

ZfK

ZENTRALE ANSTALT FÜR KERNPHYSIK
RECHENZENTRUM

00790401-248

ZfK-350

Gemeinsamer Jahresbericht 1977

BA Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik

FSU Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

HU Berlin, Sektion Physik,

Bereich 06 – Atomstoßprozesse der Festkörper,

Bereich 07 – Angewandte Massenspektrometrie

KMU Leipzig, Sektion Physik, AG Angewandte Kernphysik

TU Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik

ZfK Rossendorf, Bereiche KF und G

Herausgeber: K. Hohmuth

Redaktion: F. Bernhord, F. Dönau, J. Hausbrand,
K. Hohmuth, P. Kleinwächter, F. Naehring,
G. Otto, E. Richter, K.-D. Schilling,
D. Schmidt, W. Wesch, H.-J. Wiebicke,
G. Winter

Techn. Redaktion: I. Lippmann, Chr. Völzke

Mai 1978

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

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

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR
ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG
ROSSENDORF BEI DRESDEN

ZfK - 350

GEMEINSAMER JAHRESBERICHT 1977

BA Freiberg, Sektion Physik, WB Angewandte Kernphysik
FSU Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie
HJ Berlin, Sektion Physik,
Bereich 06 - Atomstoßprozesse der Festkörper,
Bereich 07 - Angewandte Massenspektrometrie
KMU Leipzig, Sektion Physik, AG Angewandte Kernphysik
TU Dresden, Sektion Physik, WB Kernphysik
ZfK Rossendorf, Bereiche KF und G

Herausgeber: K. Hohmuth

Redaktion: F. Bernhard, F. Döna, J. Hausbrand, K. Hohmuth,
P. Kleinwächter, F. Naehring, G. Otto, E. Richter,
K.-D. Schilling, D. Schmidt, W. Wesch, H.-J. Wiebicke,
G. Winter

Technische Redaktion: I. Lippmann, Chr. Völzke

Als Manuskript gedruckt

Mai 1978

Einleitung

Wie in den vergangenen Jahren enthält auch der Jahresbericht 1977 Forschungsergebnisse, die von den beteiligten Einrichtungen aus der Akademie der Wissenschaften der DDR und dem Ministerium für Hoch- und Fachschulwesen auf den Gebieten der niederenergetischen Kernphysik und der Anwendung kernphysikalischer Methoden im Zeitraum zwischen September 1976 und Dezember 1977 erzielt wurden.

Die Unterteilung des Jahresberichtes in fachlich abgegrenzte Kapitel und deren Reihenfolge wurde in bewährter Weise beibehalten. Im Vergleich zu den vorhergehenden Jahren ist die Zahl der Arbeiten zur Anwendung kernphysikalischer Methoden weiter angestiegen. Der ausführliche Anhang informiert über die umfangreiche Publikations- und Vortragstätigkeit der Mitarbeiter der beteiligten Einrichtungen.

Auch 1977 erhielten einige Arbeiten aus den Bereichen Kernphysik und Großgeräte des ZfK Preise des Institutes, die zum zweiten Mal vergeben wurden^{*)}.

Während des Berichtszeitraumes führten am Jahresbericht beteiligte Einrichtungen internationale Konferenzen zu den Problemen "High-Spin States and Nuclear Structure", "Few-Particle Problems in Nuclear Physics", "Wechselwirkung schneller Neutronen mit Atomkernen" und "Ion Implantation in Semiconductors" durch. Diese Konferenzen und eine Reihe gemeinsamer Publikationen mit ausländischen Partnern sind ein Ausdruck für die weitere Entwicklung und Festigung der internationalen Zusammenarbeit.

Für die Unterstützung der Forschungsarbeiten und für die bereitgestellten Mittel danken alle Mitarbeiter der Leitung der Akademie der Wissenschaften der DDR, dem Ministerium für Hoch- und Fachschulwesen sowie dem Ministerium für Wissenschaft und Technik.

Dem bewährten Kollektiv, das für die redaktionelle und technische Bearbeitung des Jahresberichtes zuständig ist und auch diesmal wieder für schnelle Bearbeitung und Herausgabe gesorgt hat, sei für die aufgewendete Mühe herzlich gedankt.

K. Hohmuth

^{*)} Die Zusammenstellung der mit Instituts- und Bereichspreisen gewürdigten Arbeiten befindet sich im Anhang.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernreaktionen	1
2. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernspektroskopie	25
3. Arbeiten auf dem Gebiet der Kerntheorie	60
4. Anwendung kernphysikalischer Methoden	102
5. Berichte zu den Beschleunigern	184
6. Apparative und methodische Arbeiten	201
7. Rechenprogramme	235
8. Liste der Veröffentlichungen, Diplomarbeiten, Promotionen, Vorträge, Veranstaltungen, Wissenschaftlichen Preise und Auszeichnungen	250

Contents

	page
1. Nuclear Reactions	1
2. Nuclear Spectroscopy	25
3. Nuclear Theory	60
4. Applied Methods of Nuclear Physics	102
5. Accelerators	184
6. Nuclear Electronics and Methods	201
7. Computer Codes	235
8. List of Publications and Lectures	250

Содержание

	стр.
1. Ядерные реакции	1
2. Ядерная спектроскопия	25
3. Теория ядра	60
4. Прикладные методы ядерной физики	102
5. Ускорители	184
6. Ядерная электроника и методы измерения	201
7. Программы для ЭВМ	235
8. Список публикаций и докладов	250

Kurzberichte

	Seite
1.1. Untersuchung des Reaktionsmechanismus durch Streuung von 3.4-MeV-Neutronen Th. Schweitzer, D. Seeliger und S. Unholzer	2
1.2. Untersuchung der Teilchenwechselwirkung auf Grund der Spinabschneidefaktoren angeregter Atomkerne D. Hermsdorf, A. Meister, S. Sassonov, D. Seeliger und K. Seidel	4
1.3. Untersuchung von Isobar-Analog-Resonanzen in der Reaktion $^{109}\text{Ag}(p,n)$ J. Kayser, W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil	6
1.4. Messung des Alpha-Spektrums der Kernreaktion $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ R. Arlt, G. Musiol, P. Schneider, D. Seeliger und W. Wagner	7
1.5. Vergleichende Einschätzung empfohlener Neutronenkerndaten für Fe D. Hermsdorf und F. Smoll	8
1.6. Darstellung empfohlener Neutronenkerndaten für ^{93}Nb im Format SOKRATOR für die sowjetische Bibliothek eingeschätzter Kerndaten D. Hermsdorf und E. Schmidt	10
1.7. Bestimmung des Spaltquerschnitts von ^{235}U beim Beschuß mit 14.7-MeV-Neutronen R. Arlt, W. Grimm, R. Krause, G. Musiol, H.G. Ortlepp, R. Teichner, W. Wagner, F. Weidhase, I.D. Alchasov und V.I. Spakov	10
1.8. Winkelverteilung der α -Teilchen aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\alpha)^{24}\text{Mg}$ bei $E_p = 1002 \text{ keV}$ D. Lehmann, H. Gruber und W. Dolak	12
1.9. Nachweis radioaktiver Fragmente aus relativistischen Kernstößen G. Winter, W.D. Fromm, E. Will und H. Sodan	14
1.10. Die Winkelverteilung bei der n-p-Endzustandswechselwirkung im protoneninduzierten Deuteronenaufbruch bei $E_p = 8.5 \text{ MeV}$ H. Guratzsch, B. Kühn, H. Kumpf, J. Mösner, W. Neubert, W. Pilz, G. Schmidt und S. Tesch	16
1.11. Untersuchung des Deuteronenaufbruchs mit Neutronen H. Guratzsch, B. Kühn, H. Kumpf, J. Mösner, W. Neubert, W. Pilz, G. Schmidt und S. Tesch	17
1.12. Messung inklusiver Protonenspektren unter 140° in Abhängigkeit von der Einschußenergie und der Target-Massenzahl V.I. Komarov, G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband und T. Stiehler	18
1.13. Untersuchung der (p,3p)-Reaktion bei 640 MeV V.I. Komarov, G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband, T. Stiehler und S. Tesch	19
1.14. Winkelverteilung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $p + ^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$ bei 640 MeV V.I. Komarov, G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband und T. Stiehler	20

	Seite
1.15. Zur Frage des Reorientierungs-Matrixelements in $^{18}\text{O}(2^+)$ H.-J. Thomas, D. Grambole, E. Hentschel und D. Wohlfarth	21
1.16. Streuung von ^{14}N -Ionen an $^{24,26}\text{Mg}$ D. Wohlfarth, H.-J. Thomas, E. Hentschel, D. Grambole, W.I. Manko, B.G. Novatzkij, A.A. Oglobin, S.B. Sakuta, D.N. Stepanow und W.I. Tschuev	23
2.1. Experimente mit ^7Li -Ionen am Rossendorfer Zyklotron U. Hagemann, L. Funke, H.-J. Keller, P. Kemnitz, F. Stary und G. Winkler	26
2.2. Anregungszustände von ^{78}Kr F. Dubbers, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, H. Strusny, E. Will und G. Winter	27
2.3. Quasi-Rotationsbanden in ^{80}Kr L. Funke, J. Döring, F. Dubbers, P. Kemnitz, H. Strusny, E. Will, G. Winter, V.G. Kiptilij, M.F. Kudojarov, I.Kh. Lemberg, A.A. Pasternak und A.S. Mishin	28
2.4. Bestimmung magnetsicher Kernmomente in $^{103}_{46}\text{Pd}$, $^{105}_{47}\text{Ag}$ und $^{121}_{53}\text{I}$ L. Schneider, U. Hagemann, L. Käubler, H. Prade und F. Stary	31
2.5. Angeregte Zustände in ^{123}Te U. Hagemann, H.-J. Keller, Ch. Protochristov, F. Stary und G. Winkler	32
2.6. Systematik der Zustände negativer Parität in den ungeraden Te-Isotopen U. Hagemann, H.-J. Keller, Ch. Protochristov und F. Stary	33
2.7. Rotationsbanden in den sphärischen Nukliden $^{117-123}\text{Te}$ U. Hagemann und Ch. Protochristov	35
2.8. Zum gyromagnetischen Verhältnis der $9/2^+$ -Bande in ^{121}I U. Hagemann	36
2.9. Kernform und $9/2^+$ -Rotationsbanden in den ungeraden Jod- und Antimon-Nukliden U. Hagemann und F.R. May	38
2.10. Hochspinzustände im N=82-Kern ^{143}Pm H. Prade, U. Hagemann, L. Käubler, L. Schneider und F. Stary	40
2.11. g-Faktoren in $^{143}_{61}\text{Pm}$ L. Käubler, H. Prade, L. Schneider und F. Stary	42
2.12. Nichtkollektive Hochspinzustände in ^{151}Tb P. Kemnitz, L. Funke, E. Will, G. Winter, S. Elfström, S.A. Hjorth, A. Johnson und Th. Lindblad	43
2.13. Nachweis von Rotationsanregungen im N=88-Nuklid ^{153}Tb G. Winter, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will, S. Elfström, S. Hjorth, A. Johnson und Th. Lindblad	46
2.14. Nanosekunden-Isomere im doppelt-ungeraden N=89-Kern ^{152}Eu W. Andrejtscheff und K.D. Schilling	48

