADT Start" hin löst der Zentralrechner den autonomen Blocktransfer aus. Nach Beendigung der Blockübertragung prüfen beide Rechner die Vollständigkeit des übermittelten Blocks anhand des Inhaltes der betreffenden Steuerzellen.

Wurden alle Worte transferiert, melden sich die Rechner mit dem Code "Übertragung beendet" voneinander ab.

Bei unvollständiger Übertragung wird derselbe Transfer, mit dem Vorgespräch beginnend, bis zu 7mal wiederholt. Falls diese Wiederholungen erfolglos bleiben, werden die Übertragungsversuche abgebrochen. Auf den Schreibmaschinen an der Datenendstelle und am Kleinrechner erscheint eine entsprechende Ausschrift. Der Code-Austausch vollzieht sich nach einem festen Schema. Abweichungen von diesem, wie Empfang eines falschen Antwort-Codes auf einen bestimmten Frage-Code, führen zum Abbruch des Gespräches und zu einer Mitteilung an den Operator.

Die Übertragungsroutinen laufen im Zentralrechner unter der Regie des in den letzten Jahren entwickelten Multiprogramm-Betriebssystems (siehe Bericht 6.30.), das für diesen Zweck spezielle Moduln enthält. Durch die Möglichkeit, im Zentralrechner bis zu zwei Hintergrundprogramme zu bearbeiten, belasten Warte- und Transferzeiten den Zentralrechner praktisch nicht. Im Kleinrechner kann während des Code-Austausches ein Hintergrundprogramm laufen. Der autonome Datentransfer hat Zugriff zu allen Speichermoduln des Kleinrechners.

Bedingt durch den Übertragungsmechanismus und die Länge des Maschinenwortes im Zentralrechner sind je Doppelwort des Kleinrechners nur 23 bit nutzbar. Das 24. (höchste) bit geht bei der Übertragung verloren.

6.28. SOFTWARE ZUM MAGNETBAND-KOMPLEX DES MESSZENTRUMS

G. Lang

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Mit der Inbetriebnahme des Magnetband-Komplexes zum Meßzentrum ergeben sich für das Software-System der Kleinrechner zwei neue Aufgaben, nämlich Übergang zu einem magnetbandorientierten Betriebssystem und Speicherung großer Datenmengen auf Magnetband (etwa $8 \cdot 10^6$ Maschinenworte je Band).

Das bisher eingesetzte Betriebssystem ANAM [1] ist ein lochbandorientiertes System. Es beinhaltet u.a. das Laden und Nachladen von Programm-Moduln über den Leser FS-1500 in den Arbeitsspeicher des Kleinrechners. Diese Methode ist wegen der aufwendigen Archivierung von Software zum Experiment und der Fehlergefahr beim Einlesen von Programmlochstreifen unvorteilhaft.

Deshalb wird der Lade- und Nachladeteil des Betriebssystems ANAM durch ein nutzerfreundlicheres magnetbandorientiertes System ersetzt.

Jedes Software-Paket zu einem spezifischen kernphysikalischen Experiment wird aus den vorhandenen Programm-Moduln [2] optimal zusammengestellt. Dieses Software-Paket ist auf Magnetband archiviert, zu dem der Nutzer über einen Lader Zugriff hat. Der Lader organisiert das Laden und Nachladen dieses Software-Paketes.

Für die Verarbeitung großer Datenmengen war bisher keine ökonomisch vertretbare und zeitoptimale Variante vorhanden. Aus diesem Grund ist ein Magnetband-Modul aufgebaut worden, der das Lesen eines oder mehrerer Blöcke vom Magnetband, das Aufzeichnen eines oder mehrerer Blöcke auf Magnetband für die Ereignisspeicherung oder Archivierung kompletter Spektren, das Suchen eines bestimmten Blockes, das Suchen des zuletzt aufgezeichneten Datenblockes und Fortsetzung der Aufzeichnung, das Lesen eines Datenblockes, die Bearbeitung der Daten, das Aufzeichnen des neuen Datenblockes, die Filterung von Datenblöcken, die Dopplung von Magnetbändern und Korrekturen von Datenblöcken vorsieht.

Zu jeder Betriebsart erfragt sich der Magnetband-Modul durch den Dialog mit dem Anwender die dazu nötigen Informationen (z.B. Blocklänge, Magnetband-Nr., Speichermodul des Rechners, Programmadresse für Zwischen- und Hintergrundprogramme, Anzahl der Blockübertragungen).

Der Magnetband-Modul ist so aufgebaut, daß nur der Programmteil des Moduls im Rechner erhalten bleibt, der für die ausgewählte Betriebsart von Bedeutung ist (etwa 1/4 K Rechner-Worte).

Auftretende Fehler im Hardware-System des Magnetband-Komplexes werden in einer Code-Liste auf Teletype ausgegeben.

L i t e r a t u r

- [1] Fülle, R., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 234
- [2] Fülle, R. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 235

6.29. OKNO/OLAN - EIN PROGRAMMSYSTEM FÜR DIE ZWEIDIMENSIONALE VIELKANALANALYSE MIT DATENFILTERUNG

R. Fülle und G. Lang

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

H. Böttger und E. Müller

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 4

Die on-line-Kopplung zwischen den Kleinrechnern des Meßzentrums und dem Zentralrechner des Instituts (siehe Bericht 6.26.) eröffnet die Möglichkeit, zweidimensionale Vielkanalanalysen mit einer Speicherkapazität von 32 K und mehr Kanälen auszuführen. Dabei lassen sich durch digitale Datenfilterung aus dem zweidimensionalen Datenfeld $[x,y]$ gegenwärtig bis zu 32 Bereiche $\Delta y_i \cdot x$ ($i = 0 \dots 31$) für die Analyse ausblenden. Die Erfassung und Filterung der Meßdaten übernimmt ein Kleinrechner, während die Analyse der ausgewählten Ereignisse durch den Zentralrechner im Quasiparallelregime erfolgt.

Für die Erfassung und Filterung der Daten wurde das Programm OKNO, bestehend aus den Modulen OKVO, OKOL und MBZR, aufgebaut. Der Modul OKVO bereitet die Analyse vor. Er fordert die Eingabe der maximalen Kanalzahl x sowie Zahl und Grenzen der Parameterbereiche ("Fenster") Δy_i an. Diese Werte können dem Rechner über den Teletype mitgeteilt werden. Außerdem besteht die Möglichkeit, mit Hilfe des Sichtgerätes im externen Speicher Lichtmarken zu setzen und diese als Grenzen der Fensterbereiche Δy_i in den Rechner zu übertragen.

Der Modul OKOL steuert die Übernahme, Filterung und Übertragung der Meßdaten im Echtzeitbetrieb. Er wählt alle diejenigen Ereignisse (y,x) aus, deren y -Wert in einem der Parameterbereiche Δy_i liegt, ersetzt den Wert y durch die "Fenster-Nummer" i und überträgt sie dann blockweise entweder auf Magnetband oder zur sofortigen Analyse in den Zentralrechner. Auch die Kombination beider Ausgabemöglichkeiten ist zugelassen.

Die auf Magnetband aufgezeichneten Ereignisse können mit Hilfe des Moduls MBZR nach Abschluß der Messung über den Kleinrechner in den Zentralrechner eingegeben werden.

Die Sortierung der Daten im Zentralrechner realisiert das Programm OLAN. Es übernimmt die Datenblöcke, formt aus den Doppelwerten (i,x) Adressen und inkrementiert den Inhalt des entsprechenden Kanals. Um den benötigten Speicherplatz von 32 K Kanälen zu erhalten, wurde das Wort des Zentralrechners (48 bit) zweifach bzw. dreifach unterteilt. Die nutzbare Kapazität je Kanal beträgt 23 bit

oder 15 bit. OLAN gestattet ferner, die Spektren als Tabelle auf dem Lineprinter oder als Lochstreifen auszugeben sowie den Lochstreifen zu testen. Zur Überwachung der Messung können während der Datensammlung die Integrale über die "Fensterbereiche" Δy_1 abgefragt werden. Das Programm ist mit verschiedenen Testmöglichkeiten versehen, z.B. Kontrolle der Daten auf Überschreitung der Fenster- und der Kanalzahl, Meldung der Überläufe durch Schreibmaschinenausschrift.

Der Programmkomplex OKNO ist gegenwärtig für 32 "Fenster" und eine maximale Kanalzahl in y-Richtung von $y_m = 1024$ ausgelegt.

6.30. BEMERKUNGEN ZUM MULTIPROGRAMM-BETRIEBSSYSTEM DES ZENTRALRECHNERS IM ZfK

H. Böttger und R. Hammer

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 4

Das von der Arbeitsgruppe Software erarbeitete Multiprogramm-Betriebssystem, das während des Berichtszeitraumes zur Routinenutzung übergeben werden konnte, gliedert sich in drei Hauptbestandteile, nämlich in den bereits in früheren Jahren geschaffenen und mehrfach erweiterten, angepaßten und verbesserten ALGOL-Übersetzer mit Anschlußmöglichkeiten für Maschinencodeprozeduren, ein Paket verschiedener Dienst- und Serviceprogramme zur rechnergestützten Programmerprobung, -änderung, -wartung, -reorganisation und -archivierung sowie das zentrale Steuerungsprogramm für den gesamten Multiprogrammbetrieb und alle damit verbundenen Rechneraufgaben. Dieses Programmsystem wird im folgenden als Dispatcher bezeichnet.

Der Dispatcher ist modular aufgebaut und somit leicht erweiterungsfähig. Er besteht aus einem speicherresidenten Teil (etwa 15 KBytes) und einem System transienter Routinen (sog. Transienz; Gesamtumfang gegenwärtig etwa 20 KBytes), die nur bei Bedarf einzeln in den Hauptspeicher geladen und mittels ausgeklügelter Kopplungsmechanismen verkettet werden.

Der residente Teil enthält Teilsysteme für die Syntaxprüfung, Entschlüsselung und Verarbeitung der Regiekommandos, für die Auslösung von Aktionen aufgrund ankommender Interruptsignale, für die Aktivierung und Kettung der transienten Routinen sowie des Übersetzers (5 Teile) und sämtlicher Dienst- und Serviceprogramme, für die Abwicklung des auf Gleichberechtigung beruhenden Daten- und Code-Wort-austausches mit maximal drei Kleinrechnern über den on-line-Kanal (ca. 10^5 Baud) (siehe Bericht 6.27.), für die automatische Speicherorganisation (dynamisch), Zeiterfassung, -bilanzierung und -abrechnung, für die Ausgabe aller beim Rechenbetrieb erkennbaren Fehler (6 Kategorien) und für die Organisierung aller Transfers mit insgesamt zwei Schnelldruckern, vier Magnetbaineinheiten und zwei externen Speichern des Zentralrechners.

Der transiente Teil enthält u. a. Routinen zur Programmgenerierung, -überwachung, -konservierung, -reaktivierung und -löschung sowie spezielle Dienstleistungsroutinen zur Einfahrhilfe und Fehlersuche und für Ausweichmanöver bei Peripherieengpässen. Die Speicherbelastung durch transiente Routinen beträgt pro Rechenebene höchstens 1.5 KBytes.

Der Einsatz des Dispatchers gestattet den Betrieb von gleichzeitig drei Programmen (sog. Rechenebenen), deren Ablauf durch ein automatisches Programmwechselsystem (Zeitdauer für einen kompletten Übergang ca. $70 \mu s$) sowie durch das Interruptsystem gesteuert wird. Dabei erlaubt ein beliebig vorgebbares Prioritätssystem eine effektive Auslastung des Rechners bei Programmen mit unterschiedlicher Rechenwerkauslastung (sog. Vordergrund-, Mittelgrund- und Hintergrundprogramm). Beim on-line-Betrieb mit dem Meßzentrum erhält die entsprechende Rechenebene die höchste Priorität. Transfervorgänge behindern die Arbeit des Rechenwerkes nicht.

Die Bedienung des Betriebssystems durch die Operateure erfolgt über die beiden Regieschreibmaschinen (im Rechenzentrum und im Meßzentrum) mittels einer ausgearbeiteten Kommandosprache, deren Konzept auf den Erfahrungen mit den verschiedenen Ausbaustufen des Monoprogramm-Betriebssystems (1968-1972) beruht [1]. Diese Kommandosprache ist auf minimalen Bedienungsaufwand ausgelegt.

Das gesamte Betriebssystem ist auf den peripheren Speichern (Magnettrommeln mit 60 KBytes und Kernspeicher mit 40 KBytes) untergebracht und wird zusätzlich auf einem speziellen Magnetband - dem jeweils neuesten Stand entsprechend - archiviert. Von dort her erfolgt seine Generierung in der Rechenanlage mittels besonderer Dienstprogramme.

Die Erfahrungen mit dem bisherigen Einsatz des Multiprogramm-Betriebssystems lassen folgendes erkennen:

1. Die Effektivität des Zentralrechners (d.h. der Programmdurchsatz pro Zeiteinheit) steigt bis auf 200 % gegenüber dem Monoprogrammbetrieb. Die Steigerungsrate ist von der Anzahl der 4 pro Schicht verfügbaren Operateure abhängig.
2. Die meisten Programme erbringen geringere Rechenkosten.
3. Die verfügbare Hauptspeicherkapazität (etwa 190 KBytes) ist hinsichtlich der Rechengeschwindigkeit der Anlage als absolute untere Grenze für einen effektiven Multiprogrammbetrieb einzuschätzen. Das Aufgabenprofil im ZfK (insbesondere auch im Meßzentrum) rechtfertigen eine Hauptspeicherkapazität von 256 KBytes oder mehr (bei effektivem Betrieb auf drei Rechenebenen).

Von den nicht unmittelbar mit dem Betriebssystem gekoppelten Arbeiten der Software-Gruppe seien nur die speziellen Prozeduren für den on-line-Betrieb [3] (siehe Bericht 6.25.) sowie das Software-System zur Plotterbenutzung [4] erwähnt.

L i t e r a t u r

- [1] Böttger, H. und R. Hammer, Beschreibung der Regieworte für das Betriebssystem (ZfK-internes Arbeitsmaterial für Operateure, Mai 1972)
- [2] Hammer, R. und H. Böttger, Erläuterung der SM-Mitteilungen (ebenda)
- [3] Böttger, H., Bemerkungen zum Datentransfer (ADT) über den on-line-Kanal (ZfK-interne Nutzerinformation, zur Freigabe vorbereitet)
- [4] Böttger, H., Nutzerinformation zum Plotter-Software-Paket, ZfK-interne Schrift, Juli 1974

7. RECHENPROGRAMME

7.1. ANDI - EIN FORTRAN-UNTERPROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER WINKELVERTEILUNG IN NUKLEONENKANÄLEN BEI DER UNTERSUCHUNG VON RESONANZREAKTIONEN

J. Höhn und F. Seidel

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

H.W. Barz und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für die Analyse von Resonanzreaktionen im Kontinuum-Schalenmodell wurde für das Programmsystem HOP-FROG [1] die Subroutine ANDI zur Berechnung der Winkelverteilung in Nukleonenkanälen entwickelt. Mittels der in HOP-FROG erzeugten Streumatrizen $S = 1 + 2 \eta \frac{J\pi}{tt_0}$ für den Übergang aus dem Eingangswinkel t_0 in den betrachteten Endkanal t über angeregte Zwischenkernzustände J, π berechnet ANDI den differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Streuwinkel wie folgt:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right|_{t,t_0} = \left. \frac{d\sigma^{res}}{d\Omega} \right|_{t,t_0} + \left. \frac{d\sigma^{coul}}{d\Omega} \right|_{t,t_0} + \left. \frac{d\sigma^{int}}{d\Omega} \right|_{t,t_0}$$

mit

$$\left. \frac{d\sigma^{res}}{d\Omega} \right|_{t,t_0} = \frac{16\pi^2 k}{s_0^2 J_0^2 k_0^3} \sum_{XYZm} \hat{J}^2 \hat{Y}^2 \left| \sum_{l_0} e^{i(\sigma_l(t) + \sigma_{l_0}(t_0))} (l m l_0 0 | Z m) \frac{\hat{l}_0}{\sqrt{4\pi}} Y_l^m(\theta) \times \right.$$

$$\left. \times \sum_{J\pi j j_0} (-)^{j_0 + s_0} \begin{Bmatrix} J_0 & J & J \\ j_0 & j & j \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_0 & J_0 & J \\ l_0 & l_0 & l_0 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} s_0 & j & j \\ l_0 & l_0 & l_0 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_0 & J & J \\ l_0 & l_0 & l_0 \end{Bmatrix} \eta_{t,t_0}^{J\pi} \right|^2$$

und

$$\left. \frac{d\sigma^{coul}}{d\Omega} \right|_{t,t_0} = \left. f_{coul}(\theta) \right|_{t,t_0}^2,$$

wobei in der Coulombstreuamplitude $f_{coul}(\theta) = -\frac{\bar{\eta}}{2k_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}} e^{-i\bar{\eta} \ln(\sin^2 \frac{\theta}{2}) + 2i\sigma_0}$

die Größen $\bar{\eta}$ und σ_0 den Coulombparameter bzw. die Streuphase darstellen.

$$\left. \frac{d\sigma^{int}}{d\Omega} \right|_{t,t_0} = -\frac{2}{k_0} \Im \left(\frac{1}{J_0^2 s_0} f_{coul}^*(\theta) \sum_{J\pi l_0 j_0} e^{2i\sigma_{l_0}} \hat{J}^2 \eta_{t,t_0}^{J\pi} P_l(\cos \theta) \right)$$

Mit den Target- bzw. Restkernspins J_{T_0} und J_T sind folgende Drehimpulskopplungen $l_0 + s_0 = j_0$, $J_{T_0} + j_0 = J$ und $l + s = j$, $J_T + j = J$ gewählt worden. Die Summation über die Zwischendrehimpulse X,Y,Z folgt aus den Dreiecksrelationen der Wignerschen 6j-Symbole $\left\{ \begin{matrix} \dots \\ \dots \end{matrix} \right\}$.

Die Winkelverteilung wird in 5°-Schritten berechnet. Die Auswahl bestimmter Kanäle und Winkel ist vorgesehen. ANDI ist in BESM-6-FORTRAN geschrieben.

L i t e r a t u r

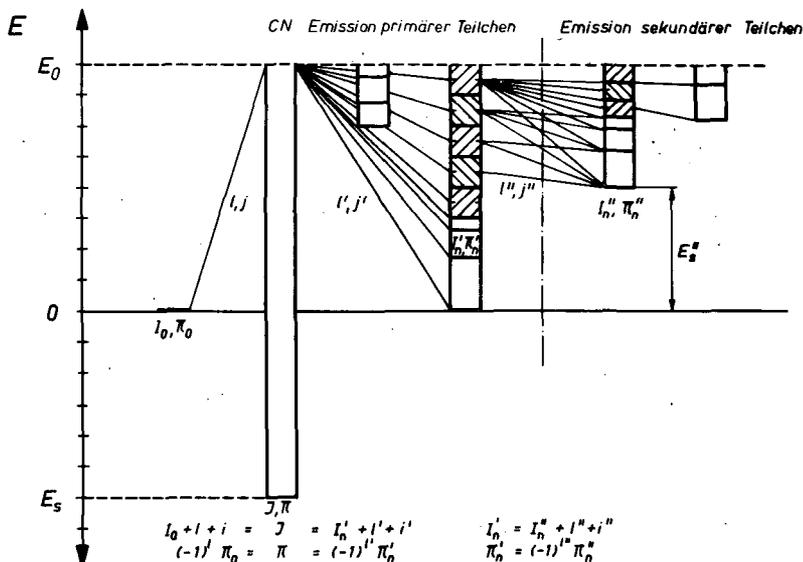
[1] Barz, H.W. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 239

7.2. ELISA 6 - EIN HAUSER/FESHBACH-PROGRAMM ZUR BESCHREIBUNG DER MEHRTEILCHEN-EMISSION

G. Kießig und K.-H. Weissling

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Untersuchungen mit dem Rechenprogramm GLUNE [1] haben gezeigt, daß die Mehrteilchenemission vorwiegend aus Gleichgewichtszuständen erfolgt [2]. Im Rahmen des HAUSER/FESHBACH-Formalismus kann dieser Prozeß unter Berücksichtigung der Erhaltung des Gesamtdrehimpulses und der Parität beschrieben werden.



In Abb. 1 ist der Reaktionsprozeß schematisch dargestellt. Ein Teilchen der Energie E_0 mit dem Spin i wird auf den Targetkern (I_0, π_0) geschossen. Es entsteht ein hochangeregter Compoundkern $(U = E_0 + E_s)$ mit dem Gesamtdrehimpuls J und der Parität π . Dieser Zwischenkern zerfällt auf isolierte Restkernniveaus mit definierten Spins I'_n und Paritäten π'_n . Hochangeregte Restkernzustände, deren spektroskopische Daten unbekannt sind, werden über eine spinabhängige Niveaudichteformel erfaßt.

Abb. 1

Schematischer Ablauf einer Mehrteilchenreaktion im Hauser/Feshbach-Bild

Falls die Anregungsenergie des Restkerns größer als die Bindungsenergie E_s ist, erfolgt die Emission eines sekundären Teilchens. Das System geht in den durch I''_n, π''_n gekennzeichneten zweiten Restkern über.

Das Programm ELISA 6 ist in FORTRAN für die BESM-6 geschrieben. Es stellt eine Weiterentwicklung des HAUSER/FESHBACH-Programmes ELISA 1 [3] dar. In ELISA 6 wird der totale Wirkungsquerschnitt für die Emission von sekundären Teilchen auf durch I''_n, π''_n gekennzeichnete Niveaus im zweiten Restkern berechnet. Eine Beschreibung des Programmes ELISA 6 liegt vor [4].

L i t e r a t u r

[1] Herrmann, U., Diplomarbeit, TU Dresden 1973
 [2] Herrmann, U. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 41
 [3] Kießig, G. und J. Höhn, Jahresbericht ZfK-243 (1972) 196
 [4] Weissling, K.-H., Diplomarbeit, TU Dresden 1974

7.3: DIE FORTRAN-VARIANTE DES SCHALENMODELLPROGRAMMS RACK

H.-U. Jäger und H.R. Kissener

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das ursprünglich in ALGOL geschriebene Schalenmodellprogramm RACK [1] wurde in BESM-FORTRAN übertragen. Dabei wurden alle jene Programmteile sorgfältig überarbeitet, die durch ihre Anforderungen an Speicherplatz bzw. Rechenzeit die Einsatzmöglichkeiten des Programms begrenzen.

Die neue FORTRAN-Variante besteht aus 5 Unterprogrammen mit folgenden Aufgaben:

RACK 1 - Konstruktion, Codierung und Ordnen aller Slater-Determinanten mit bestimmter Teilchenzahl, Parität, Drehimpuls- und Isospinprojektion im vorgegebenen Konfigurationsraum.

RACK 2 - Berechnung der Eigenfunktionen zum Gesamtdrehimpuls und Gesamtisospin als Entwicklung nach den Slater-Determinanten.

RACK 3 - Anwendung eines Zweiteilchenoperators vom Typ

$$H' = \frac{1}{2} \sum_{i,j,k,l} \langle \psi_i(1) \psi_j(2) | V(1,2) | \psi_k(2) \psi_l(1) \rangle c_i^+ c_j^+ c_k c_l$$

auf die Slater-Determinanten. Die Matrixelemente des Potentials $V(1,2)$ zwischen antisymmetrisierten und gekoppelten Zweiteilchenwellenfunktionen müssen eingegeben werden.

RACK 4 - Berechnung der Eigenwerte (und Eigenfunktionen) für eine vorgegebene Linearkombination von Zweiteilchenoperatoren

$$\sum_i \alpha_i (H_{oi} + H'), \quad H_o = \sum_k \epsilon_k c_k^+ c_k$$

Vor dieser Rechenoperation ist es möglich, die Basiszustände $|J, T, k\rangle$ ($k = 1, 2, \dots$) nach den Eigenwerten eines weiteren Zweiteilchenoperators (für den ebenfalls RACK 3 durchlaufen wurde) zu klassifizieren und zu beschränken.

RACK 5 - Berechnung der Matrixelemente von Operatoren des Typs

$$\sum_{i,j} f_{ij} c_i^+ c_j, \quad \sum_i f_i c_i^+, \quad \sum_{i,j} f_{ij} c_i^+ c_j^+$$

zwischen den Wellenfunktionen. Die Koeffizienten f müssen durch entsprechende Unterprogramme bereitgestellt werden. Z. Z. existieren die Unterprogramme, die bei der Berechnung von elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten und Momenten und von spektroskopischen Amplituden benötigt werden.

Der Datentransfer zwischen diesen 5 Unterprogrammen erfolgt über Magnetband.

Beim Einsatz dieses Programms auf der BESM-6 sind 48 Einteilchenzustände und 1500 Slater-Determinanten zugelassen. Es können nur Matrizen mit einem Rang $R \leq 140$ diagonalisiert werden ($R \leq 210$ falls nur die Eigenwerte interessieren).