VII

	Seite
2.15. Elektromagnetische Übergänge in einigen doppelt-ungeraden deformierten Kernen K.D. Schilling, L. Käubler, W. Andrejtscheff, T.M. Muminov, V.G. Kalinnikov, N.Z. Marupov, F.R. May und W. Seidel	50
2.16. Phononenbeimischungen höherer Ordnung in doppelt-ungeraden deformierten Kernen W. Andrejtscheff und K.D. Schilling	51
2.17. Hexadekapoldformationen und E1-Übergänge in ungeraden Ho- und Ta-Kernen K.D. Schilling, G. Winter und W. Andrejtscheff	52
2.18. Isomere und Zustandskonfiguration im uu-Kern ^{160}Tm W. Andrejtscheff, G. Lizurej, N.Z. Marupov, T.M. Muminov, R.R. Usmanov und K.D. Schilling	53
2.19. Hochspinzustände in ^{176}Lu und ^{175}Lu C. Heiser, H. Rotter, M. Beitins, J. Berzins und P. Prokofjev	54
2.20. Isomere und Rotationsstruktur in ^{176}Yb S. Elfström, Th. Lindblad, C.D. Lindén, F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz und G. Winter	56
2.21. Untersuchung der $1_{13/2}$ -Struktur in ^{197}Hg und ^{191}Pt P. Kemnitz, F. Dönau, L. Funke, H. Strusny, D. Venos, E. Will, G. Winter und J. Meyer-ter-Vehn	58
2.22. Untersuchung der Richtungsanisotropie der quasimolekularen K-Strahlung des Stoßsystems $\text{La} + 120 \text{ MeV Xe}$ W. Frank, H.-H. Kaun und P. Manfraß	58
3.1. Vergleich der im Kontinuum-Schalenmodell mit den in der R-Matrixtheorie berechneten Breiten für ^{13}C und ^{16}O H.W. Barz, I. Rotter und J. Höhn	60
3.2. Zur Isospinmischung von Resonanzzuständen I. Rotter	62
3.3. Schwellenzustände im schematischen Modell L.P. Csernai	64
3.4. Einfluß des Kontinuums auf die Verteilung von Dipolstärke im ^{60}Ni L.P. Csernai und H.W. Barz	66
3.5. Zur Rolle direkter Prozesse in Photokernreaktionen J. Höhn, H.W. Barz und I. Rotter	67
3.6. Die Beschreibung von γ -Absorptionsprozessen an leichten deformierten Kernen H.W. Barz	69
3.7. Untersuchung der $^{11}\text{B}(p,n)$ -Reaktion im Kontinuum-Schalenmodell J. Höhn, J. Kayser, W. Pilz, D. Schmidt und T. Streil	70
3.8. Oberflächenschwingungen und Kontinuum-Schalenmodell L. Münchow	72
3.9. Kernspektroskopie mit hochenergetischen Teilchen R. Wüsch	73

VIII

	Seite
3.10. Ein quantenmechanisches Dreikörpermodell zur Berechnung von Kernmolekülzuständen vom Typ $^{12}\text{C}-\alpha-^{12}\text{C}$ H.-J. Wiebicke und M.V. Zhukov	73
3.11. Untersuchungen der Zahl der gebundenen Zustände im Dreiteilchensystem mit separabler Zweiteilchenwechselwirkung K. Möller	74
3.12. Deformationseffekte in der Winkelverteilung tiefunelastischer Stöße zwischen schweren Ionen R. Schmidt, V.D. Toneev und R. Reif	75
3.13. Anregung von Zuständen nicht-normaler Parität in Transferreaktionen zwischen schweren Ionen M.I. Yousef und R. Reif	76
3.14. Spinrelaxation bei Kernreaktionen mit polarisierten Teilchen P. Mädler, R. Reif und C. Auerbach	77
3.15. Impulsabhängige Zustandsdichten im Fermigasmodell P. Mädler	78
3.16. Untersuchung der Pairing in rotierenden Kernen R. Bengtsson und S. Frauendorf	80
3.17. Zur Interpretation von Hochspinzuständen R. Bengtsson und S. Frauendorf	81
3.18. Thomas-Fermi-Theorie rotierender Kerne L. Münchow und H. Schulz	83
3.19. Dichteverteilung in schnell rotierenden Kernen L. Münchow und H. Schulz	85
3.20. Konstruktion einer Quasiteilchenbasis im Core-Teilchen-Modell und Verallgemeinerung des Coriolis-Kopplungsschemas F. Dönau und S. Frauendorf	86
3.21. Core-Teilchen-Modell für den Fall unterschiedlicher Core-Systeme F. Dönau und S. Frauendorf	87
3.22. Polarisierungseffekte in ^{123}I F. Dönau und U. Hagemann	88
3.23. Die Verteilung der 1s-Lochstärke in den Kernen der 1p-Schale M. Kirchbach und H.-U. Jäger	89
3.24. Die Rolle der Tensorkraft in der effektiven Teilchen-Loch-Wechselwirkung M. Kirchbach, H.-U. Jäger und H.R. Kisserer	91
3.25. Schalenmodellanalyse des Pionstrahlungseinfanges an leichten Kernen H.R. Kisserer, G.E. Dogotar, R.A. Eramzhyan und R.A. Sakaev	94
3.26. Genauere Berechnung der hochenergetischen quasimolekularen Röntgenstrahlung aus Ion-Atom-Stößen H.-U. Jäger, K.-H. Heinig, H. Richter, H. Wollttennek und N.F. Trusko	96

	Seite
3.27. Winkelverteilung des C1-Röntgenkontinuums bei symmetrischen Ion-Atom-Stößen H. Richter, H.-U. Jäger und N.F. Truskova	97
3.28. Ein informationstheoretischer Zugang zur quantenmechanischen Vielteilchentheorie E. Heiner	99
4.1. Untersuchungen von Strahlendefekten in CdS und CdTe mit der Methode der gestörten Winkelkorrelation (PAC) S. Unterricker und J. Hausbrand	103
4.2. Die Konzentrationsabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten (EFG) für das Legierungssystem Mg_xCd_{1-x} S. Unterricker und J. Hausbrand	104
4.3. Untersuchungen zum Ausheilverhalten von strahlengeschädigtem CdSiP ₂ im Bereich der ersten Ausheilstufe S. Unterricker und J. Hausbrand	105
4.4. Messung der Ausheilung von Strahlenschäden und der Quadrupolwechselwirkung in CdGeP ₂ mit PAC J. Hausbrand, S. Unterricker, Ch. Barth und E. Buhrig	106
4.5. PAC-Untersuchungen an dem ferromagnetischen Verbindungshalbleiter CdCr ₂ Se ₄ P. Hlidak, M. Zvára und S. Unterricker	107
4.6. Mößbauerspektrometrische Untersuchungen an nitrierten Fe-Legierungen E. Fritzsche, H.-J. Hunger und B. Röhlig	108
4.7. Zur γ -Radioaktivität von atmosphärischem Schwebstaub G. Winter und G. Just	109
4.8. Texturuntersuchungen mittels Neutronenflugzeitmethode M. Betzl, K. Feldmann, K. Hennig, A. Mücklich, P. Urwank und K. Walther	111
4.9. Neutronografische Analyse der Walztextur und ihrer Entwicklung in zweiphasigen Stählen mit Mikroduplexgefüge U. Schreiter, K. Kleinstück, J. Tobisch, G. Höttsch, P. Klimanek und A. Mücklich	112
4.10. Untersuchung magnetischer Vorzugsrichtungen in einer Fe-Mn-Basislegierung J. Barton und E. Wieser	113
4.11. Ein neues Verfahren zur Korngrößenbestimmung in magnetischen Werkstoffen K. Hennig, M. Betzl, P. Urwank, P. Klemm und L. Schild	115
4.12. Indirekter Nachweis niederenergetischer Stoner-Anregungen in Fe ₃ Al durch Beobachtung von Spinwellen L. Weiß und P. Urwank	116
4.13. Phononendispersion in Strontium-Barium-Niobat F. Prokert	118
4.14. Verbesserung der Auflösung von Kristallfeldübergängen mittels Doppelfilterspektrometer für thermische Neutronen K. Walther, K. Kiseig und K. Hennig	120

	Seite
4.15. Einfluß des Phasenübergangs in VO_2 auf die Intensitäten des Mesoröntgenspektrums A. Andreeff, V.S. Evseev, B.M. Sabirov, W.D. Fromm und H.G. Ortlepp	122
4.16. Über die Entstehung hochenergetischer linear polarisierter γ -Strahlung bei planarer Kanalleitung von ultrarelativistischer Positronen R. Wedell	124
4.17. Untersuchungen von Dioxan-Wasser-Gemischen mittels Positronenannihilation G. Brauer, F. Stary, G. Anders, A. Balogh, Z. Kajcsos, I. Dezzi und B. Molnar	125
4.18. Der Anteil von Annihilationen in der Glasfolienhalterung einer ^{22}Na -Positronenquelle bei Lebensdauermessungen G. Brauer, A. Balogh und Z. Kajcsos	127
4.19. Untersuchungen an Kieselglas mittels Positronenannihilation G. Brauer und G. Boden	128
4.20. Berechnung von Intensität und Winkelverteilung der nuklearen Bremsstrahlung P. Gippner	129
4.21. K-MO-Strahlung aus dem symmetrischen Sekundärstoßsystem Si-Si bei Beschuß von Silizium mit ^{14}N -Ionen R. Mann und H. Richter	131
4.22. Emission kontinuierlicher Röntgenstrahlung beim Beschuß von dicken Al-, Si- und Ti-Targets mit Protonen und ^{14}N -Ionen C. Bauer, P. Gippner, K. Hohmuth, R. Mann und W. Rudolph	133
4.23. Nachweisgrenzen für Verunreinigungen auf Halbleiteroberflächen bei Anwendung der Ioneninduzierten Röntgenanalyse C. Bauer, P. Gippner, R. Mann und W. Rudolph	134
4.24. Untersuchung der Gitterdeformation in protonenbestrahltem GaP und ZnSiP_2 mit Hilfe des protoneninduzierten Kossel-Effektes V. Geist, R. Flagmeyer und G. Otto	135
4.25. Differentieller Querschnitt für die elastische Ion-Atom-Streuung K. Gärtner und K. Hehl	137
4.26. Kanalisierungsexperimente an unterschiedlich magnetisierten Nischeinkristallen K. Haase und G. Otto	138
4.27. Realstrukturanalyse dünner GaN-Epitaxieschichten mittels Rutherford-Rückstreuung R. Flagmeyer, Ch. Ehrlich, V. Geist und G. Otto	139
4.28. Ionometrische Untersuchungen des thermischen Verhaltens von Schichten auf GaAs G. Götz, B. Gruska und F. Schwabe	141
4.29. Zur Orientierung von Einkristallen bei ionografischen Experimenten G. Schirmer	142