L i t e r a t u r

[1] Jäger, H.-U., ZfK-145 (1968)

7.4. LISA - EIN PROGRAMM ZUR SCHNELLAUSWERTUNG VON TEILCHENSPEKTREN MIT SCHMALEN PEAKS

P. Kleinwächter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das Messen von Anregungsfunktionen im Teilchenausgangskanal mit einem Vieldetektorsystem (siehe Berichte 1.11. und 6.25.) erfordert eine schnelle, hinreichend genaue Flächenbestimmung der pro Meßpunkt anfallenden Peaks. Das Programm eignet sich zur Auswertung von Spektren mit sehr wenig Kanälen pro Linie einschließlich des Extremfalles, in dem ein einziger Punkt den Peak bildet. Es markiert durch einen Vergleich benachbarter Kanalinhalt Peak- und Untergrundregionen im Spektrum und findet Peaks dort, wo die Bedingung $N(\max) - N(\min) \geq P \cdot (N(\max) + N(\min))^{1/2}$ ($N(\max)$: lokales Maximum im Spektrum, $N(\min)$: zum lokalen Maximum gehörendes linksseitiges oder rechtsseitiges lokales Minimum) erfüllt ist. Alle anderen Punkte im Spektrum werden zum Untergrund (statistisches Band) gerechnet. Der Wert für den Parameter P liegt zwischen 2.5 und 3.0, je nachdem, wie scharf man die Trennung zwischen Peaks und Untergrund wählt. Das Programm berechnet Schwerpunkt, Fläche und den Fehler der Fläche für jede gefundene Linie. Auch Peaks, die sich nicht mehr als einen Kanal überlappen, werden den Erfordernissen entsprechend genau bestimmt. Voraussetzung für das Funktionieren des Programms ist das Fehlen von statistischen Fluktuationen in der Linie, was bei hinreichend schmalen Linien (≤ 4 Kanäle) mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit erfüllt ist. Unter diesen Bedingungen lassen sich auch γ -Spektren auswerten, wobei allerdings Comptonkanten als Peaks erkannt werden.

Das Ausdrucken der Kanalinhalt und die Auswertung eines 256-Kanalspektrums dauert am Zentralrechner des ZfK etwa 10 Sekunden. Durch Setzen des Testschalters B können die Rechenergebnisse zusammen mit den zugehörigen Meßpunktparametern (Protonenenergie, Nummer des Detektors) auf Lochband ausgegeben werden.

7.5. S-PARA - EIN PROGRAMM ZUR AUSWERTUNG VON DOPPLEREFFEKTMESSUNGEN

G. Brauer

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Zur globalen Beschreibung des Annihilationsprozesses von Positronen kann ein allgemeiner Parameter S benutzt werden [1]. Das vorliegende Programm dient der Auswertung von Dopplereffektmessungen. Nach einer Korrektur des Spektrums bezüglich Untergrund wird S als Quotient aus der Summe der Zählrate über eine feste Zahl von Kanälen am Maximum der Linie und der Gesamtfläche berechnet.

L i t e r a t u r

[1] Brümmer, O. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 168

7.6. PROGRAMMSYSTEM ZUR EXPRESSAUSWERTUNG SPEKTROMETRISCHER INFORMATIONEN

H. Oehler

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

In Zusammenarbeit von VIK Dubna (LJAP) und TU Dresden (Sektion Physik, EP 4) wurde ein Programmsystem zur schnellen und automatischen Auswertung von Spektren entwickelt. Es beruht auf einer sehr effektiven Methode der statistischen Approximation experimenteller Werte [1]. Die Bearbeitungsgeschwindigkeit erhöht sich in Abhängigkeit von der höchsten Multiplizität eines Spektrenabschnittes um ein bis zwei Größenordnungen im Vergleich zu anderen Methoden. Das Programmsystem kann insbesondere effektiv für eine Automatisierung der Spektrenauswertung sowie für Kontrolle und Steuerung des Experiments genutzt werden. In der Abteilung für Kernspektroskopie und Radiochemie des LJAP wird ein Teil des Systems in unmittelbarer Kopplung mit dem Experiment bei der routinemäßigen Auswertung von Spektren eingesetzt [2].

Ein großer ökonomischer Nutzen wird in der angewandten Forschung erzielt (Geologie, Reaktortechnik). Das Programm wurde so strukturiert, daß von Etappe zu Etappe mit zunehmender Bearbeitungszeit der zu bestimmende Parametersatz vervollständigt wird und sich die Genauigkeit der Ergebnisse erhöht.

Im ersten Teil des Programms (EPOS-1) wird das Spektrum für die weitere umfassende Auswertung vorbereitet, indem folgende Arbeitsgänge ausgeführt werden [3]:

- Bestimmung der Lagen aller sich deutlich aus dem Untergrund abhebenden Peaks;
- Berechnung einer mittleren Halbwertsbreite für das gesamte Spektrum;
- Aufteilung des Spektrums in Intervalle für die weitere Bearbeitung;
- Bestimmung der Parameter des Untergrundes;
- Berechnung angenäherter Amplitudenwerte;
- Innere oder äußere Energieeichung, verbunden mit einer automatischen Zuordnung der Eichenergien zu den Eichlinien des Spektrums.

Die gute Genauigkeit der mit EPOS-1 ohne jedes Approximationsverfahren erhaltenen Ergebnisse erlaubt bereits deren Verwendung zur Steuerung des Experiments und ist ausreichend für viele angewandte Probleme.

Im zweiten Teil des Programms (EPOS-2) wird das statistische Approximationsverfahren zunächst auf solche Intervalle des Spektrums angewendet, die nur gut isolierte Peaks enthalten. Dabei wird die Halbwertsbreite als freier Parameter behandelt. Aus der so erhaltenen Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Kanalnummer kann das Auflösungsvermögen der Meßapparatur als analytische Funktion gewonnen werden [4].

Im dritten Teil des Programms (EPOS-3) werden alle noch nicht bearbeiteten Intervalle behandelt, wobei die Halbwertsbreite nicht mehr als freier Parameter fungiert, sondern mit Hilfe der schon ermittelten Auflösungsfunktion berechnet wird. Bei komplizierten Intervallen des Spektrums wird zur Identifizierung der Multiplizität ein Hilfsspektrum von χ^2 -Werten verwendet, das sich aus den experimentellen Werten bei einer angenommenen Linien-Konfiguration ableiten läßt. Mit dem Approximationsverfahren werden gute Ergebnisse auch für sich stark überlappende Peaks erhalten [5].

Die bisher entwickelte Programm-Variante enthält zwei Einschränkungen: Die Peakform wird durch eine symmetrische Gauß-Funktion beschrieben und Intervalle wer-

den übersprungen, für welche die größte vorkommende Multiplizität größer ist als drei.

Das Programmsystem EPOS existiert im gesamten Umfange als ALGOL-60-Variante für die BESM-4 (VIK Dubna) und für die BESM-6 (TU Dresden). EPOS-1 ist am VIK Dubna vorhanden in Maschinencode für die Minsk-2 bzw. Minsk-22 und als FORTRAN-Variante für die Hewlett Packard 2116 B.

L i t e r a t u r

- [1] Oehler, H., Preprint P11-6816, Dubna, 1972
- [2] Habenicht, W. et al., Preprint P10-7614, Dubna, 1973
- [3] Oehler, H. et al., Preprint P10-6817 bis P10-6819, Dubna, 1972
- [4] Oehler, H. et al., Preprint P10-7364, Dubna, 1973
- [5] Oehler, H. et al., Preprint P10-7365 bis P10-7367, Dubna, 1973

7.7. EIN FORTRAN-PROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER STREUVERLUSTKORREKTUREN FÜR TEILCHENSPEKTREN

G. Motz und G.P. Reshetnikov

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für Kernprobleme

Für Flugzeit- und Teleskopmessungen können die Verluste infolge Vielfachstreuung für beliebige geladene Teilchen und Energien berechnet werden. Die Streufunktion berücksichtigt neben der Coulombstreuung durch den Kern auch die Elektronenstreuung und liefert gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen von Hungerford [1].

Das Programm ist sowohl für einfache Streuer und Verbindungen sowie mehrere aufeinanderfolgende Streuer bei freier Strahlführung als auch im Kanal mit fokussierenden Linsen geeignet. Letzteres wird durch die Einführung effektiver Strahl- und Kanalparameter erreicht. Das Programm führt einen Parameterfit der Korrekturfunktion an die experimentellen Zählraten durch, die sowohl direkt für den Detektor bei verschiedenen Energien als auch für beliebige andere Streuer bei gleichen oder verschiedenen Energien gemessen sein können.

Erhalten wird der Korrekturfaktor mit Fehlerkorridor in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen.

L i t e r a t u r

- [1] Hungerford, E.V. et al., Nucl. Phys. A197 (1972) 515

7.8. MCVFS - EIN MONTE-CARLO-PROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER VIELFACHSTREUUNG BEIM DURCHGANG VON TEILCHEN DURCH MATERIE

T. Stiehler

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für Kernprobleme

Abgesehen von den notwendigen Näherungen in der Vielfachstreuungstheorie müssen analytische Vielfachstreuungstheorien (s. z.B. [1],[2]), um zum Vielfachstreuengesetz zu gelangen, stets von vereinfachten, genäherten Einzelstreuengesetzen und von einfacher Geometrie der streuenden Substanz ausgehen. Diese Einschränkungen sind bei Verwendung einer Monte-Carlo-Routine nicht notwendig. Das Programm MCVFS ist für beliebige Geometrien des Streuers und für beliebige Einzelstreuengesetze $d\sigma/d\Omega(\theta, T)$, die als Tabellen oder Gleichungen eingegeben werden, verwendbar.

Die Monte-Carlo-Routine besteht hauptsächlich aus folgenden Schritten:

- 1) Festlegung der charakteristischen Größen eines einlaufenden Teilchens (Orts- und Richtungskoordinaten, Energie, Art des Teilchens)
- 2) Bestimmung der Weglänge bis zur ersten bzw. nächsten Einzelstreuung:
 $l_r = -\ln r / (N \cdot \sigma_{\text{tot}}(T))$, wobei $\sigma_{\text{tot}}(T) = \int d\sigma/d\Omega(\theta, T) d\Omega$ gilt.
N ist die Anzahl der Atome pro cm^3 Streusubstanz, und r ist eine Zufallszahl.
- 3) Aus der Winkelverteilung der Einzelstreuung $d\sigma/d\Omega(\theta, T)$ wird ein Winkel θ_r zufällig ausgewählt. Aus dem Intervall $-\pi \leq \varphi \leq +\pi$ wird ein Winkel φ_r zufällig ausgewählt.
- 4) Aus den alten Orts- und Richtungskoordinaten folgen mit θ_r , φ_r , l_r neue Orts- und Richtungskoordinaten.

Die Punkte 2) bis 4) werden immer wieder abgearbeitet, bis das Teilchen mit bestimmtem Endstreuwinkel den Streuer verläßt. Dabei verringert sich ständig die kinetische Energie des Teilchens. Der Energieverlust wird aufgrund der eingegebenen Energie-Reichweite-Kurven (Approximation durch Polynome 2. Grades) berechnet.

Eine Testvariante mit dem Einzelstreuengesetz von Molière [1] ergibt für 10 MeV-Protonen, die durch eine Zinkschicht von 7 mg/cm^2 gehen, einen mittleren Streuwinkel von $\theta = 1.13$ Grad, bei einer mittleren Anzahl von Einzelstreuungen in der Schicht von 438. Dabei wurden 500 einfallende Teilchen ausgespielt. Die Rechenzeit pro Teilchen beträgt 0.45 s. Der resultierende mittlere Streuwinkel stimmt recht gut mit dem Streuwinkel $\theta_{\text{VFS}} = 1.00$ Grad überein, der für dieselbe Variante aus dem Moliérschen Vielfachstreuengesetz [2] folgt.

L i t e r a t u r

- [1] Molière, G., Z. Naturforschg. 2a (1947) 133
[2] Molière, G., Z. Naturforschg. 3a (1948) 78

7.9. DIP - EIN ALGOL-PROGRAMM ZUR BERECHNUNG VON RICHTUNGS-SCHATTEN-KURVEN

W. Dolak

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Das 1972 von Gade [1] geschriebene Programm zur Berechnung von Winkelverteilungen der Streuausbeute energiereicher Ionen in der Umgebung kristallografischer Hauptrichtungen wurde auf die BESM-6 übernommen.

Das Programm kann die von Andersen [2] angegebene Verteilungsfunktion $P_e(\Psi_e^2)$ auf der Grundlage des "half-way-plane-model" ohne Berücksichtigung der Tiefenabhängigkeit berechnen. Es zeichnet sich im Vergleich zu dem Programm von Andersen durch verfeinerte numerische Methoden aus, die die Genauigkeit der Rechnungen erhöhen, und die Möglichkeit, außer dem Standardpotential von Lindhard das Bohr-Potential, das Born-Meyer-Potential oder die Moliere-Approximation des Thomas-Fermi-Potentials zu verwenden.

Die Umstellung auf die BESM-6 erforderte einige numerische Änderungen, insbesondere bei der Berechnung der modifizierten Bessel-Funktionen 2. Art.

L i t e r a t u r

[1] Gade, R., Diplomarbeit, FSU Jena 1972

[2] Andersen, J.U., Kgl. Dan. Vid. Selsk., Mat.-fys. Medd. 36 (1967) 7

7.10. EIN ALGOL-PROGRAMM ZUR BERECHNUNG VON RICHTUNGS-SCHATTEN-KURVEN UNTER BERÜCKSICHTIGUNG DER TIEFENABHÄNGIGKEIT

M. Werner, W. Dolak, G. Otto und R. Flaggmeyer

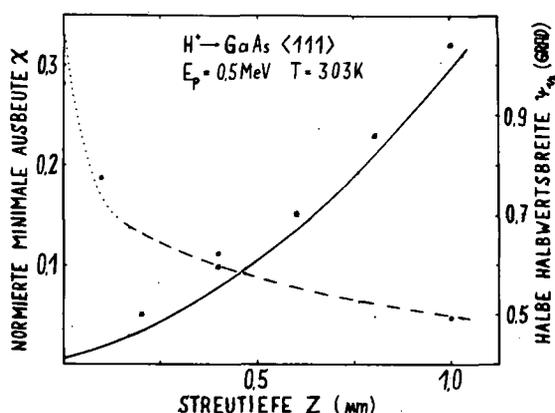
Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Das Programm [1] stützt sich auf die theoretische Behandlung des Richtungseffektes beim Durchgang geladener Teilchen durch Einkristalle nach Lindhard [2] und benutzt die im "half-way-plane"-Modell hergeleiteten Gleichungen für die Teilchenemission von einem Kristallgitteratom und für den Durchgang durch die Kristalloberfläche. Die axiale Dekanalisation wurde nach dem Diffusionsmodell [3] berücksichtigt.

Die Grundlage des Programms war eine Kombination des ALGOL-Programms von Finger [4] zur numerischen Lösung der Diffusionsgleichung und des Programms von Gade [5] (vgl. Bericht 7.11.) zur Berechnung der Anfangsverteilung unter Verwendung des Standardpotentials von Lindhard.

Das Programm kann die Winkelverteilung der emittierten Reaktionsteilchen um die Kristallachsenrichtungen, die Schatten-Kurven, in Abhängigkeit von der Tiefe des Emitters im Kristall berechnen.

In Abb. 1 ist die berechnete Tiefenabhängigkeit der beiden charakteristischen Schatten-Kurven-Parameter, die normierte Minimumausbeute χ und die halbe Halbwertsbreite $\Psi_{1/2}$ für die elastische Streuung von Protonen der Energie $E_p = 500$ keV an einem GaAs-Kristall um die $\langle 111 \rangle$ -Richtung dargestellt und wird mit experimentellen Werten verglichen. Die geringe Differenz kann mit der Vernachlässigung des Dämpfungsterms in der benutzten Diffusionsgleichung erklärt



werden, da dieser eine Zunahme der Schattenintensität bewirkt [6]. Die Tiefenabhängigkeit der Halbwertsbreite wird mit Ausnahme sehr geringer Streutiefen gleichfalls sehr gut wiedergegeben.

Abb. 1

Normierte Minimausbeute χ (—) und halbe Halbwertsbreite $\Psi_{1/2}$ (---) als Funktion der Streutiefe z für die <111>-Richtung eines GaAs-Einkristalls. Experimentelle Werte: * und o.

L i t e r a t u r

- [1] Werner, M., Diplomarbeit, KMU Leipzig 1974
- [2] Lindhard, J., Kgl. Dan. Vid. Selsk., Mat.-fys. Medd. 34 (1965) 14
- [3] Bonderup, E. et al., Rad. Eff. 12 (1972) 261
- [4] Finger, U., Diplomarbeit, FSU Jena 1973
- [5] Gade, R., Diplomarbeit, FSU Jena 1972
- [6] Beloshitsky, V.V. and M.A. Kumakhov, Phys. Lett. 47A (1974) 3

7.11. RECHENPROGRAMM ZUR AUSWERTUNG VON LEITFÄHIGKEITS- UND HALLEFFEKTMESSUNGEN

H.-J. Nitschke ¹⁾ und D. Panknin

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Im Rahmen einer Ingenieurarbeit wurde ein Rechenprogramm zur Auswertung von Meßdaten, die bei kombinierten Leitfähigkeits- und Halleffektmessungen an implantierten Si-Proben gewonnen werden, angefertigt.

Das Verfahren stammt von Van der Pauw [1]. Die Messungen werden mit dem im ZfK Rossendorf konstruierten "Universellen Rho-Meßsystem" [2] durchgeführt. Das Meßverfahren wird dabei mit einer sukzessiven Schichtabtragung gekoppelt, um die elektrischen Werte in Abhängigkeit von der Dicke der implantierten Schicht zu erhalten [3].

Fehler, die auf Ungenauigkeiten bei der Kontaktierung sowie auf die unterschiedlichen Reinheiten und Dotierungsraten der verwendeten Materialproben zurückzuführen sind, werden durch eingegebene Parameter korrigiert.

Mit dem Programm werden folgende physikalische Größen bestimmt:

- Schichthalkoeffizient R_s ,
- spezifischer Schichtwiderstand ρ_s ,
- Konzentration n_i und Beweglichkeit μ_i der elektrisch aktiven, beweglichen Ladungsträger.

Das Programm schließt die graphische Darstellung von n_i und μ_i in Abhängigkeit vom Abstand von der Oberfläche mit ein ($n_i = f(\sum d_i)$, $\mu_i = f(\sum d_i)$, d_i Dicke der sukzessiv abgeätzten Schichten). Das Programm ist in [4] ausführlich beschrieben.

¹⁾ Student der TU Dresden

L i t e r a t u r

- [1] Van der Pauw, L.G., Phil. Techn. Rundsch. 20 (1958/59) 230
- [2] Franz, D. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 189
- [3] Petriz, R.L., Phys. Rev. 40 (1958) 1254
- [4] Nitschke, H.-J., Belegarbeit zum Ingenieurpraktikum ZfK/KF, TU Dresden, Sektion Informationsverarbeitung

7.12. ZEIZEL - EIN ZEICHENPROGRAMM FÜR ZEITSPEKTREN

L. Käubler

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die bei Lebensdauermessungen am Teilchenstrahl anfallende große Anzahl von Zeitspektren erfordert eine weitgehend maschinelle Darstellung und Auswertung. Das Programm ZEIZEL ermöglicht in Ergänzung der bereits vorhandenen Auswerteprogramme [1] die punktweise halblogarithmische Darstellung der auf Lochstreifen vorliegenden Zeitverteilungen. Zuerst wird ein 5 Dekaden umfassender halblogarithmischer Rahmen gezeichnet, dessen Maßstab mit dem des handelsüblichen Papiers Nr. 607 identisch ist. Dadurch ist es bei der Auswertung möglich, beliebige Kanallagen und -inhalte auch manuell zu bestimmen. In jeden Rahmen können bis zu drei Zeitkurven mit verschiedenen Symbolen gezeichnet werden. Die darzustellende Zeilenkombination wird durch Steuerdaten vorgegeben. Die Zeilenlänge kann 128, 256 oder 512 Kanäle betragen.

L i t e r a t u r

- [1] Seidel, W. und W. Andrejtscheff, Jahresbericht ZfK-262 (1973) 261

7.13. PICOZEL - EIN PROGRAMM ZUM ZEICHNEN VON VIELKANALSPEKTREN

E. Will

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das Programm dient zum Zeichnen von Vielkanalspektren, wobei gleichzeitig eine Peaksuche durchgeführt wird. Zur Peaksuche wurde das Programm PICO 3 [1] in das Zeichenprogramm integriert. Die gefundenen Peaks werden beim Zeichnen durch Striche über den Linien markiert. Kanalzahl, Inhalt und Energie der Peaks werden auf dem Lineprinter ausgeschrieben.

Die Programmsteuerung erfolgt über eine Steuerzahl und die beiden Testschalter. Die einzelnen Ziffern a, b, c der Steuerzahl, die über die Regieschreibmaschine eingelesen wird, haben folgende Bedeutung:

- a: Anfangskanal - erster Kanal, der gezeichnet werden soll, dividiert durch 10 (a kann größer als 9 sein). Sollen die Ergebnisse der Peaksuche als Eingangsdaten für das Rechnen mit der automatischen Variante von GAMMA 5 [1] verwendet werden, so muß a = 0 sein.

b: Spektrenlänge

b	1	2	3	4	5	8
Kanalzahl	1024	2048	256	4096	512	8192

c: Darstellung des Spektrums

c = 0 linear, c = 1 Wurzel, c = 2 logarithmisch

Soll das Spektrum auf das Doppelte gedehnt werden, so muß zu den obengenannten Zahlen 5 addiert werden.

Beim Setzen von Test A wird gleichzeitig die Peaksuche durchgeführt, während Test B eine Korrektur übergelaufener Spektren gestattet.

Reihenfolge der Eingabe der Lochbänder: Spektrum, Überläufe, Eichliste.

Nach Ende des ersten Durchlaufes wird sofort das nächste Spektrum angefordert, ohne daß eine neue Steuerzahl verlangt wird.

Code-Prozeduren: READIN, instring, outstring, origin, penraise, pendown, movepen und plott.

L i t e r a t u r

[1] Winter, G., ZfK-249 (1973)

7.14. KOIZEI - EIN PROGRAMM ZUM ZEICHNEN VON KOINZIDENZSPEKTREN

E. Will

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das Programm dient zum Zeichnen von Koinzidenzspektren mit beliebiger Kanalzahl. Der benötigte Speicherplatz bestimmt sich aus der halben Kanalzahl plus 4,5 K Programmlänge. Die Steuerung erfolgt über zwei Steuerzahlen und die Testschalter.

Die einzelnen Ziffern der Steuerzahl 1 haben folgende Bedeutung:

a: Zahl der Kanäle, die insgesamt gezeichnet werden sollen in Einheiten von 2 K.

b: Zeilenlänge

b	1	2	3	5
Kanalzahl	1024	2048	256	512

c: Ist c = 1, so wird nach dem ersten Durchlauf ein Vergrößerungsfaktor angefordert, mit dem das Spektrum beim zweiten Durchlauf multipliziert wird.

Der Vergrößerungsfaktor wird auf Anforderung "scalefactor" über die Regieschreibmaschine eingelesen. Ist er gleich Null, so wird das Programm neu gestartet und das nächste Spektrum angefordert, ohne daß eine neue Steuerzahl 1 verlangt wird. Ist Test B gesetzt, so wird sofort ein Maßstabsfaktor angefordert, mit dem das Spektrum vor dem Zeichnen multipliziert wird. Ist c = 1, so wird nach Ende des ersten Durchlaufes wieder ein Vergrößerungsfaktor angefordert. Das Spektrum wird dann noch einmal mit dem Produkt beider Faktoren gezeichnet. Ist Test A gesetzt, wird nach Einlesen der Spektren eine Steuerzahl 2 angefordert, deren Ziffern (d,e,f) folgende Bedeutung haben:

- d = 1: Es wird für alle Zeilen der gleiche Maßstab verwendet.
- e = 1: Es wird nur die erste Hälfte jeder Zeile über die volle Papierbreite (25 cm) gezeichnet.
- f = 1: Es wird nur die zweite Hälfte jeder Zeile über die volle Papierbreite gezeichnet.
- e = f = 1: Es werden nacheinander die jeweils ersten Hälften und anschließend die jeweils zweiten Hälften gezeichnet. Der Zeilenabstand wird durch die erste Hälfte bestimmt und ist in beiden Teilen gleich.

Code-Prozeduren: READIN, origin, penraise, pendown, movepen und plott.