	Seite
4.30. Ausheilverhalten von Ga-, As- und In-implantiertem Silizium nach thermischer Behandlung und Laserbeschuß R. Grötzschel, R. Klabes, U. Kreißig, J. Rüdiger, M. Voelskow, J. Krynicki und J. Suski	143
4.31. Ausheilverhalten von ¹¹ B-implantiertem Silizium nach Laserbestrahlung R. Grötzschel, R. Klabes, U. Kreißig, J. Rüdiger, A. Schmidt und M. Voelskow	145
4.32. Erklärung der Laserausheilung durch kurzes Aufschmelzen der Ionenimplantierten Schicht K.-H. Heinig, H. Woittennek und H.-U. Jäger	147
4.33. Zur Strahlenschadenverteilung in Silizium nach Implantation von Bor durch Oberflächenschichten R. Grötzschel, R. Klabes, U. Kreißig, J. Rüdiger und M. Voelskow	150
4.34. Grundlagenuntersuchungen zur Ioneninduzierten Emission aus Festkörperoberflächen H. Düsterhöft	151
4.35. Untersuchungen mit der Ionenstrahl-Mikroanalyse F.K. Naehring, A. Schmidt, H. Syhre und A. Zetzsche	153
4.36. Untersuchung der Phasengrenzen in einem Cu-Fe-System mittels Ionensondenmikroanalyse M. Bitterlich, H. Mei, U. Seidenkranz, R. Voigtmann, B. Koch, F.K. Naehring und H. Syhre	154
4.37. Untersuchungen zur Kohlenstoff-Kontamination bei der Ionenimplantation F.K. Naehring, A. Schmidt, J. Schöneich und H. Syhre	154
4.38. Der Einfluß der SiO ₂ -Schichten auf die Profile in phosphorimplantiertem und ausgeheiltem Silizium D. Panknin, R. Roß und G. Mende	156
4.39. Die elektrische Aktivierung implantierter Phosphore nach Hochtemperaturausheilung D. Panknin, A. Zetzsche, R. Klabes, R. Roß, G. Mende und H. Beulich	158
4.40. Untersuchungen zur Segregation von Bor nach Implantation und Ausheilung in oxydierender Atmosphäre D. Panknin	160
4.41. TSC-Messungen an wasserstoffimplantierten Siliziumdioden J. Mittenbacher	162
4.42. Bestimmung der Homogenität durch Ionenimplantation hergestellter Brechzahlprofile und deren Wellenleitereigenschaften R. Prager und G. Lodes	163
4.43. TRARE 2,3,4 - Programme zur Berechnung der optischen Transmission und Reflexion an Vielfachschichten K. Hehl, U. Katenkamp und W. Weech	164
4.44. Beeinflussung des Ladungstransportes in dünnen SiO ₂ -Schichten durch Ionenimplantation N. Sieber, R. Klabes und H. Ulrich	166

	Seite
4.45. Bestimmung von Implantationsprofilen elektrisch aktiver Dotanten in Si mittels gepulster HF-C-V-Messungen K.-D. Butter, E. Hensel und F. Kammler	167
4.46. Untersuchungen an implantierten ortsauflösenden Lichtempfängern M. Kunde, B. Schmidt und G. Dünnebier	168
4.47. Veränderung des Sperrstromes von implantierten pn-Übergängen durch die Ausheiltemperatur M. Kunde	170
4.48. Abhängigkeit der spektralen Empfindlichkeit von Detektoren aus hochohmigem Silizium von der Ausheiltemperatur L. Drechsler und J. Matthäi	171
4.49. Effektive Totschichtdicke phosphorimplantierter Silizium-Detektoren in Abhängigkeit von der Ausheiltemperatur M. Deutscher, L. Drechsler, J. Matthäi und G. Otto	172
4.50. Chemische Arbeiten zur Ionenimplantation R. Roß	174
4.51. Zur Charakterisierung des Oberflächenzustandes von Silikatgläsern durch Bedampfen mit Natrium G. Boden, D. Grundmann und E. Richter	174
4.52. Charakterisierung von Silikatoberflächen durch Ionenaustausch in Lithiumsalzschmelzen A. Kolitsch und E. Richter	176
4.53. Dekorierung von Glasoberflächen mit Hilfe von Festkörperspurdetektoren H. Reuther	178
4.54. Untersuchungen von Glasoberflächen mit Flüssigkristallen G. Boden und R. Kuchler	179
4.55. Mikroblassenbildung an Oberflächen von Gläsern B. Rauschenbach	181
5.1. Der Betrieb des Zyklotrons U-120 B. Anders und H. Odrich	185
5.2. Die Beschleunigung von Li-Ionen mit dem Zyklotron U-120 J. Dietrich, G. Kerber, W. Naumann und H. Odrich	185
5.3. Eine Impulsbogenspannungsquelle für die Zyklotron-Ionenquelle H. Büttig, P. Hartmann und H. Merker	187
5.4. Der Betrieb des Tandem-Generators EGP-10-1 H. Matthes und S. Turuc	188
5.5. Ein neues thermoelektrisches Gasdosierventil W. Pfestorf	189
5.6. Berechnung von Strahlverlusten am Tandem-Beschleuniger EGP-10-1 R. Hentschel	190
5.7. Der Betrieb des 2-MV-Van-de-Graaff-Generators H. Matthes	191

XIII

	Seite
5.8. Der Energiereglerkreis des 2-MV-Van-de-Graaff-Generators W. Probst	191
5.9. Ein Spannungsbegrenzer für Bandgeneratoren H. Treff	193
5.10. SCAPOT, BAHN und STRENGTH-Programme für ionenoptische Berechnungen und zur Lösung von Problemen der Hochspannungstechnik R. Günzel	194
5.11. ABAZY - ein Programm zur Berechnung von Ionen-Anfangsbahnen im Zyklotron U-120 J. Dietrich	194
5.12. Optimierung der Parametereinstellung bei Quadrupolen E. Richter	195
5.13. Verwendung eines Synchronmotors als Schrittmotor G. Pietzsch	196
5.14. Installation einer HF-Ionenquelle mit Fokussierungs- und Ablenkeinheit H. Helfer, K. Rehschuh, W. Sickenberger, J. Weinrich, A.I. Glotov und V.V. Kanaki	196
5.15. Erste Ergebnisse der Erprobung eines Röntgenspektrometers mit hochreinem Ge-Kristall D. Lehmann, G. Müller, G. Zschornack und G. Musiol	197
5.16. Berechnungen des Ionisationszustandes von Ionen in relativistischen Elektronenringen D. Lehmann, G. Müller, G. Zschornack und G. Musiol	199
6.1. Verbesserte Nachweisttechnik bei der Messung magnetischer Momente am Teilchenstrahl L. Käubler, H. Prade, L. Schneider, W. Schulze, F. Stary, E. Will, G. Lang und K. Faulstich	201
6.2. Messung der Linearpolarisation von γ -Strahlung am Zyklotron U-120 H. Prade, L. Funke, J. Döring, U. Hagemann, L. Käubler, H.-J. Keller, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter	204
6.3. Meßanordnung zur Bestimmung von Lebensdauern oberhalb 10^{-6} s am Teilchenstrahl E. Will	206
6.4. Ein schneller assoziierter Teilchen-Detektor zum Einsatz in Spaltquerschnittsmessungen mit 14-MeV-Neutronen R. Arlt, G. Musiol, H.G. Ortlepp, R. Teichner und W. Wagner	207
6.5. Identifikation assoziierter Teilchen der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ am Tandem-Beschleuniger R. Arlt, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, W. Wagner und R. Teichner	209
6.6. Ein Nanosekunden-Impulsdehner zur Spektrometrierung von Spaltkammerstromimpulsen R. Arlt, H.-G. Ortlepp und F. Weidhase	211
6.7. Abschirmung für einen Ge(Li)-Detektor in $(n,n'\gamma)$ -Experimenten mit Neutronen bis zu 15 MeV A. Kahn, G. Musiol und H.G. Ortlepp	212

	Seite
6.8. Einsatz von Lumineszenzdiolen zur kontinuierlichen Stabilitätskontrolle der Zeitauflösung eines Neutronenflugzeitspektrometers S. Sessonov und W. Seifert	213
6.9. Neutronen-Szintillationsdetektor mit n/γ -Diskrimination H. Guratzsch, G. Heintze, J. Hutsch und W. Pilz	214
6.10. Optimierung der Zeitauflösung von Szintillationszählern F. Stary, J. Fiedler und E. Schuster	214
6.11. Eine Apparatur zur Erprobung von Parallelplatten-Lawinenzählern W. Neubert und F. Dubbers	216
6.12. Erste Ergebnisse mit Parallelplatten-Lawinenzählern W. Neubert	219
6.13. Eine Startdetektoranordnung für das Massenspektrometer MSP-144 W. Neubert, K.D. Schilling und D. Walzog	220
6.14. Ein CAMAC-gesteuertes μ -Stop-Teleskop mit on-line Spektrenregistrierung W.D. Fromm und H.G. Ortlepp	221
6.15. Eine steuerbare Nanosekunden-Verzögerung im CAMAC-Standard P. Eckstein, D. Lehmann, G. Müller, G. Zschornack und G. Musiol	223
6.16. CAMAC-Geräteentwicklungen an der Technischen Universität Dresden F. Weidhase, P. Gerlach, R. Krause, W. Meiling, U. Meyer und M. Skäker	224
6.17. Impulsgenerator für Störuntersuchungen F. Gleisberg und F. Weidhase	226
6.18. Meßwerterfassungs- und Datenübertragungstrakt W. Boede und P. Reichel	228
6.19. On-line-Kopplung des Dreiachsenspektrometers TKS 400 an einen KRS 4200 F. Prokert, P. Reichel und V. Zamri	229
6.20. Einsatz des Rasterdisplays des TPA-1 zur Darstellung von zweidimensionalen Spektren G. Lang	231
6.21. Anschluß des 2048-Kanal-ADC an den TPA-1 über CAMAC F. Faulstich	232
6.22. Einsatz von CAMAC-Modulen in kernphysikalischen Experimenten K. Faulstich	233
6.23. Meßwerterfassung bei der Untersuchung des Deuteronenaufbruchs mit Neutronen H. Guratzsch, J. Möser, K. Faulstich und G. Lang	233

	Seite
7.1. Textbearbeitung mit Hilfe eines über CAMAC gekoppelten Bildschirmgeräts W.D. Fromm	235
7.2. ALGOL am KRS 4201 W.D. Fromm	236
7.3. Serviceprogramm für den KRS 4200 H. Woittennek	237
7.4. TEMP - ein Programm zur Berechnung der Temperaturverteilung ionenimplantierter Schichten bei Laserbestrahlung K.-H. Heinig und H. Woittennek	238
7.5. Programme zur Auswertung von Rückstreupektren R. Klages, J. Rüdiger und M. Voelskow	239
7.6. Ein adaptives Programm für die nicht-lineare Optimierung G. Winter	239
7.7. Zur Auswertung von Testspektren der IAEA G. Winter	241
7.8. Ein Programmsystem zur Auswertung von Untersuchungen mittels Positronenannihilation G. Brauer	243
7.9. Die Programme WINKPOL, POLARISATION, FLAESU, LP-DRUCK, LINEARPLOT und POLARI PLOT H.-J. Keller	244
7.10. COINZ und COIMA - zwei Programme zur Auswertung von Koinzidenzspektren auf Magnetband H.-J. Keller	245
7.11. EXNF - ein Programm zur Steuerung der rechnergekoppelten Meßapparatur (CAMAC) für Spaltquerschnittsmessungen bei neutroneninduzierter Kernspaltung W. Grimm, R. Krause und W. Meiling	246
7.12. Weiterentwicklung des Pakets von PROCESSING-, RETRIEVAL- und MAINTENANCE-Programmen zur Arbeit mit der Kerndatenbibliothek an der BESM-6 der TU Dresden R. Böse, D. Hermsdorf, P. Rösner, B. Schöneich und A. Viehweger	247
7.13. Die Arbeit der Neutronenkerndatenbibliothek an der BESM-6 der TU Dresden - Datenbestand und Serviceleistungen D. Hermsdorf und D. Seeliger	248
7.14. GENUF - ein Programmpaket für die Kleinrechner TPA 1001 zur Automatisierung von Goniometer-Experimenten R. Fülle	248

1. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNREAKTIONEN

Die Untersuchungen zu Problemen weniger Nukleonen, von Isobaranalogresonanzen, Reaktionen mit schweren Ionen sowie zur inelastischen Neutronenstreuung und Einschätzung von Kerndaten wurden im Berichtszeitraum fortgesetzt. Die Winkelverteilung bei der n-p-Endzustandswechselwirkung im protoneninduzierten Deuteronenaufbruch konnte bei $E_p = 8.5$ MeV gemessen werden. Messungen zur Klärung der Kern-Coulomb-Interferenzerscheinungen in der Streuung von ^{14}N an Mg zeigten, daß die aus dem Q-Wert-Effekt folgenden Voraussagen über die Lage des Interferenzminimums durch die Meßpunkte gut bestätigt sind. Die Besonderheit in der Lage der Kern-Coulomb-Interferenz bei Anregung des 1.98-MeV-Niveaus in ^{18}O konnte bestätigt werden. Die Ursache für diese Verschiebung des Interferenzminimums gegenüber dem Q-Wert-Effekt soll in weiteren Untersuchungen geklärt werden.

Die experimentellen Ergebnisse der Untersuchung des Reaktionsmechanismus in der Streuung von 3.4-MeV-Neutronen an Kernen wurden im Rahmen einer einfachen Modellbetrachtung analysiert. Die Ergebnisse zeugen von einer starken direkten Anregung kollektiver Freiheitsgrade im Gegensatz zu der bisherigen Annahme eines dominierenden Reaktionsablaufs in diesem Energiegebiet.

Von Mitarbeitern der TU Dresden zusammen mit Mitarbeitern des Chlopin-Radium-Instituts in Leningrad wurde mit Experimenten zur genauen Absolutbestimmung von Spaltquerschnitten von Isotopen der Elemente Uran und Plutonium bei der Bestrahlung mit schnellen Neutronen begonnen.

In gemeinsamer Arbeit von Mitarbeitern des ZfK Rossendorf mit Mitarbeitern im VIK Dubna wurden Untersuchungen über das Auftreten von Stoßwellen in relativistischen Kernstößen durchgeführt. Die Kernstrukturuntersuchungen mit Protonen von 640 MeV Einschußenergie wurden fortgesetzt.

Ein Höhepunkt im Berichtszeitraum auf dem Gebiet der Kernreaktionen war die Durchführung des Symposiums on Few-Particle Problems in Nuclear Physics in Potsdam vom 11. bis 14. Oktober 1977. Dieses Symposium war nicht nur für die Spezialisten des Wenig-Nukleonen-Problems sehr fruchtbringend. Die Diskussion aktueller Probleme wie die Frage des Ursprungs von Resonanzen und des Aufbaus der Kernmaterie aus Quarks war für alle Kernphysiker von großem Interesse.

I. Rotter

1.1. UNTERSUCHUNG DES REAKTIONSMCHANISMUS DURCH STREUUNG VON 3.4-MeV-NEUTRONEN

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

Die bei der Untersuchung der elastischen und unelastischen Streuung von Neutronen der Energie von 3.4 MeV an Atomkernen in einem weiten Massenbereich erzielten experimentellen Ergebnisse sind in [1,2,3,4] vorgestellt.

Zunächst erfolgte ein Vergleich des experimentellen Materials mit Rechnungen auf der Grundlage des optischen Kernmodells sowie mit Rechnungen nach der Theorie von Hauser-Feshbach und Moldauer auf der Grundlage des statistischen Kernmodells [5,6,7,8,9]. Da hierbei für eine Reihe von Kernen teilweise starke Abweichungen in der Form und im Beitrag der differentiellen unelastischen Wirkungsquerschnitte zwischen Rechnung und Experiment auftraten, die als direkte Reaktionsbeiträge aufgefaßt werden müssen, machten sich weitere theoretische Untersuchungen notwendig.

Dabei wurde die direkte Anregung kollektiver Freiheitsgrade in deformierten Kernen der 2e, 1d-Schale (^{23}Na , ^{24}Mg , ^{27}Al , ^{28}Si , ^{31}P) sowie in Kernen mit Vibrationsanregungsmoden der 2p, 1f-Schale (^{51}V , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{59}Co) betrachtet und der direkten Anregung von reinen Einteilchenzuständen $2f_{7/2}$, $1i_{13/2}$ von ^{209}Bi gegenübergestellt.

Die Beiträge der direkten Reaktionen in DWBA-Näherung wurden mit dem Programm DWUCK [14] durchgeführt. Einige Ergebnisse dieser Rechnungen sind in [10] und ausführlich in [11] behandelt. In Abb. 1 und 2 sind als Beispiele die experimentellen und berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte von ^{23}Na und ^{56}Fe angegeben. Die angeschriebenen Zahlenwerte charakterisieren Energie, Spin und Parität des entsprechenden Zustandes.

In den Abbildungen sind noch die experimentellen differentiellen elastischen Wirkungsquerschnitte enthalten sowie die auf der Grundlage des optischen Modells berechneten elastischen Wirkungsquerschnitte ((S) formelastischer Wirkungsquerschnitt, (C) compoundelastischer Wirkungsquerschnitt, (T) totaler Wirkungsquerschnitt).

Der berechnete Gesamtwirkungsquerschnitt der unelastisch gestreuten Neutronen wurde durch inkohärente Überlagerung von Compoundanteil (HFC) und direktem Reaktionsanteil (DWBA) gewonnen.

Für den ersten angeregten 2^+ -Zustand von ^{56}Fe wird die Form der experimentellen Winkelverteilung gut durch die berechnete Summenkurve wiedergegeben. Der Differenzbetrag zwischen dem experimentellen Wirkungsquerschnitt und dem nach Hauser-Feshbach (HFC) berechneten Wirkungsquerschnitt wird durch den DWBA-Beitrag verringert, aber nicht vollständig erklärt.

Für den ersten angeregten $5/2^+$ -Zustand von ^{23}Na wird eine gute Repräsentation in Form und Betrag für kleine und mittlere Winkel erreicht.

Die erzielte Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist im Rahmen der einfachen Modellbetrachtung einer inkohärenten Überlagerung von DWBA und Hauser-Feshbach-Anteil und der Beschränkung auf Einstußenprozesse (DWBA) ohne Berücksichtigung von Kanalkopplungseffekten zu sehen.

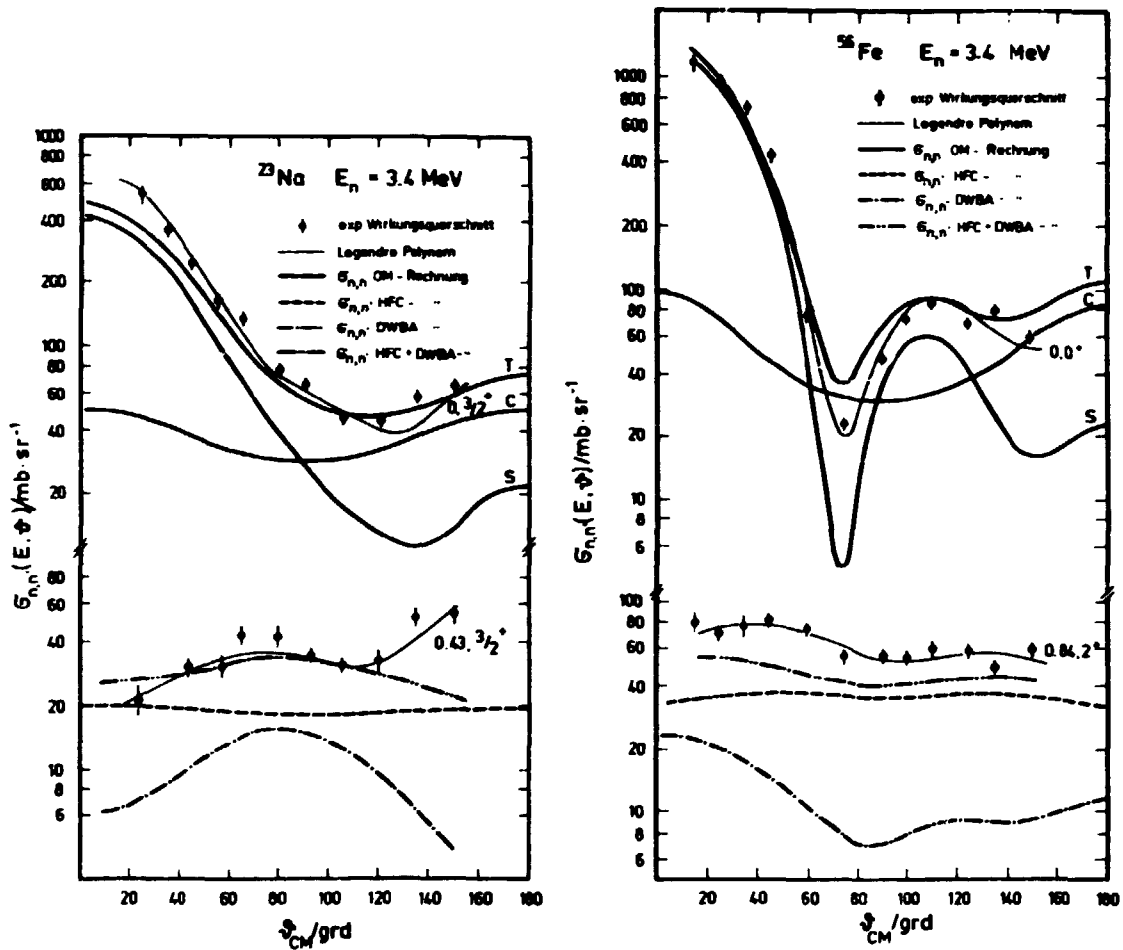


Abb. 1

Halblogarithmische Darstellung der theoretischen und experimentellen differentiellen elastischen und unelastischen Wirkungsquerschnitte von ^{23}Na für 3.4-MeV-Neutronen

Abb. 2

Halblogarithmische Darstellung der theoretischen und experimentellen differentiellen elastischen und unelastischen Wirkungsquerschnitte von ^{56}Fe für 3.4-MeV-Neutronen

Die erhaltenen Ergebnisse stehen im Widerspruch zu der bisherigen Annahme eines dominierenden statistischen Reaktionsablaufes in diesem Energiegebiet und unterstützen die neueren Ergebnisse einiger Autoren [12,13], die über eine starke direkte Anregung kollektiver Freiheitsgrade berichten.