7.15. GRAPH - EIN UNIVERSELLES PROGRAMM FÜR DIE GRAPHISCHE DARSTELLUNG VON KERNDATEN

D. Hermsdorf und R. Storch
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die bei der Einschätzung von Kerndaten zu verarbeitenden großen Datenmengen machen sowohl eine ständig visuelle Kontrolle rechnerischer Zwischenergebnisse als auch die automatisierte Darstellung der Endergebnisse erforderlich. Deshalb werden international im verstärkten Maße rechnergesteuerte Display- und Zeicheneinheiten entwickelt und eingesetzt.

Unter diesem Aspekt wurde das FORTRAN-Programm GRAPH geschrieben, das mit Hilfe des in der BESM-6-Programmbibliothek des Rechenzentrums der TU verfügbaren Programmsystems DIGIGRAF den zur Ansteuerung des automatischen Zeichentisches DIGI-

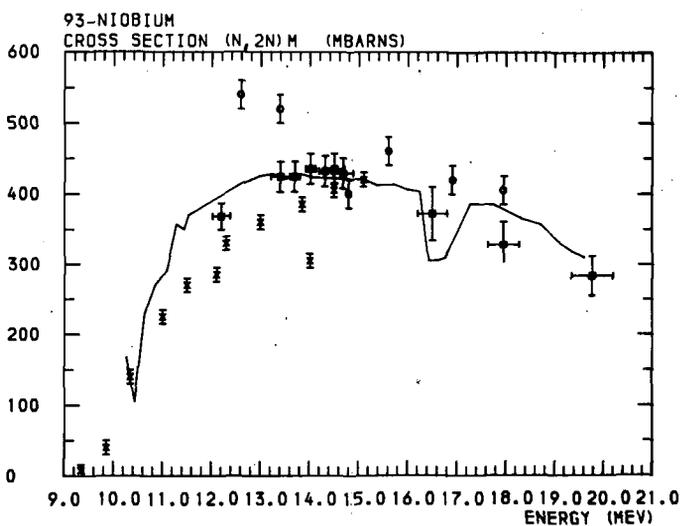


Abb. 1
Beispiel einer vom Programm GRAPH erzeugten Zeichnung

GRAF 1008 benötigten Lochstreifen erzeugt [1]. Das Programm GRAPH dient zur maschinellen graphischen Darstellung von Datenmengen und liefert in kurzer Zeit einen optischen Überblick über bestimmte Ergebnisse und vervielfältigungsfähige Zeichnungen.

GRAPH setzt sich aus dem Hauptprogramm und mehreren Unterprogrammen zusammen, wobei das Hauptprogramm die jeweils benötigten Daten bereitstellt und durch Steuergrößen entsprechend gewünschte Unterprogramme aufruft. Im gegenwärtigen Stadium können folgende Unterprogramme (Darstellungsarten) gewählt werden:

SUBROUTINE SPEKT für die lineare Darstellung von Energiespektren und Anregungsfunktionen punktweise mit zugehörigen Fehlergrenzen, durch glatte Kurven oder Polygonzüge;

SUBROUTINE LNEWQ für die halblogarithmische Darstellung von Energiespektren und Anregungsfunktionen;

SUBROUTINE LNE für eine doppeltlogarithmische Darstellung von Energiespektren und Anregungsfunktionen;

SUBROUTINE WINKEL für die lineare Darstellung von Winkelverteilungen mit zugehörigen Fehlergrenzen.

Das vorliegende Programm kann bis zu 17 verschiedene, durch unterschiedliche Symbole charakterisierte Datensätze (z.B. verschiedene Autoren oder Meßmethoden, unterschiedliche Parameter o.ä.) in einer Zeichnung darstellen.

Zum Programmservice gehören weiter die selbständige Festlegung des abzubildenden Bereiches und die Wahl der im Rahmen des Zeichentisches liegenden Größe der Zeichnung [2].

L i t e r a t u r

- [1] Mazurek, P. und J. Nyderle, Information über die Nutzung des numerisch gesteuerten Zeichentisches DIGIGRAF 1008, TU Dresden, 1973
- [2] Storch, R., Diplomarbeit, TU Dresden 1974

7.16. ZRA-PLOT

A. Heinze, K. Uschner und H.R. Kissener

Zentralinstitut für Kernforschung Rössendorf, Bereich 2

Das Programm dient zum Berechnen und Zeichnen von Linienspektren und geglätteten Spektren. Nach Eingabe eines Satzes von n Koordinatentripeln

{Lage E_i , Intensität S_i , Breite Γ_i } werden die integrierten Größen S_i auf Breit-Wigner-Linien an den Stellen E_i mit den Breiten Γ_i verteilt und das so geglättete Spektrum in einem gewünschten Energieintervall $E_{\min} \dots E_{\max}$ gezeichnet. Eine Programmbeschreibung liegt vor.

8. LISTE DER VERÖFFENTLICHUNGEN, DIPLOMARBEITEN, PROMOTIONEN, VORTRÄGE
UND VERANSTALTUNGEN

8.1. Im Berichtszeitraum erschienene Veröffentlichungen

8.1.1. Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Andrejtscheff, W., P. Manfraß, H. Prade, K.D. Schilling, G. Winter, H. Fuia,
R. Ion-Mihai, A.B. Khalikulov, V.A. Morozov, N.Z. Marupov und T.M. Munihov
Electromagnetic Transition Probabilities in Odd-Mass Erbium Isotopes
Nuclear Phys. A220 (1974) 438

Andrejtscheff, W., P. Manfraß, K.D. Schilling und W. Seidel
Electromagnetic Transitions in some Odd-Neutron deformed Nuclei
Nuclear Phys. A225 (1974) 300

Andrejtscheff, W., P. Manfraß und W. Seidel
Transition Probabilities in the Odd-Odd Nuclei ^{176}Lu and ^{182}Ta
Nuclear Phys. A226 (1974) 142

Abdulvagabova, S.I. und H. Schulz
Der Einfluß der Spin-Bahn-Kräfte auf die Eigenschaften der angeregten O^+ -Zu-
stände in deformierten Kernen (in russisch)
Preprint P4-7750 Dubna (1974)

Bang, J., V.E. Bunakov, F.A. Gareev und H. Schulz
Der Effekt der Konfigurationsmischung in Einteilchentransferreaktionen
ECHAYA (Dubna) 5 (1974) 263

Bang, J., V.E. Bunakov, F.A. Gareev, R.M. Jamalejev und H. Schulz
On possibilities in calculations of stripping form factors
Preprint P4-7425 Dubna (1973)
Physica Scripta (zur Veröffentlichung angenommen)

Bang, J., E. Elin und H. Schulz
Über die Berechnung der Formfaktoren für den Zweinukleonclustertransfer
(in russisch)
Preprint P4-7480 Dubna (1973)
Jad. Fizika (zur Veröffentlichung angenommen)

Bang, J., F.A. Gareev, R.M. Jamalejev und H. Schulz
A Method for the calculation of stripping form factors for the CCBA
Nuclear Phys. A215 (1973) 570

Barz, H.W., V.E. Bunakov und A.M. El-Naiem
Recent Developments in the Theory of Stripping to Unbound States
Nuclear Phys. A217 (1973) 141

Beitin, M.R. und H. Prade
Untersuchung der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen in der Reaktion $^{178}\text{Hf}(n,\gamma)^{179}\text{Hf}$
Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 37 (1973) 1813

Beljaev, V.B., V.N. Efimov, E.G. Tkachenko und H. Schulz
Näherungsmethoden für die Lösung des Dreinukleonsystems bei positiver Energie
Jad. Fizika 18 (1973) 779

Dönauf, F. und D. Janssen
Boson description of collective states (II). Description of odd vibrational
nuclei
Nuclear Phys. A209 (1973) 109

Efimov, V.N. und H. Schulz
A note on the real Weinberg functions for positive energies
Let. al. N. Cum. 8 (1973) 761

Efimov, V.N. und H. Schulz
A Method for the calculation of real Weinberg functions at positive energies
using the Saxon-Woods potential
Preprint E4-7721 Dubna (1974)

Efimov, V.N. und H. Schulz

Die off-shell T- und K-Matrizen für die Nukleon-Nukleon-Potentiale mit Berücksichtigung der kurzreichweitigen Kräfte im Grenzbedingungsmodell (in russisch)
Preprint P4-7722 Dubna (1974)

Fromm, W.D., H.F. Brinckmann, C. Heiser, F.R. May, H. Rotter und V.V. Pashkevich
Evidence for rotational-like Structure in $^{117}_{51}\text{Sb}$
Preprint E4-7422 Dubna (1973)

Gabrakov, S., A.A. Kuliev und H. Schulz
Fermi and Gamow-Teller excited states in deformed nuclei
Triest-Preprint IC/73/166 (1973)

Gareev, F.A., M. Jaskola, R.M. Jamalejev, I.N. Kuchtina und H. Schulz
CCBA calculations for the $^{154}\text{Sm}(d,p)^{155}\text{Sm}$ reaction at $E_d = 12$ MeV
Preprint E4-7596 Dubna (1974)

Hagemann, U., H.F. Brinckmann, W.D. Fromm, C. Heiser und H. Rotter
Observation of Isomeric states and Band structures in ^{107}Cd
Nuclear Phys. A228 (1974) 112

Janssen, D., R.V. Jolos und F. Dönau
An algebraic treatment of the nuclear quadrupole degree of freedom
Nuclear Phys. A224 (1974) 93

Jolos, R.V., F. Dönau, W.G. Kartawenko und D. Janssen
Struktur der Übergangskerne im Sm- und Gd-Gebiet
Preprint P4-7223 Dubna (1973)

Jolos, R.V., F. Dönau und D. Janssen
Konstruktion des kollektiven Hamiltonians im mikroskopischen Kernmodell
(in russisch)
Preprint P4-7144 Dubna (1973) TMF, im Druck

Kissener, H.R., A. Aswad, H.U. Jäger und R.A. Eramzhian
Muon Capture by ^{14}N
Nuclear Phys. A215 (1973) 424

Kissener, H.R., A. Aswad, R.A. Eramzhian und H.U. Jäger
Photodisintegration of ^{13}C
Nuclear Phys. A219 (1974) 601

Manfraß, P., W. Andrejtscheff, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter
Levels in ^{179}Ta and γ -ray transition probabilities in ^{179}Ta and ^{183}Re
Nuclear Phys. A226 (1974) 157

May, F.R. und L. Münchow
Band-Mixing and Attenuation Factors in Odd-Mass Nuclei
ZfK-263 (1973)

May, F.R., L. Münchow und S. Frauendorf
Bandenmischung mit $\Delta K > 1$
Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 37 (1973) 1860

May, F.R., L. Münchow und S. Frauendorf
Phänomenologische Beschreibung von Rotationsspektren bei Kernen mit ungerader
Massenzahl mit Hilfe der Projektionsmethode
Preprint P4-7690 Dubna (1974)

May, F.R. und K. Thieme
Jugendobjekt im ZfK
Spektrum 4 (1974) 28

Müller, H., D. Wohlfarth und E. Hentschel
Experimentelle Ergebnisse kernspektroskopischer Untersuchungen der Isotope
 $^{76,78,80,82}\text{Se}$
ZfK-273 (1974)

Münchow, L. und F.R. May
Band-Mixing in Even-Even Nuclei and Coriolis Attenuation
ZfK-264 (1973)

Netzband, D. (Herausgeber)
Gemeinsamer Jahresbericht 1973
ZfK-262 (1973)

Rotter, I., H.W. Barz, R. Wunsch und J. Höhn
Rechnungen mit gekoppelten Kanälen im Kontinuum-Schalenmodell
ZfK-278 (1974)

Rudolph, W., P. Gippner, P. Kleinwächter, E. Klar, R. Koch und H.R. Kissener
The level scheme of ^{59}Cu and IAR decay as studied by the $^{58}\text{Ni}(p,\gamma)^{59}\text{Cu}$ reaction
ZfK-265 (1973)

Schirmer, G., M.I. Krivopustov, H. Schulz und H. Oehler
Die Analyse der Reaktion $^{12}\text{C}(^3\text{He},p)^{14}\text{C}$ im Energieintervall von 2 bis 4 MeV mit
Hilfe der Resonanztheorie (in russisch)
Preprint P15-7650 Dubna (1974)

Seifarth, H. und W. Rentsch
V-V_x O_y-Pb Josephson Tunnel Junctions of High Stability
Phys. Stat. sol. (a) 18 (1973) 135

Sodan, H. und H. Ulrich
Spektroskopie von Röntgen- und Gammastrahlung mit Halbleiterdetektoren - Teil I
Wissenschaft und Fortschritt 23 (1973) 10, 441

Sodan, H. und H. Ulrich
Spektroskopie von Röntgen- und Gammastrahlung mit Halbleiterdetektoren - Teil II
Wissenschaft und Fortschritt 23 (1973) 11, 516