L i t e r a t u r

- [1] Mohamed, M. et al., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 33
- [2] Schweitzer, T. et al., Jahresbericht ZfK-283 (1974) 7
- [3] Abdel-Harith, M. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 15
- [4] Schweitzer, T., Jad. Konstanty 22 (1976) 15
- [5] Schweitzer, T. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 11
- [6] Schweitzer, T. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 11
- [7] Abdel-Harith, M. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 13
- [8] Schweitzer, T. et al., Kernenergie 2 (1977) 174
- [9] Schweitzer, T. et al., Konferenzbericht Trieste IAEA-190, Vol. I (1976) 243

- [10] Schweitzer, T. et al., IV. Allunionekonf. über Neutronenphysik, Kiew. (1977), (im Druck)
- [11] Schweitzer, T. und S. Unholzer, Dissertation, TU Dresden (1977)
- [12] Tanaka, S., JAERI M5984 (1975) 312
- [13] Lagrange, C. et al., Phys. Lett. 58 (1975) B293
- [14] Kunz, P.D., private Mitteilung

1.2. UNTERSUCHUNG DER TEILCHENWECHSELWIRKUNG AUF GRUND DER SPINABSCHNEIDEFAKTOREN ANGEREGTER ATOMKERNE

D. Hermsdorf, A. Meiser, S. Sassonov, D. Seeliger und K. Seidel
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Im Rahmen der statistischen Theorie wird die Niveaudichtefunktion für den angeregten Atomkern beschrieben durch den Niveaudichteparameter a im energieabhängigen Term und den Spinabschneidefaktor G , der die Drehimpulsverteilung charakterisiert.

Aus der Analyse der Winkelverteilung der emittierten Neutronen auf der Basis der experimentellen differentiellen Querschnitte σ_{nM} (14.6 MeV; E, θ) [1] wurde der Spinabschneidefaktor G für 30 Nuklide bei der Anregungsenergie $U \approx 11$ MeV gewonnen [2]. Die Ergebnisse zeigt Abb. 1 zusammen mit den entsprechenden Werten von [3] und [4]. Außerdem sind in der Abbildung Vergleichskurven für verschiedene Werte des Kernträgheitsmoments $\mathcal{J}$, bezogen auf das Trägheitsmoment $\mathcal{J}_0$ einer starren Kugel mit der Masse $m_0 A$ und dem Radius $r_0 A^{1/3}$, angegeben.

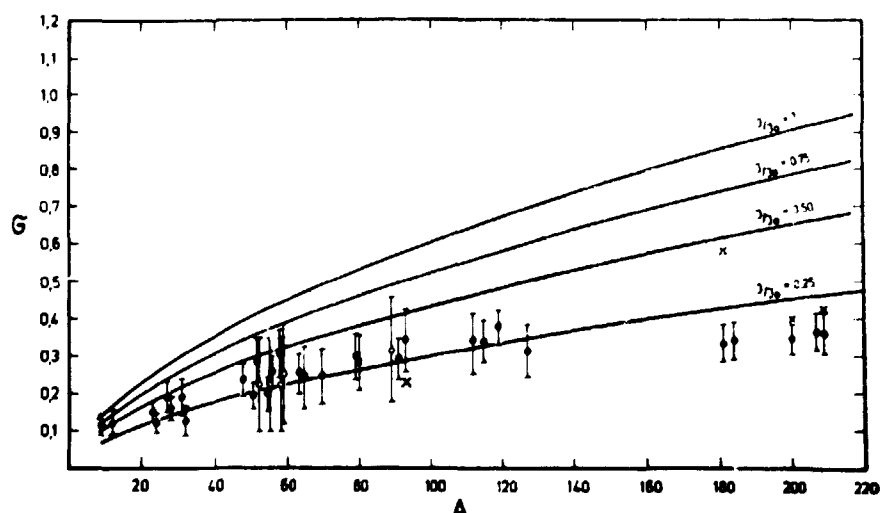


Abb. 1
Massenzahlabhängigkeit des Spinabschneidefaktors
($\bullet$ - vorl. Arbeit, $\circ$ - [3], x - [4])

Als Ursache für die reduzierten Werte des Kernträgheitsmomente können aus unterschiedlichen Gründen Paar Korrelationen vom Supraleitfähigkeitstyp und Schaleneffekte ausgeschlossen werden.

Als plausible Erklärung für die reduzierten Werte des Kernträgheitsmomente wird der Einfluß von Teilchenwechselwirkungen des in [5] untersuchten Type, der sich

wesentlich von Paarbildungs- und Schaleneffekten unterscheidet, angenommen. Als Ergebnis wurden von Ignatjuk die Niveaudichtefunktionen $\rho(U, I)$ berechnet, die sich von den aus der statistischen Theorie unabhängiger Teilchen bekannten Beziehungen nur durch die Größe des Spinabschneidefaktors unterscheidet. Ursache dafür ist der infolge der Teilchenwechselwirkung reduzierte Wert des Kernträgheitsmoments $\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 (1 + g f^2)$, mit dem asymmetrischen spinabhängigen Teil des effektiven Wechselwirkungspotentials f^2 als quantitativem Kriterium. Aus den bei der Analyse der Winkelverteilung der emittierten Neutronen ermittelten reduzierten Werten des Spinabschneidefaktors wurde die Größe f^2 auf experimenteller Grundlage ermittelt [2]. Abb. 2 zeigt die Ergebnisse. Im Gebiet der leichten und mittelschweren Kerne nimmt f^2 mit zunehmender Massenzahl ab und hat bei $A > 70$ im Rahmen der Genauigkeit der Analyse den konstanten Wert 0.3 ... 0.5 MeV. Die Stärke der effektiven Wechselwirkung ist also wirklich gering im Vergleich mit dem bekannten Einteilchen-Wechselwirkungspotential. Dieser Fakt steht in Übereinstimmung mit den Annahmen in [5], wonach das System der wechselwirkenden Teilchen als schwach nichtideales Gas interpretiert wird. Andererseits ist für schwere Kerne dieser Wert um den Faktor 5...10 größer als die analoge Konstante aus der Theorie endlicher Fermi-Systeme [6]. Die Ursachen dieser Abweichung sind bisher unklar.

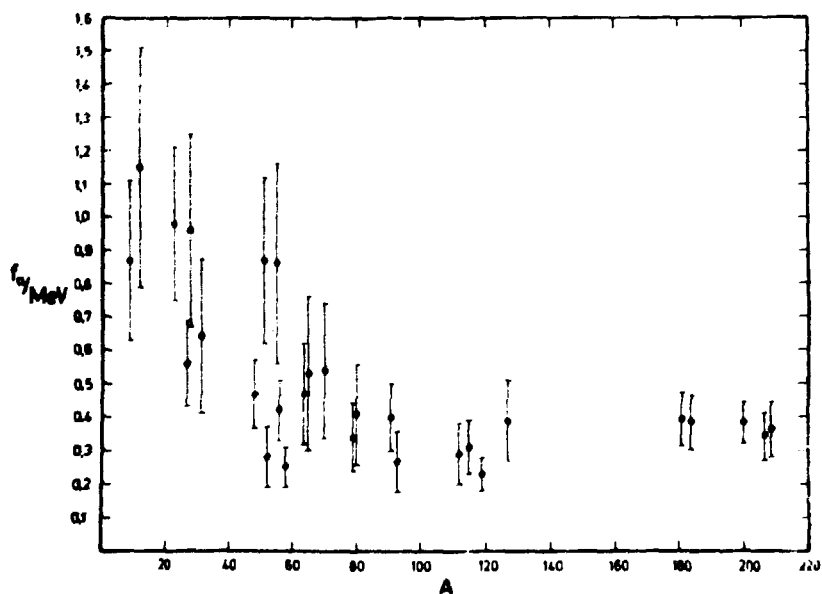


Abb. 2
Massenzahlabhängigkeit des asymmetrischen spinabhängigen Teils f^2 der effektiven Wechselwirkung

L i t e r a t u r

- [1] Hermsdorf, D. et al., ZfK-277 (1975)
- [2] Hermsdorf, D. et al., IV. Allunionskonf. über Neutronenphysik, Kiew, (1977) (im Druck)
- [3] Birjukov, N.S. et al., Jad. Konstanty 12 (1975) 84
- [4] Akiyoshi, T. et al., J. Nucl. Sci. Technol. 11 (1974) 523
- [5] Ignatjuk, A.V., Izvest. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. 38 (1974) 172

1.3. UNTERSUCHUNG VON ISOBAR-ANALOG-RESONANZEN IN DER REAKTION $^{109}\text{Ag}(p,n)$

J. Kayser, W. Pilz, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Reaktionen $^{109}\text{Ag}(p,n)$ und $^{109}\text{Ag}(p,p)$ wurden im Energiebereich $6.38 \text{ MeV} \leq E_p \leq 7.06 \text{ MeV}$ am Tandem-Beschleuniger des ZfK Rossendorf untersucht. Dabei konnten drei Isobar-Analog-Resonanzen (IAR) identifiziert werden (Energien im Laborsystem):

- (1): $E_{\text{IAR}} = (6.43 \pm 0.01) \text{ MeV}; \quad \Gamma = (35 \pm 10) \text{ MeV}$
 (2): $E_{\text{IAR}} = (6.665 \pm 0.005) \text{ MeV}; \quad \Gamma = (40 \pm 5) \text{ MeV}$
 (3): $E_{\text{IAR}} = (6.960 \pm 0.005) \text{ MeV}; \quad \Gamma = (45 \pm 5) \text{ MeV}.$

Die ermittelten Resonanzenergien stimmen gut mit [1], jedoch nicht mit [2] überein.

In und außerhalb der IAR (2) und (3) wurden kontinuierliche Neutronenspektren bei fünf Meßwinkeln ($20^\circ, 40^\circ, 80^\circ, 140^\circ, 160^\circ$) mit dem Multidetektor-Neutronenflugzeitspektrometer gemessen. Aus diesen Messungen wurde der Resonanzquerschnitt nach folgender Beziehung ermittelt:

$$\frac{d^2 \sigma_{\text{IAR}}(U, \xi)}{dU d\xi} = \frac{d^2 \sigma(U, \xi)}{dU d\xi} - \frac{d^2 \sigma_{\text{n}}(U, \xi)}{dU d\xi}$$

U - Anregungsenergie des Restkerns

σ - Querschnitt im Maximum der IAR

σ_{n} - Nichtresonanzquerschnitt im Maximum der IAR, der sich durch Extrapolation aus den Messungen außerhalb der IAR ermitteln läßt.

Interferenzterme werden hierbei vernachlässigt.

Weiterhin wurde das Verhältnis von Resonanz- und Nichtresonanzquerschnitt

$$V(U, \xi) = \frac{d^2 \sigma_{\text{IAR}}(U, \xi)}{dU d\xi} / \frac{d^2 \sigma_{\text{n}}(U, \xi)}{dU d\xi}$$

ermittelt.

Es wurden folgende Besonderheiten festgestellt:

- Für beide untersuchte IAR hängt V von U ab, d.h., die Form der Neutronenspektren ändert sich in den IAR (s. Abb. 1).
- Bei beiden IAR wächst V für $U \gtrsim 3 \text{ MeV}$ mit wachsendem U (s. Abb. 1).
- Die Spektrformen in beiden IAR unterscheiden sich wesentlich voneinander. Es gilt:

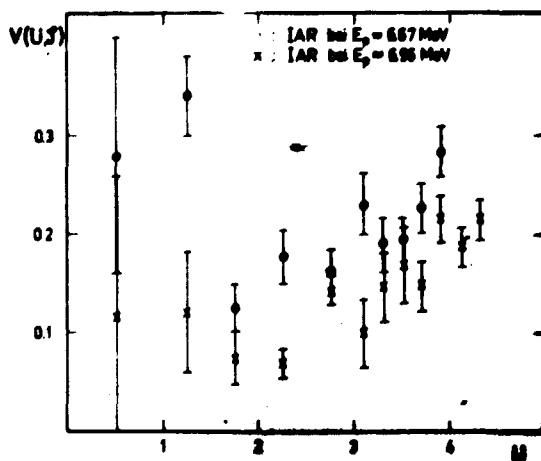


Abb. 1

$V(U, \xi)$ für zwei IAR in $^{109}\text{Ag}(p,n)$

$$\int_{U=0}^{2.5 \text{ MeV}} \frac{d^2 \sigma_{\text{IAR}}}{dU d\Omega} dU \int_{U=2.5 \text{ MeV}}^{4 \text{ MeV}} \frac{d^2 \sigma_{\text{IAR}}}{dU d\Omega} dU = \begin{matrix} 0.21 \pm 0.02 & \text{für (2)} \\ 0.09 \pm 0.02 & \text{für (3)} \end{matrix}$$

- In der IAR (2) wurde im Neutronenspektrum bei $U = 2.4 \text{ MeV}$ ein Peak beobachtet, der in der IAR (3) und außerhalb der IAR nicht auftritt.
- Für den Resonanzquerschnitt konnte keine Anisotropie der Winkelverteilung festgestellt werden. Allerdings sind für kleine U die experimentellen Fehler sehr groß.

Aus den vorliegenden Meßergebnissen wurden Informationen über den Mechanismus des isospinverbotenen Neutronenzerfalls von IAR abgeleitet.

L i t e r a t u r

- [1] Harchol, M. et al., Nucl. Phys. A90 (1967) 473
- [2] Shugart, C.G. et al., Phys. Rev. 178 (1968) 1836

1.4. MESSUNG DES ALPHA-SPEKTRUMS DER KERNREAKTION $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$

R. Arlt, G. Musiol, P. Schneider, D. Seeliger und W. Wagner
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Das Alphateilchen-Spektrum der Reaktion $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ wurde bei einer Neutroneneinschüßenergie von $(14.72 \pm 0.25) \text{ MeV}$ mit Hilfe eines Halbleiterdetektor-Teleskops [1] gemessen.

Das Target bestand aus einer freitragenden $16.2 \mu\text{m}$ dicken Al-Folie. Die Teilchendiskriminierung war im Energieintervall $((5.5 - 11.0) \pm 0.2) \text{ MeV}$ möglich [6].

Eine effektive Unterdrückung (ca. 10^{-4}) des starken zeitlich korrelierten und zufälligen Untergrundes im Teleskop, der durch den direkten Neutronenbeschuß und die Raumrückstreuung entsteht, gelang mit der Torung des Energiesignals durch eine schnelle Koinzidenz zwischen ΔE - und E-Detektor. Eine weitere Verbesserung des Effekt-Untergrund-Verhältnisses bringt die Optimierung der Teleskopgeometrie. Abb. 1 zeigt einen Vergleich des auf Energieverluste im ΔE -Detektor korrigierten Spektrums mit anderen Arbeiten [2,3,4,5]. An den Meßdaten konnte der Niveaudichteparameter des Restkernes ^{24}Na für den vereinfachten Ansatz der Niveaudichtefunktion nach dem Fermi-Gasmodell zu $(4.4 \pm 1.0) \text{ MeV}^{-1}$ bestimmt werden. Er liegt im Streubereich der Werte der anderen Autoren.

Genauere Messungen verlangen eine verbesserte Geometrie des Experimentes, eine stärkere Reduzierung des Untergrundes und numerische Korrekturverfahren. Das ist nur mit einer komplizierteren Nachweisapparatur und wesentlich verlängerter Meßzeit möglich [6].

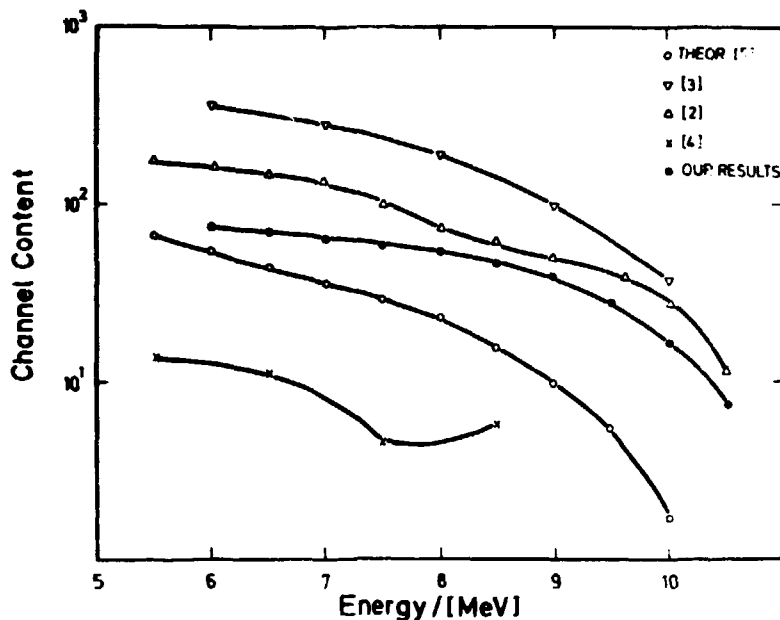


Abb. 1

Vergleich des mittleren Verlaufs der Alpha-Spektren aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ (halblogarithmische Darstellung)

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 171
- [2] Irfan, H. und W. Jack, Proc. Phys. Soc. 81 (1963) 800
- [3] Patzak, W. und H. Vonach, Nucl. Phys. 39 (1962) 263
- [4] Cerolani, A., Nuov. Cim. 16 (1960) 325
- [5] Seebeck, U. und M. Bormann, Nucl. Phys. 68 (1965) 387
- [6] Schneider, P., Diplomarbeit, TU Dresden (1976)

1.5. VERGLEICHENDE EINSCHÄTZUNG EMPFOHLENER NEUTRONENKERNDATEN FÜR Fe

D. Hermsdorf und F. Smoll

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Ergebnisse einer Einschätzung sind objektiv maßgeblich davon abhängig, in welchem Umfang gesichertes experimentelles Datenmaterial verfügbar ist. Zum anderen sind jedoch subjektive Einflüsse, beruhend auf unterschiedlichen Auswahlkriterien und Bearbeitungsmethoden sowie dem Einsatz (oder der Bevorzugung) verschiedener theoretischer Berechnungsmöglichkeiten (Kernmodelle) nicht auszuschließen. Erst wenn eine Aussage über die quantitativen Auswirkungen derartiger Einflüsse vorliegt, kann die Qualität einer Einschätzung bewertet werden. Eine einfache Möglichkeit zur Bestimmung subjektiver Einflüsse stellt der kritische Vergleich verschiedener verfügbarer empfohlener Datensätze dar.

Auf Vorschlag des Kerndatenzentrums des PEI Obninsk wird mit einer derartigen Analyse für Fe (im natürlichen Isotopengemisch) begonnen, um die Qualität des sowjetischen Datenfiles (Bibliothekenummer 2012 [1]) zu testen.

In der ersten Etappe dieser Arbeit wurden alle im internationalen Austausch verfügbaren Files verschiedener Bibliotheken beschafft und vergleichbare Daten in Form graphischer Darstellungen gegenübergestellt. Ein besonders illustratives Beispiel zeigt Abb. 1, in der entsprechende Datensätze der Bibliotheken SOKRATOR [1], KEDAK [2], SAND-II [3] und ENDL-2 [4] dargestellt sind.

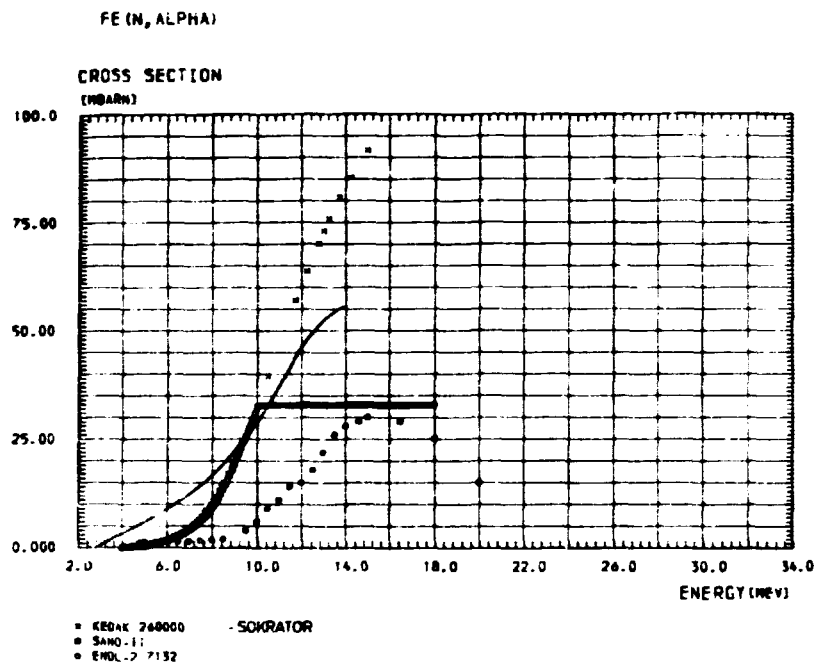


Abb. 1

Gegenüberstellung der in verschiedenen Bibliotheken für den Reaktionskanal $\text{Fe}^{\text{nat}}(n,\alpha)$ empfohlenen Kerndaten

In Fortführung der Arbeiten sind nun die Ursachen für die Diskrepanzen zwischen den einzelnen Datensätzen zu untersuchen. Dazu werden neueste experimentelle Ergebnisse als auch Berechnungen im Rahmen verschiedener kerntheoretischer Modelle herangezogen. Erste Ergebnisse dieser zweiten Etappe konnten mit den Mitarbeitern des Kerndatenzentrums des PEI Obninsk bereits diskutiert werden.