Tyrroff, H.
Wir waren in Dubna
URANIA 6 (1974) 4

Ulrich, H., U. Lorenz, H. Köllner und F.K. Naehring
n-Kontakte an Si(Li)-Detektoren
Laborbericht 392 (1973) ZfK

Vandeik, Ja., N.G. Saitzewa, S. Mate, I. Mahunka, H. Tyrroff und T. Fenyes
Untersuchung des Zerfalls $^{191}\text{Tl} \rightarrow ^{191}\text{Hg} \rightarrow ^{191}\text{Au}$
JINR P6-7582 Dubna (1973)

Vandeik, T.B., Ja. Vandeik, N.G. Saitzewa, S. Mate, I. Mahunka, M. Mahunka,
H. Tyrroff, T. Fenyes und V.I. Fomijkh
Zerfallsschema des ^{193}Tl
JINR P6-7581 Dubna (1973)

Wiebicke, H.J. und L. Münchow
A weak coupling model for high spin states
Physics Letters B50 (1974) 429

Wiebicke, H.J. und L. Münchow
Ein Modell schwacher Kopplung für ungerade deformierte Kerne, angewandt auf ^{29}Si
ZfK-276 (1974) in Vorbereitung

Winter, G., W. Andrejtscheff, L. Funke, P. Manfraß und H. Sodan
The rotational bands $1/2^+[411]$ and $1/2^-[541]$ in ^{175}Lu
Nuclear Phys. A223 (1974) 320

Winter, G., H. Sodan, K.H. Kaun, P. Kemnitz und L. Funke
Issledovanie vrashchatel'nykh sostoyanij nechetnykh atomnykh yader v oblasti
 $150 \leq A \leq 190$
ECHAYA (Dubna) 4 (1973) 895

8.1.2. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Experimentalphysik IV

Adam, I., G. Beyer, M. Hanusek, K.Ya. Gromov, H.-U. Siebert, V.G. Kalinnikov,
A. Latuszynski, H. Strusny und M. Jachim
Das neue Isotop ^{161}Yb ($T_{1/2} = 4.2$ min)
Preprint P6-7760 Dubna (1974)

Arlt, R., A. Jasinski, W. Neubert und H.-G. Ortlepp
Über die Zerfallsschemata von ^{123}Ba und ^{125}Ba
Preprint E6-7762 Dubna (1974)

Arlt, R., K.Ya. Gromov, H.G. Saitzeva, V.F. Kalinnikov, B. Kratzik, G. Musiol,
V.I. Raiko und T. Fenesh
Untersuchungen kurzlebiger radioaktiver Isotope am Protonenstrahl des Dubnaer
Synchrozyklotrons
EČHAYA 5 (1974) 843

Barz, H.W., I. Rotter und J. Höhn
Coupled Channel Calculations with Continuum Shell Model
Beitrag zur München-Konferenz 1973

Habenicht, W. et al.
Preprint P10-7614 Dubna (1973)

Hermsdorf, D., S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel
The $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$ cross section at 14 MeV extracted from Experimental Neutron
Emission Spectrum
J. Nuclear Energy 27 (1973) 774

Hermsdorf, D., S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel
Absolute differentielle Neutronenemissionsquerschnitte für Mn, Fe, Co, Ni, Cu
und Zn bei 14 MeV Einschubenergie
Kernenergie 17 (1974) 259

Hermsdorf, D., S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel
Absolute differentielle Neutronenemissionsquerschnitte für Ti, V und Cr bei
14 MeV Einschubenergie
Kernenergie 17 (1974) 176

Hermsdorf, D. und K. Seidel
Korrektur des Einflusses von Absorption und Mehrfachstreuung im Streukörper
auf das Energiespektrum unelastisch gestreuter Neutronen
Nucl. Inst. Meth. 112 (1973) 469

Hirsch, W., G. Kloß und W. Meiling
Logikprüfstift für TTL-Schaltungen
radio-fernsehen-elektronik 23 (1974) 227

Kießig, G. und R. Reif (Herausgeber)
Proceedings of the Third International Seminar on Interactions of Fast Neutrons
with Nuclei
ZfK-271 (1974)

Oehler, H. et al.
Preprint P10-7364 Dubna (1973)
Preprint P10-7365 Dubna (1973)
Preprint P10-7366 Dubna (1973)
Preprint P10-7367 Dubna (1973)

Oehler, H. et al.
PTE no. 5 (1973) 253

Reif, R.
Nukleare Astrophysik
Wiss. Z. der TU Dresden 23 (1974) 131

Robaschik, D., E. Wiczorek und H. Oehler
On Local Properties of Dual Field Theory
Preprint E2-7179 Dubna (1973)

Schirmer, G., M.I. Krivopustov, H. Schulz und H. Oehler
Preprint P15-7650 Dubna (1973)

Schmidt, D.
Polarisation der DD-Neutronen bei Inzidenzenergien um 400 keV
Kernenergie 10 (1973) 328

Stiller, G. und W. Meiling

Aktuelle Aufgaben beim Einsatz von EDV-Anlagen und Prozeßrechnern im physikalischen Experiment

messen-steuern-regeln 16 (1973) 428

messen-steuern-regeln 17 (1974) 64

Votsilka, J., H.-U. Siebert, B. Kratzik, J. Liptak, A.F. Novgorodov,

H.-G. Ortlepp, M. Toshev und W. Habenicht

Zerfall des ^{89}Nb

Preprint P6-7477 Dubna (1973)

8.1.3. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Arbeitsgruppe

Angewandte Kernphysik

Lehmann, D. und H.J. Treffkorn

Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ nahe 1.20 MeV

Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.; XXXVII, 9 (1973) 1870

Treffkorn, H.J.

Der Isospin des Atomkerns

Zweite Herbstschule junger Kernphysiker, Nassau, 1973, S. 114

8.1.4. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik,

Abteilung Ionometrie

Gärtner, K., H. Grosser, M. Kolditz, K. Hehl und B. Scheliga

Calculation of Projected Ranges of Implanted Ions

physica status solidi (b) 64 (1974)

Gärtner, K., K. Hehl und B. Scheliga

Calculation of the Electrostatic Interaction Potential between two Atoms

physica status solidi (b) 62, K 1 (1974)

Götz, G. und K.-D. Klinge

Herstellung und Untersuchung dünner Si-Einkristallschichten

Exp. Techn. d. Physik 6 (1973) 473

Götz, G., G.A. Gumanski, J.S. Taschlikov und F. Schwabe

Ionometricheskoje issledowanije wozdejstwiya protonnogo oblucheniya na chisty i primesnyj wismut

Inzhenerno-fizicheskij zhurnal XXV, 1 (1973) 164

Götz, G. und R. Endter

Switching effects in amorphiced silicon layers

J. Noncryst. Solids 13, 2 (1974) 286

Götz, G. und J. Mittenbacher

Physikalische Eigenschaften ionenimplantierter Halbleiterschichten

Probleme der Festkörperelektronik, Bd. 6, 1974, VEB Verlag Technik, Berlin

Götz, G.

Anwendung ionometrischer Verfahren zur Untersuchung von Halbleitern

Studienmaterial für Weiterbildung, TH Karl-Marx-Stadt 1974

8.1.5. Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, Lehrstuhl für Experimentalphysik

Andreeff, A., H.J. Hunger und S. Unterricker

The Quadrupole Interaction of ^{111}Cd in Cd Metal Measured with the ^{111}In Decay

physica status solidi (b) 57, K 125 (1973)

Andreeff, A., H.J. Hunger und S. Unterricker

The Quadrupole Interaction of ^{111}Cd in Polycrystalline Magnesium Measured with PAC

physica status solidi (b) 61, K 91 (1974)

Andreeff, A., H.J. Hunger und S. Unterricker
Hyperfine Interaction of ^{111}Cd in Nickel after Recoil Implantation
Hyperfine Interactions Studied in Nuclear Reactions and Decay, Uppsala,
June 10-14, 1974
Contributed papers, p. 68

Andreeff, A., H.J. Hunger und S. Unterricker
The Concentration Dependence of the Hyperfine Field at ^{111}Cd $\text{Fe}_{1-x}\text{Al}_x$
Hyperfine Interactions Studied in Nuclear Reactions and Decay,
Uppsala, June 10-14, 1974
Contributed papers, p. 196

8.2. Diplomarbeiten

8.2.1. Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

- Birke, J. Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für Photo-Nukleon-Reaktionen im Schalenmodell mit und ohne Berücksichtigung des Kontinuums
TU Dresden
- Hedt, G. Untersuchung der Struktur des deformierten Kerns ^{183}Re mit Hilfe der Reaktion $^{181}\text{Ta}(\alpha, 2n\gamma)^{183}\text{Re}$
TU Dresden
- Pfeiffer, J. Untersuchungen über die Stöchiometrie gesputterter und thermisch oxidiertes SiO_2 -Schichten auf Si- und GaAs-Binkristallen mittels der Rückstreuungsmethode
TU Dresden
- Schneider, L. Experimentelle und theoretische Vorbereitungen zur Messung magnetischer Momente am Teilchenstrahl
TU Dresden

8.2.2. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Experimentalphysik IV

- Beuchel, T. und Wünsch, E. Entwicklung eines Algorithmus zur Spektrenentfaltung
- Förtsch, H. Arbeiten zur Verbesserung des Neutronenflugzeit-Detektorsystems am Tandem
- Gläser, S. Entwicklung eines CAMAC-Moduls Datenweganzeige
- Grimm, W. Entwicklung eines CAMAC-Moduls Diskriminator/Display-Treiber
- Josch, M. Untersuchungen zur Anregung von spontan spaltenden Isomeren mit geladenen Teilchen und Neutronen und zum Nachweis der Spaltbruchstücke
- Kolschmann, T. und Pegler, J. Entwicklung eines Programmsystems zur effektiven Speichernutzung des KRS 4200 im Echtzeitbetrieb
- Kretzschmer, F.-R. und Thürmer, H. Modulares Programmsystem für den Kleinrechner KRS 4200 zur Aufbereitung von Neutronenflugzeitspektren
- Löbnitz, O. Die Anwendung der Flugzeitmethode zur Spektrometrie geladener Teilchen im Ausgangskanal neutronenangeregter Kernreaktionen
- Maroldt, H. Kerndaten der unelastischen Streuung von Neutronen der Energie 3.4 MeV an ^{56}Fe
- Neumann, R. Entwurf und Realisierung eines Systemprogrammteils für die Entschlüsselung und teilweise Behandlung von Unterbrechungen für das KRS 4200 mit angeschlossener CAMAC-Peripherie

- Rahn, W. Entwicklung eines CAMAC-Moduls 24 bit-Eingabetor mit SI 1.2 Eingangsstufe
- Reiß, W. Logischer Entwurf eines CAMAC-Branch-Driver für das Kleinrechnersystem KRS 4200
- Richter, W.-D. Untersuchungen zum Kurzzeitverhalten von Kanal-Sekundärelektronenvervielfachern
- Schurr, W. Erstellung technischer Unterlagen und Funktionsprüfung eines Display-Steuergerätes
- Seidel, F. Berechnung der Winkelverteilung in Nukleonenkanälen zur Untersuchung von Resonanzreaktionen im Kontinuum-Schalenmodell
- Seidemann, H. Untersuchung von Präcompoundreaktionen im geometrieabhängigen Hybridmodell mit innernuklearen Übergangsraten aus dem optischen Modell
- Storch, R. GRAPH - ein universelles Programm zur Nutzung des Zeichenautomaten DIGIGRAPH 1008 der BESM-6 für die graphische Darstellung von Kerndaten
- Streil, T. Targets für kernphysikalische Experimente am Tandem-Generator EGP-10 des ZfK Rossendorf
- Wegner, G. Die Rolle von Schaleneffekten bei Präcompoundprozessen
- Weinrich, F. Entwicklung eines CAMAC-Moduls 2 x 16 bit-Binärzähler
- Weißling, K.-H. Die theoretische Untersuchung der Mehrteilchenemission im Rahmen des Hauser-Feshbach-Modells
- Ullrich, W. Entwicklung eines CAMAC-Moduls 24 bit-Ausgaberegister mit SI 1.2 Anschlußmöglichkeit
- Zschau, E. Dichtematrixformalismus für Präcompoundreaktionen
- Zschornack, G. Aufbau und Erprobung von Neutronenflugzeitdetektoren für ein Multidetektorsystem

8.2.3. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Arbeitsgruppe
Angewandte Kernphysik

- Lindner, K. und Reich, D. Untersuchung von offenen Ausgangskanälen und Alpha-Winkelverteilungen an protoneninduzierten Resonanzreaktionen im Energiebereich von 0.9 MeV bis 1.2 MeV
- Mäder, W. Einige Untersuchungen zur Aufnahme von Blocking-Bildern an metallischen Einkristallen mit niedrigem Schmelzpunkt
- Papadopulos, J. Ausmessung und Anschluß eines Ablenkmagneten für Hf-Ionenquellen-Prüfstand (Abschlußbericht: Hauptprüfung für Physiker)
- Pethe, J. Elektronisches Impulsauswertesystem zur objektiven Strahl Lagebestimmung
- Walden, M. Untersuchungen der Energieabhängigkeit der Reaktion $^{55}\text{Mn}(p,p)^{55}\text{Mn}$ im Energiebereich kleiner als 1600 keV (Abschlußbericht: Hauptprüfung für Physiker)
- Werner, M. Aufstellung eines Programms zur Berechnung der Verteilung der Reaktionsteilchen im Bereich von Kristallachsen- und Kristallebenenrichtungen

8.2.4. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik,
Abteilung Ionometrie

- Fischer, H. Untersuchungen zur axialen Dekanalisation in Silizium
(Abschlußbericht: Hauptprüfung für Physiker)
- Friedrich, B. Untersuchung der Ätzgeschwindigkeit implantierter Sili-
ziumoxidschichten
- Graf, R. Untersuchung des Einflusses von Strahlenschäden auf die
Leitfähigkeit phosphorimplantierter Siliziumschichten
- Gärtner, K. Messung der optischen Absorption an ionenimplantierten
Siliziumeinkristallen
- Kaiser, N. Zerstörungsfreie Untersuchung ionenimplantierter Gebiete
in Silizium mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskops
- Katenkamp, U. Änderung des Brechungsindex optischer Medien unter dem
Einfluß von Ionenstrahlen
- Litwinov, W. Strahlenschäden in ionenbestrahlten Kaliumchloridkri-
stallen
- Luber, R. Optische Parameter ionenimplantierter dielektrischer
Wellenleiter
- Marold, T. Fertigstellung und Erprobung des dreiachsigen Goniometers
- Reimann, M. Untersuchung des Einflusses von Strahlenschäden auf die
Leitfähigkeit argonimplantierter Siliziumschichten
- Schneider, J. Mikrohärteuntersuchungen an implantierten Kristallen

8.3. Promotionen A (Dr. rer. nat.)

8.3.1. Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2 und G

- Curian, H. 8.11.1973 Statische und dynamische Analyse von bi-
polaren Assoziativspeicherzellen sowie deren
Dimensionierung
TU Dresden
- Friedrich, M. 12.12.1973 Theoretische Untersuchungen zum Einfluß des
periodischen Kristallgitters auf die ther-
mische und die ioneninduzierte Elektronen-
emission an Einkristalloberflächen
TU Dresden
- Iwe, H. 8. 5.1974 Berücksichtigung von Mehrfachstreuungseffekten
bei der unelastischen Nukleonenstreuung an
komplexen Kernen
TU Dresden
- Linnemann, W.-J. 21. 1.1974 Ein Beitrag zur Beschreibung von Sprach-
segmenten
TU Dresden
- May, F.R. 24. 4.1974 Drehimpulsprojektionsmethode bei der Be-
schreibung der Rotationsbewegung von schweren
Atomkernen mit ungerader Massenzahl
TU Dresden
- Schneidenbach, H. 24. 4.1974 Ein phänomenologisches Modell zur Beschrei-
bung von Analogresonanzen in der elastischen
und inelastischen Protonenstreuung
TU Dresden

Seidel, M. 15.11.1973 Ein Beitrag zum Entwurf von Matrixhalbleiter-
speichern und zur Schaffung von Bemessungs-
richtlinien für dynamische MIS-Speicherele-
mente
TU Dresden

8.3.2. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, Arbeitsgruppe
Experimentalphysik IV

Lehmann, D. 1. 8.1974 Entwicklung und Erprobung eines Strahlzer-
hackers zur Nanosekunden-Pulsung der Tandem-
Beschleuniger EGP-10

Shahin, F. 19. 6.1974 Niveaudichteparameter aus der unelastischen
Streuung von 14 MeV-Neutronen unter Berück-
sichtigung der Präcompoundemission

8.3.3. Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, Lehrstuhl für Experimentalphysik

Unterricker, S. 27. 5.1974 Untersuchung von Festkörpereigenschaften mit
gestörten Winkelkorrelationen (magnetische
Hyperfeinfelder für ^{111}Cd in Nickel nach
Rückstoßimplantation und elektrische Feld-
gradienten in Kadmium und Magnesium)

8.4. Promotionen B (Dr. sc. nat.)

8.4.1. Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Rudolph, W. 26.10.1973 Zum Einfang von Neutronen und Protonen im
Massenbereich $A = 20 \dots 66$

8.5. Berufungen

Herr Professor Dr. sc. nat. Alexander Andreeff, bisher Bergakademie Freiberg,
folgte am 1.9.1973 einem Ruf an die Sektion Physik der Technischen Universität
Dresden.

Herr Dozent Dr. Gustav Schirmer wurde mit Wirkung vom 1.9.1973 zum Professor
für Experimentalphysik (Festkörperphysik) berufen.

8.6. Vorträge, die außerhalb des eigenen Kollektivs gehalten wurden

8.6.1. Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2 und G

Andrejtscheff, W., G. Winter, W. Seidel, P. Manfraß, H. Prade und K.D. Schilling
Übergangswahrscheinlichkeiten und Bandenmischung in ungeraden deformierten Ker-
nen ⁸⁾

Baldauf, D., S. Feigenspan, R. Fülle, G. Kloß, Chr. Kluge, K.H. König,
B. Kralitschek, W. Krebs, S. Kühnert, G. Lang und W. Meiling
A Data Processing System for Experimental Investigations in Nuclear Physics ^{a)}

Bauer, Chr.
Röntgenanregung als Methode für die Spurenelementanalyse ¹⁾

Beckert, K.
Messung der Polarisation im Endkanal von Kernreaktionen ^{d)}

Beckert, K., H.U. Gersch, D. Grambole, F. Herrmann, P. Kleinwächter und
H. Schobbert
A $g_{9/2}$ Analogue Resonance in the $^{52}\text{Cr}(p, \gamma)^{53}\text{Mn}$ Reaction ^{e)}

Beckert, K., H.U. Gersch, F. Herrmann, P. Kleinwächter, H. Schobbert, I. Fodor und I. Szentpétery
The $d_{5/2}$ Analog Resonance in the $^{58}\text{Ni}(p,\gamma)^{59}\text{Cu}$ Reaction ξ)

Deutscher, M. und R. Klages
Über den Signalanstieg in Halbleiterdetektoren des Typs n^+pip^+n)

Deutscher, M., Ch. Weise, H. Richter und J. Schöneich
Ionenimplantierte oxidpassivierte Si(pn)-Detektoren n)

Döna, F.
Phononbeschreibung von Kernspektren
TU Dresden, 11.4.1974

Dubbers, F.
Strukturuntersuchungen mit Hilfe der Gamma-Spektroskopie d)

Eichhorn, F.
Neutron and X-ray diffraction investigation of silicon implanted by phosphorus
2nd European Crystallographic Meeting, Keszthely/VR Ungarn, August 1974

Fülle, R.
Modulare Programmierung und ihre Anwendung bei Software-Systemen für die Erfassung und Verarbeitung von Meßdaten
Prozeßrechner-Kolloquium der AdW, 1973

Fülle, R.
Programmoje obespetschenije ismeritel'nogo zentra w ZIJaI-Rosendorf
Kolloquium des VIK über Programmierung und mathematische Methoden zur Lösung physikalischer Aufgaben, Dubna, 30.10. bis 3.11.1973

Funke, L.
New Results of Investigations of Deformed and Transitional Nuclei at the Rosendorf Cyclotron
Kolloquium des Instituts für Atomphysik, Stockholm, 25.3.1974

Grambole, D.
Messung von Winkelverteilung und Anregungsfunktion bei Kernreaktionen mit geladenen Teilchen d)

Hagemann, U.
Lebensdauermessungen in verschiedenen Zeitbereichen d)

Hentschel, E., H. Müller und D. Wohlfarth
Spectroscopical investigations at the isotopes $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ξ)

Iwe, H.
Beschreibung von Reaktionen mit schweren Ionen d)

Kemnitz, P.
Investigation of the Odd-mass Nuclei ^{187}Ir and ^{189}Ir
Kolloquium des Instituts für Atomphysik, Stockholm 25.3.1974

Kirchbach, M.
Rotonen d)

Kirchbach, M.
Geometrien in der Mikrowelt d)

Kleinwächter, P.
Messung von Isobar-Analog-Resonanzen d)

Kühn, B.
Zur Entwicklung des Kollektivbeschleunigers im VIK Dubna
Kolloquium der Sektion Physik der Universität Jena zu Ehren des 70. Geburtstages von Prof. Dr. A. Eckardt

Kühn, B.
Average Value of the Neutron-Neutron Scattering-Length from a Critical Compilation of Published Measurements o)

Kühn, B., H. Kumpf, J. Mösner, W. Neubert und G. Schmidt
Complete measurements of the Deuteron breakup by Protons at $E_p = 8.5 \text{ MeV}^0$

Kunde, M.
HL-Strahlungsempfänger (Fortsetzung) ^{h)}

Mücklich, A.
Entstehung der Walztextur an niedrig-logierten Messungen
Institut für metallische Spezialwerkstoffe, Dresden, 9.5.1974

Mücklich, A.
Bestimmung der Walztextur des Messings bei geringem Zn-Gehalt in Abhängigkeit vom Walzgrad
Vortrag bei Rundtischgespräch "Neue Ergebnisse der Texturanalyse und ihre industrielle Anwendung" der AG Textur der Vereinigung für Kristallographie der DDR, 9.5.1974

Müller, H.
Messung von Doppler Shifts ^{d)}

Münchow, L.
Moderne Probleme der Kernphysik
Max-v.Laue-Kolloquium, Berlin, 17.1.1974

Münchow, L.
Nukleonstrukturen und Kerneigenschaften ^{h)}

Münchow, L.
Thermodynamische Methoden in der Kernphysik
Bergakademie Freiberg, 21.6.1974

Naehring, F.
Zur quantitativen Elektronenstrahl-Mikroanalyse an implantierten Materialien ⁱ⁾

Naehring, F., U. Lorenz, H. Ulrich und Chr. Weise
Herstellung von Si(Li)-Detektoren hoher Energieauflösung zur Röntgenspektroskopie ⁿ⁾

Naehring, F., D. Panknin und H. Syhre
Einfluß von Kohlenstoff bei der Implantation auf die elektrischen Eigenschaften von Halbleiterdetektoren ⁿ⁾

Netzband, D.
Survey on recent experimental work at the Rossendorf tandem
Institut für Atomphysik Bukarest, 18.10.1973

Netzband, D.
Physikalische Aspekte pleochroitischer Höfe
Kolloquium der Arbeitsgemeinschaft Kernwissenschaften an der TU Dresden, 4.12.1973

Netzband, D.
Zur Entstehung und Deutung radioaktiver Verfärbungshöfe
Physikalisches Kolloquium, FSU Jena, 23.4.1974

Prade, H.
Zur Theorie des magnetischen Momentes und seine experimentelle Bestimmung ^{d)}

Prokert, F. und L. Weiß
Neutronenstreuexperimente zur Untersuchung von strukturellen Phasenübergängen
Vortrags-Veranstaltung KMU Leipzig, Vereinigung für Kristallographie, AG Ferroelektrika, 21.6.1974

Reinhardt, H.
Beschreibung ungerader Kerne mit Hilfe der Teilchen-Vibrations-Kopplung ^{d)}