L i t e r a t u r

- [1] Vozyakov, V.V. und V.V. Filipov, Jad. Konstanty 20 (1975) 41
Bychkov, V.M. et al., Jad. Konstanty 20 (1975) 46
Bychkov, V.M. et al., INDC (CCP)-86/G (1975)
Bychkov, V.M. et al., III. Allunionskonf. über Neutronenphysik, Kiew, Teil 1 (1975) 160, 176, 186
Bychkov, V.M. et al., INDC (CCP)-90/U (1976)
- [2] Schmidt, J.J., KFK-120 (1966)
Meyer, R., KFK, interner Bericht (1970)
- [3] Simons, R.L. and W.N. McElroy, BNWL-1312 (1970)
- [4] Howerton, R., UCRL-50400, Vol. 15 (1976)

1.6. DARSTELLUNG EMPFOHLENER NEUTRONENKERNDATEN FÜR ^{93}Nb IM FORMAT SOKRATOR FÜR DIE SOWJETISCHE BIBLIOTHEK EINGESCHÄTZTER KERNDATEN

D. Hermedorf und E. Schmidt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Arbeiten zur Einschätzung der Neutronenwechselwirkungsquerschnitte für ^{93}Nb im Bereich der Neutroneneinschussenergie zwischen 20 keV und 20 MeV, über die an verschiedenen Stellen bereits ausführliche Publikationen vorliegen [1], fanden nunmehr ihren Abschluß mit der Darstellung des gewonnenen Zahlenmaterials im Format SOKRATOR der sowjetischen Bibliothek eingeschätzter Kerndaten.

Der Kodierung ging ein intensives Studium aller verfügbaren Beschreibungen des Formats voraus [2], um eine dem aktuellsten Stand entsprechende deutsche Übersetzung zu erarbeiten. Bei der Erstellung des Datenfiles für Nb wurde festgestellt, daß die gegenwärtig im Format definierten Reaktionstypen nicht ausreichen, um das gesamte vorliegende Material zu erfassen. Entsprechende Vorschläge zur Erweiterung des Formats SOKRATOR wurden den Autoren über das Kerndatenzentrum des PEI Obninsk unterbreitet.

Der gesamte File für ^{93}Nb trägt die Bibliothekenummer 1501, umfaßt 1384 Rekorde und ist auf Magnetbändern für die BESM-6 als auch auf 7- bzw. 9-Spur-Magnetbändern verfügbar.

L i t e r a t u r

- [1] Hermedorf, D. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 13
Hermedorf, D. et al., Jad. Konstanty 20 (1975) 62
Hermedorf, D. et al., III. Allunionskonf. über Neutronenphysik, Kiew, Teil 1 (1975) 190
Hermedorf, D. et al., Proc. Nucl. Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation, Trieste, IAEA-190, Vol. II (1975) 301
Hermedorf, D. et al., Kernenergie 20 (1977) 166
- [2] Kolesov, V.E. and M.N. Nikolaev, The Evaluation of Neutron Nuclear Data, Vienna 1971, Proceedings (1973) 213
Kolesov, V.E. und M.N. Nikolaev, Yad. Konstanty 8 (1972) 3
Nikolaev, M.N., Yad. Konstanty 16 (1974) 35

1.7. BESTIMMUNG DES SPALTQUERSCHNITTS VON ^{235}U BEIM BESCHUSS MIT 14,7-MeV-NEUTRONEN

R. Arlt, W. Grimm, R. Krause, G. Musiol, H.G. Ortlepp, R. Teichner,
W. Wagner und F. Weidhase

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

I.D. Alchasov und V.I. Spakov

Chlopin-Radium-Institut Leningrad

Als erster Schritt bei der Realisierung eines langfristigen Meßprogrammes [1] zur genauen Absolutbestimmung von Spaltquerschnitten von Isotopen der Elemente Uran und Plutonium bei der Bestrahlung mit schnellen Neutronen wurde der Spaltquerschnitt von ^{235}U bei einer Neutroneneinschussenergie von $(14,70 \pm 0,15)$ MeV bestimmt.

Als Spaltprodukt-detektor diente eine schnelle Impulsspaltkammer, in der das Meßtarget angebracht war. Die auf das Spalttarget treffenden Neutronen der $t(d,n)\alpha$ -Reaktion wurden mit einem Szintillationsdetektor (siehe Bericht 6.4.) durch Zählung der assoziierten α -Teilchen (N_α) in Koinzidenz mit den in der Spaltkammer registrierten Spaltbruchstücken (N_f^k) gezählt. Auf diese Weise läßt sich der Spaltquerschnitt

$$\sigma_f = N_f^k / (N_\alpha \cdot n)$$

mit n als Zahl der Uranatome pro cm^2 bestimmen, ohne daß die genaue Geometrie der Detektoren bekannt sein muß [2]. Es muß jedoch gewährleistet sein, daß der assoziierte Neutronenkonus vollständig die Fläche des Spalttargets durchsetzt.

Um die zeitaufwendigen Messungen zu automatisieren, wurde ein rechnergekoppeltes Experiment im Standard CAMAC aufgebaut [3].

Die angestrebte Genauigkeit von (1 - 2) % wurde durch folgende Kontrollmaßnahmen und Korrekturen erzielt:

1. Genaue Topografie des assoziierten Neutronenkonus, um die Bedingung, daß alle zum Konus gehörenden Neutronen das Spalttarget treffen können, exakt zu prüfen.
2. Genaue Kontrolle von eventuellen Zählverlusten (Effektivität der Koinzidenzschaltung, Verwendung eines 150-MHz-Zählers zur α -Teilchen-Zählung, da Zählraten bis zu $2 \cdot 10^5$ A/s verarbeitet werden müssen).
3. Genaue Bestimmung der unteren Schwelle des Zeitzweiges und damit der Ansprechschwelle der Spaltkammer.
4. Korrekturen auf:
 - zufällige Koinzidenzen = (1 - 3) %
 - aus dem Konus gestreute Neutronen = (1 - 2) %
 - Nachweiseffektivität der Spaltkammer bei $E_n = 14.7$ MeV
(Verluste durch Absorption im Target unter Berücksichtigung der Anisotropie der Spaltprodukte).

Es wurde folgendes vorläufige Meßergebnis erhalten:

Target	Flächengewicht	$\sigma_f \pm$ Standardabweichung	Genauigkeit
^{235}U	$256.7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	(2.073 ± 0.023) barn	1.1 %

Das Meßtarget ($\varnothing$ 21 mm) wurde durch HF-Sputtering hergestellt und wies eine hohe Gleichmäßigkeit der Beschichtung auf (< 0.5 %). Die Hauptbeiträge zum angegebenen Fehler kommen vom statistischen Fehler der Messung (0.48 %) sowie vom Fehler der Flächengewichtsbestimmung (%) des Targets.

Nach der genauen Endauswertung der Messungen kann man einschätzen, daß der in einigen gebräuchlichen Kerndatenfiles angegebene Spaltquerschnitt für ^{235}U bei 14.7 MeV zu groß ist (siehe Abb. 1).

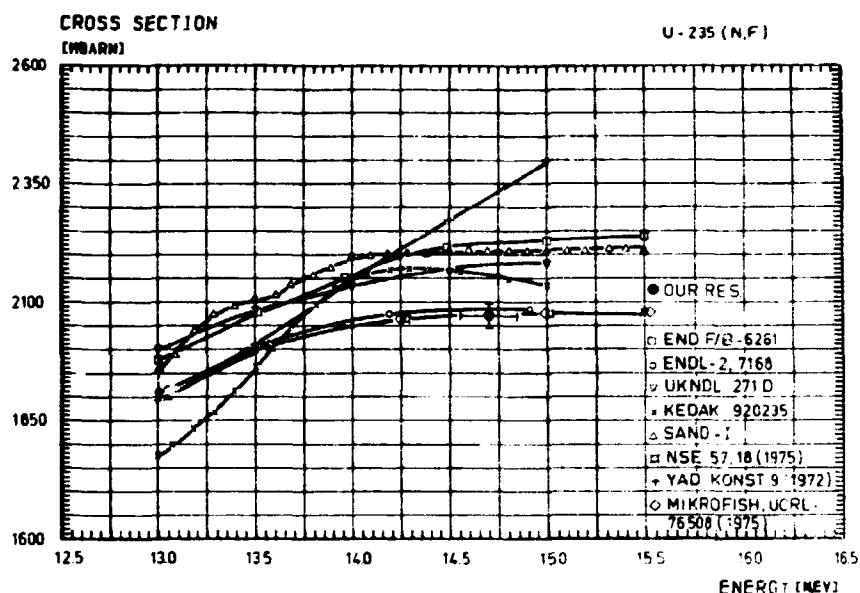


Abb. 1

Zusammenstellung gebräuchlicher Kerndatenfiles bei Neutroneneinschussenergien um 14 MeV für $^{235}\text{U}(n,f)$. Das Ergebnis unserer Messungen ist durch einen Vollkreis gekennzeichnet.

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 173
- [2] Alchasov, I.D. et al., II. Allunionskonf. über Neutronenphysik, Kiew, Teil 4 (1973) 13
- [3] Grimm, W. et al., IX. Int. Symp. f. Kernelektronik, Varna (1977)

1.8. WINKELVERTEILUNG DER α -TEILCHEN AUS DER REAKTION $^{27}\text{Al}(p,\alpha)^{24}\text{Mg}$ BEI $E_p = 1002 \text{ keV}$

D. Lehmann, H. Gruber und W. Dolak
Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Bei einer Resonanzenergie von $E_p = 1002 \text{ keV}$ wurden die Winkelverteilungen der α -Teilchen aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\alpha_{0,1})^{24}\text{Mg}$ mit Festkörperspurdetektor (Zelluloseacetatfolie vom VEB ORWO Wolfen) im Winkelbereich zwischen 20° und 170° aufgenommen. Das freitragende Al-Target besaß dabei eine energetische Dichte von 13 keV . Die ausgewählte Resonanz ist durch folgende Parameter charakterisiert [1]:

$$J^\pi = 4^+; E_X(^{28}\text{Si}) = 12.548 \text{ MeV}; \Gamma_{\text{tot}} = 1.5 \text{ eV}; S_{p,\alpha} = 2.4 \text{ eV}.$$

Der Q-Wert der betrachteten Reaktion läßt den α -Zerfall sowohl zum Grundzustand ($Q(p,\alpha_0) = 1600.5 \text{ keV}$) als auch zum ersten angeregten Zustand im Magnesium ($Q(p,\alpha_1) = 232 \text{ keV}$) zu. Die geringe Stärke des Zerfalls zum Grundzustand sollte auch den Nachweis des α_1 -Zerfalls erlauben. Die Energieauflösung der verwendeten Detektoren reichte aus, um beide Gruppen trennen zu können (Abb. 1)

Ein besonderes Problem besteht in der Monitorierung der Resonanzenergie. Hier versagen Methoden des direkten α -Teilchennachweises. Wir verwendeten deshalb die benachbarte Resonanz der $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ -Reaktion bei $E_{\text{res}} = 992$ keV, um eine kontinuierliche Energiemonitorierung zu gewährleisten.