Richter, H.
Spezielle Probleme zu HL-Strahlungsempfängern ^{h)}

Rotter, H.
Bestimmung statischer elektrischer Quadrupolmomente ^{d)}

- Rotter, I.
Kernreaktionen mit mittleren Energien (I) ^{h)}
- Schenk, M. und M. Kunde
Informationen über Arbeiten zum Thema "Ionenimplantation in der DDR"
Allunionstagung über "Strukturdefekte in Halbleitern", Nowosibirsk/UdSSR,
2.10. bis 4.10.1973
- Thomas, H.-J.
Eichung des Tandems ^{d)}
- Tyrroff, H.
Implanter Ion Source ^{l)}
- Ulrich, H.
Röntgenanalyse mit Halbleiterdetektoren unter dem Gesichtspunkt des energetischen Auflösungsvermögens ^{e)}
- Ulrich, H.
Röntgenspektroskopie mit Halbleiterdetektoren ⁱ⁾
- Urwank, P.
Kohn-Effekt ^{h)}
- Urwank, P.
Phononenspektren in Metallen ^{h)}
- Urwank, P.
Elektronenbandstruktur ^{h)}
- Weibrecht, R.
Betriebs- und Entwicklungsergebnisse am Tandem-Generator EGP-10-1 des ZfK
Rossendorf
Institut für Atomphysik Bukarest, 17.10.1973
- WeiB, L.
Neutron Scattering Investigations on Amorphous Systems
Int. Herbstschule der TU Dresden in Gaußig über Amorpher Magnetismus,
November 1973
- WeiB, L.
Inelastische Neutronenstreuung als Methode zur Untersuchung von Phononenspektrum ^{f)}
- WeiB, L.
Neutronografische Untersuchungen an A15-Verbindungen ^{h)}
- Wiebicke, H.J.
Trends in der Kernphysik ^{d)}
- Wiebicke, H.J.
Anwendung kollektiver Kernmodelle zur Beschreibung von Kernreaktionen ^{d)}
- Wiebicke, H.J.
Banden in Übergangskernen ^{h)}
- Wieser, E.
Anwendungen der Messungen von Hyperfeinwechselwirkungen ^{h)}
- Wieser, E.
Anwendungen der Mößbauer-Spektroskopie in der Festkörperphysik
Seminarvortrag an der Ingenieurhochschule Dresden, März 1974
- Wieser, E.
Untersuchung von Gitterdefekten mittels Mößbauer-Spektroskopie
Seminarvortrag an der KMU Leipzig, 29.4.1974
- Wieser, E.
Untersuchung magnetischen Momente mittels Neutronenstreuung
Seminarvortrag an der TU Dresden, AG Experimentalphysik II, 7.5.1974
- Wünsch, R.
Kernreaktionen mit mittleren Energien (II) ^{h)}

8.6.2. Technische Universität Dresden, Sektion Physik, Arbeitsgruppe
Experimentalphysik IV

Göbel, I., D. Seeliger, K. Seidel, A. Meister und F. Shahin
Differentielle Querschnitte der Neutronenemission bei Wechselwirkung von 14 MeV-
Neutronen mit Atomkernen (in russisch) ^{c)}

Helper, H.
Kurzzeitpulsung von Tandem-Beschleunigern
Vincia/Jugoslawien, Mai 1973

Hermesdorf, D., J. Höhn, G. Kießig und K. Seidel
Theoretical description of the continuous spectrum of 14 MeV neutrons scattered
inelastically by ²⁸Si ^{c)}

Hermesdorf, D., G. Kießig, K. Paßkönig, D. Seeliger und R. Storch
Some preliminary results of investigations for evaluation of ⁹³Nb neutron
emission cross section ^{c)}

Hermesdorf, D. S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel
Investigations on the structure of excited nuclei and the mechanism of the
inelastic scattering of the neutrons in the framework of contemporary theoretical
models
VI. Nationale Konferenz über Physik Varna, 3. bis 7.12.1973

Herrmann, U., R. Reif, D. Seeliger und K. Seidel
Pre-compound decay and optical model ^{c)}

Herrmann, U., D. Seeliger und K. Seidel
Pre-compound and compound nucleus emission in nuclear reactions with multiple
nucleon emission at 14 MeV neutron incidence energy ^{c)}

Hirsch, W.
CAMAC-Interface Bausteine (in russisch) ^{c)}

Höhn, J., R. Reif und R. Schmidt
Microscopic description of direct inelastic nucleon scattering and resonance
reactions ^{c)}

Meister, A., D. Seeliger, K. Seidel und F. Shahin
Level density parameters from (n,n')-spectra at 14 MeV as criterion for pre-
equilibrium emission ^{c)}

Meister, A.
Spektrometrie von Neutronen ^{d)}

Meister, A., D. Seeliger und K. Seidel
Fast neutron spectra and pre-equilibrium processes
II. Internationale Schule über Neutronenphysik Alushta (UdSSR), 2. bis
19.4.1974

Meiling, W.
Einfaches Display für Rechner KRS 4200 ^{a)}
Bericht D13-7616 Dubna (1974)

Meiling, W.
The computer KRS 4200 in the multichannel analyser mode ^{c)}

Mohamed, M., T. Schweitzer, D. Seeliger, K. Seidel und S. Unholzer
Inelastic scattering of 3.2 and 3.4 MeV neutrons from ²³Na, ³¹P, ⁵⁵Mn and
²⁰⁹Bi ^{c)}

Reif, R.
Density matrix formalism for nuclear reactions ^{c)}

Reif, R.
Aktuelle Probleme der Theorie des Reaktionsmechanismus
Seminar an der KMU Leipzig, Mai 1974

Reif, R.
Density-dependent effective interactions inelastic scattering calculations
Seminar des Laboratoriums für Theoretische Physik Dubna, Juni 1974

Schmidt, D.
Fast Neutron Spectroscopy on the Tandem
Kossuth L. Universität Debrecen, Dezember 1973

Schöne, J.
Bearbeitung von Neutronenspektren am Rechner KRS 4200 (in russisch) ^{c)}

Seeliger, D.
Untersuchungen der Neutron-Kern-Wechselwirkung an der Technischen Universität
Dresden (in russisch)
Laboratorium für Kernphysik der Universität Kiev, Sommer 1973

Seeliger, D., K. Seidel und A. Meister
Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen Vergleichgewichtszuständen aus Spektren
der unelastischen Neutronenstreuung (in russisch) ^{c)}

Seeliger, D., K. Seidel und V.D. Toneev
Absolute Berechnung von Neutronenemissionsspektren im statistischen Vergleich-
gewichts- und Gleichgewichtsmodell (in russisch) ^{c)}

8.6.3. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Arbeitsgruppe
Angewandte Kernphysik

Bauriegel, L.
Interkosmos-Forschung, Petzow, 10.9.1973

Flagmeyer, R.
Schatten-Effekt-Untersuchungen an A^3-B^5 -Halbleitern, Leipzig, 2.4.1974

Geist, V.
Implantation und ionometrische Untersuchungsmethoden an A^3-B^5 -Halbleitern
Jena, 9.4.1974

Geist, V.
Zum Schatten-Effekt an Halbleiter-Verbindungen des Typs A^3-B^5 k)

Otto, G.
Das Vereinigte Institut für Kernforschung Dubna/UdSSR
Petzow, 12.9.1973

Otto, G.
Untersuchungsmöglichkeiten extrem kurzlebiger Kernzustände
Kolloquium TU Dresden, 9.10.1973

Otto, G.
VIK Dubna - Großforschungszentrum der sozialistischen Staatengemeinschaft
KdF-Leipzig, 3.12.1973

Otto, G.
Zum Gamma-Zerfall von Isobar-Analog-Zuständen im ^{56}Fe ^{g)}

Otto, G.
Kooperationsbeziehungen zum VIK Dubna
DSF-Leipzig, 23.2.1974

Otto, G.
Lebensdauermessungen von Atomkernzuständen mit dem Schatten-Effekt
Leipzig, 2.4.1974

Otto, G.
Marie Curie - Hervorragende Physikerin und Patriotin
Kulturbund-Leipzig, 3.4.1974

Otto, G.
Meine Forschungsarbeit im VIK Dubna
Urania-Leipzig, 4.4.1974

Treffkorn, H.J.
Der Isospin des Atomkerns ^{d)}

8.6.4. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik,
Abteilung Ionometrie

Belyi, J.M., G. Götz, G.A. Gumanski, W. Soloviev, J.S. Taschlikow und
F. Schwabe
A Study by the backscattering method of C-implanted Si samples ^{k)}

Ehmke, G., T. Greiner, H. Karge, R. Prager und F. Schwabe
Beam intensity measurements on conducting and insulating target materials ^{b)}

Frey, H.
Elektrische Messungen an strahlengeschädigtem Silizium ^{e)}

Geiler, H.D.
Ausgewählte Probleme der strahlungsinduzierten Diffusion ^{e)}

Glaser, E., G. Götz, K. Hehl und F. Schwabe
A study of radiation defects in Si by the backscattering technique ^{k)}

Glaser, E.
Strahlenschäden in argonimplantiertem Silizium ^{e)}

Glaser, E., G. Götz und F. Schwabe
Strahlenschäden in Silizium ^{m)}

Greiner, T., H. Treff und W. Trippensee
The accelerators for ion implantation and ionometric measurements at the
University of Jena ^{b)}

Gärtner, K.
Zur Berechnung der Reichweite implantierter Ionen
Physik-Kolloquium, Berlin, November 1973

Götz, G.
Strahlenschäden in Halbleitern und Isolatoren ^{e)}

Götz, G., K.-D. Klinge und U. Finger
A combination of dechanneling and energy measurements of protons in thin
silicon single crystals
5th Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Gatlinburg (USA), September 1973

Götz, G., E. Glaser und F. Schwabe
Analysis of Radiation Damage in Argon and Phosphorus Implanted Silicon ^{k)}

Karge, H. und R. Prager
Strahlenschäden in Alkalihalogeniden ^{m)}

Karge, H.
Strahlenschäden in optischen Medien ^{e)}

Klinge, K.-D.
Dekanalisation von Protonen in dünnen Si-Schichten ^{e)}

Prager, R. und H. Karge
Änderung der Parameter optischer Medien ^{f)}

Schirmer, G.
Kernreaktionen in der Ionometrie ^{e)}

8.6.5. Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, Lehrstuhl für Experimentalphysik

Unterricker, S.
Der elektrische Feldgradient in hexagonalen Gittern am Beispiel von Cd und Mg
(Untersuchungen mit der Methode der gestörten Winkelkorrelationen von γ -Quanten) ^{f)}

- a) VII. Symposium für Kernelektronik des VIK Dubna, Budapest, September 1973
- b) International Working Meeting on Ion Implantation Equipment, Swierk/VR Polen, 24. bis 26.9.1973
- c) III. Internationales Seminar Interactions of Fast Neutrons with Nuclei, Gaußig/DDR, 5. bis 9.11.1973
- d) II. Herbstschule junger Kernphysiker der DDR, Nassau, 3. bis 15.12.1973
- e) Arbeitstagung der Abt. Ionometrie der Friedrich-Schiller-Universität Jena, Friedrichroda, Dezember 1973
- f) Ganztagskolloquium der Physikalischen Gesellschaft der DDR, Dresden, 16.9.1974
- g) XXIV. Allunionskonferenz über Kernspektroskopie und Kernstruktur, Charkov, 29.1. bis 1.2.1974
- h) XII. Winterschule der Kernphysiker der DDR, Falkenberg, 16. bis 23.3.1974
- i) Frühjahrsschule des Arbeitskreises Mikrosonde der Physikalischen Gesellschaft der DDR, Altenbrak/Harz, Mai 1974
- k) III. Allunionskonferenz Physik der Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit Einkristallen, Moskau, 3. bis 5.6.1974
- l) Internationale Arbeitsbesprechung über Ionenquellen, ZfK Rossendorf, 12. bis 14.6.1974
- m) Arbeitsgemeinschaft Ionenimplantation, ZfK Rossendorf, 19.6.1974
- n) Arbeitstagung Halbleiterdetektoren, VIK Dubna, 25. bis 27.6.1974
- o) Int. Conf. on Few Body Probl. in Nucl. and Particle Phys., Quebec/Kanada, 27. bis 31.8.1974

8.7. Veranstaltungen

Internationales Seminar zum 15. Jahrestag der Inbetriebnahme des Zyklotrons U-120 in Rossendorf vom 17. bis 21.9.1973, organisiert vom ZfK Rossendorf, Abteilung Beschleuniger

III. Internationales Seminar Interactions of Fast Neutrons with Nuclei vom 5. bis 9.11.1973 in Gaußig, organisiert von der TU Dresden

II. Herbstschule junger Kernphysiker der DDR vom 3.12. bis 15.12.1973 in Nassau (Osterzgebirge), organisiert vom ZfK Rossendorf, Bereich 2

XII. Winterschule der Kernphysiker der DDR vom 16.3. bis 23.3.1974 in Falkenberg (Mark), organisiert vom ZfK Rossendorf, Bereich 2

II. Frühjahrsschule für Beschleunigungstechnik vom 22.4. bis 26.4.1974 in Johanngeorgenstadt, organisiert vom ZfK Rossendorf, Abteilung Beschleuniger

Internationale Arbeitsbesprechung über Ionenquellen vom 12.6. bis 14.6.1974 in Rossendorf, organisiert vom ZfK Rossendorf, Bereich 2