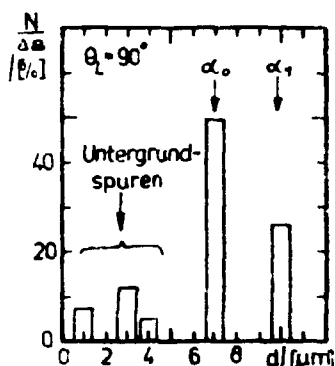


Abb. 1

Energiespektrum der mit Festkörperspurdetektor registrierten α -Teilchen aus der Reaktion $^{27}\text{Al}(p,\alpha)^{24}\text{Mg}$ bei $E_p = 1002$ keV

Bei einer Protoneninzidenzenergie von 1005 keV liegt die (p,α) -Resonanz stets innerhalb dieses 13 keV dicken Al-Targets. Im Faraday-Becher hat der Teilchenstrahl dann noch 992 keV Energie. Ein dort angebrachtes zweites Al-Target zeigt also gerade die erwähnte resonante γ -Ausbeute. Dieser Sachverhalt wurde zur Suche und kontinuierlichen Fixierung der notwendigen Inzidenzenergie benutzt.

Die experimentellen α -Winkelverteilungen konnten durch Entwicklung nach Legendre-Polynomen unter Verwendung des Programms LEGFIT [2] optimal angepaßt werden.

Die weitere Auswertung der α_0 -Winkelverteilung geschah mit Hilfe der R-Matrix-Theorie unter Verwendung der in [3] definierten Mischungsparameter für Kanalspin (τ) und Bahndrehimpuls (ℓ_1, ℓ_2).

Für die untersuchte 4^+ -Resonanz ergeben sich aus den Legendre-Entwicklungskoeffizienten folgende Mischungsparameter für die Bildung des hochangeregten Compoundkern-Zustandes [4]:

$$\tau = 0,744 ;$$

$$\ell_1 = -0,016; \ell_2 = 0,286.$$

Der große τ -Wert weist auf einen bedeutenden Anteil mit dem Kanalspin $s = 3$ für die Anregung dieses Zustandes hin. Abbildung 2a zeigt Meßwerte und theoretische Kurve für die α_0 -Winkelverteilung.

Die (p, α_1) -Reaktion kann im Ausgangekanal wegen des Kanalspins $s = 2$ über mehrere Bahndrehimpuls-werte verlaufen, so daß die für die

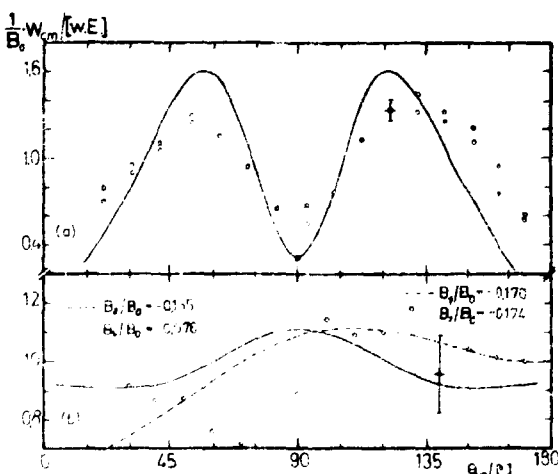


Abb. 2

Experimentelle normierte α -Winkelverteilung für $E_p = 1002$ keV

a) α_0 -Verteilung mit PALFA-Fit [3]

b) α_1 -Verteilung mit Legendre-Anpassung

Grundzustandsreaktion eingeführte Auswertemethode in diesem Fall versagt. In Abb. 2b sind neben den experimentellen Werten noch zwei Legendre-Anpassungen eingetragen.

L i t e r a t u r

- [1] Endt, P.M. and C. van der Leun, Nucl. Phys. **A214** (1973) 1
- [2] Dolak, W., Programm LEGFIT, KMU Leipzig (1977), unveröffentlicht
- [3] Dolak, W. et al., Jahresbericht ZfK-283 (1974) 20
- [4] Gruber, H. und V. Neumann, Diplomarbeit, KMU Leipzig (1977)

1.9. NACHWEIS RADIOAKTIVER FRAGMENTE AUS RELATIVISTISCHEN KERNSTÖßEN

G. Winter, W.D. Fromm und E. Will

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

H. Soden

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Bei der Untersuchung von Fragmenten aus relativistischen Kernstößen treten Erscheinungen auf, die mit außergewöhnlichen Prozessen in der Kernmaterie in Verbindung gebracht werden. Beispielsweise wird das Auftreten seitlicher Maxima in der Winkelverteilung bestimmter Fragmente als Hinweis für die Ausbildung von Stoßwellen in der Kernmaterie angesehen [1,2]. Bei der Fragmentierung schwerer Kerne kann man annehmen, daß Fragmente mit Massenzahlen unterhalb 40 bis 50 bevorzugt bei zentralen Stößen entstehen und deshalb Informationen über besonders energiereiche Systeme liefern können.

Da man viele Fragmente aufgrund ihrer radioaktiven Gammastrahlung identifizieren kann, sollte in unseren Experimenten die Frage untersucht werden, ob diese Methode auch zur Bestimmung von Energie- und Winkelverteilung der Fragmente geeignet ist. Zu diesem Zweck wurde ein Goldtarget der Dicke 5.5 mg/cm^2 mit $3 \cdot 10^{14}$ Protonen der Energie 10 GeV am Synchrophasotron im Laboratorium für hohe Energien des VIK Dubna bestrahlt. Die gebildeten Fragmente wurden in Laveanfolien der Dicke 0.8 mg/cm^2 aufgefangen, wobei jeweils 10 Folien für die Vorwärts- und die Rückwärtsrichtung vorhanden waren. Informationen über die Energieverteilung lassen sich aus den relativen Aktivitäten in den Folien eines Pakets ableiten. Eine integrale Aussage zur Winkelverteilung kann man aus dem Aktivitätsverhältnis der Folien in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung gewinnen.

Da keine chemische Trennung durchgeführt wurde, erfaßt man bei diesen Messungen meist das langlebige Isobar einer Zerfallkette. Demzufolge sind alle Aussagen als Mittelwerte für die jeweilige Massenzahl anzusehen.

In Abb. 1 sind zwei Gammespektren der Folien dargestellt, in denen die Fragmente in Vorwärtsrichtung aufgefangen wurden. Das obere Spektrum ist kurz nach der Bestrahlung von den Folien 1 und 2 aufgenommen (die Folie 1 liegt dem Target am nächsten). Das untere Spektrum bezieht sich auf die Folien 3 und 4 und damit auf

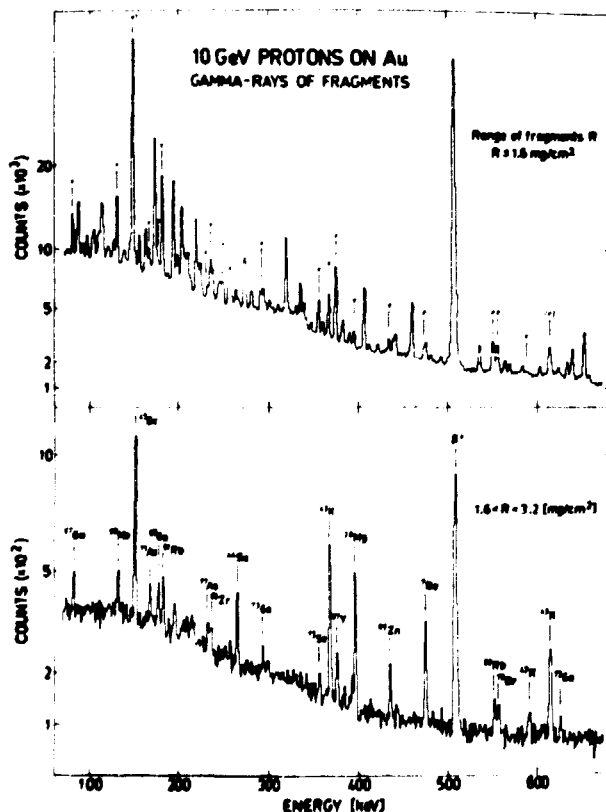


Abb. 1

Gammespektren der Fragmente, die bei Bestrahlung von Gold mit 10 GeV Protonen entstehen. Die Positionen der Linien im unteren Spektrum sind im oberen Spektrum durch Kreuze markiert.

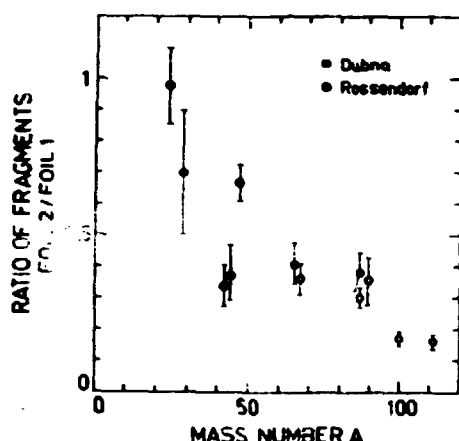


Abb. 2
Verhältnis der Fragmente, die in Folie 1 und Folie 2 abgestoppt werden.
Folienstärke 0.8 mg/cm² Lavan.

Fragmente, deren Reichweite größer ist als 1.6 mg/cm². Es ist leicht zu erkennen, daß dieses Spektrum weniger Linien enthält als das obere und die Linien in diesem Spektrum hauptsächlich von leichten Fragmenten stammen. Das Verhältnis der Aktivitäten in Folie 1 zu Folie 2 ist für einige Fragmente in der Abb. 2 dargestellt. Da die schweren Fragmente ($A > 100$) in der ersten Folie bereits weitgehend absorbiert werden, kann man in den nachfolgenden Folien die leichten Fragmente genauer untersuchen.

Eindeutige Ergebnisse über das Verhältnis der Emissionswahrscheinlichkeiten in den vorderen und hinteren Halbraum (F/B) konnten nur für einige Fragmente gewonnen werden (Tabelle 1). Die für ²⁴Na und ²⁸Mg bestimmten Werte sind kleiner als die von Kauf-

Tabelle 1
Verhältnisse der Fragmentemission in den vorderen (F) und hinteren (B) Halbraum

Nuklid	T _{1/2} [h]	E _γ [keV]	I _γ % pro Zerfall		F/B ^{a)}	
					D1	D2
²⁴ Na	15.05	1368.53 2754.01	100 100 ^{b)}		1.14(5) 0.93(10)	1.08(8) 1.02(15)
²⁸ Mg	21.1	1342.2 1778.89	54 100		1.39(21) 1.00(12)	1.09(19) 1.08(15)
				R	D1	D2
⁴³ K	22.2	372.9			1.18(10)	1.19(10) ^{c)}
⁴⁴ Sc ^m	58.5	270.9	98.6	1.18(10)		
⁴⁷ Sc	81.5	159.4	73	1.10(8)		
⁴⁸ Sc	44.1	983.5	100	1.20(21)		
⁶⁷ Cu	61.7	93.31 184.54	17 47	1.07(16) 1.20(9)		
⁷¹ As	64.8	174.88	100	1.07(8)		
⁸⁷ Y	80.3	388.40 484.8	82.5 90.6	1.26(7) 1.29(7)		
⁸⁷ Y ^a	14	381.1	77		1.23(7)	1.34(10)
⁸⁹ Zr	78.5	909.2	100	1.23(13)		
¹⁰¹ Rh ^m	108	306.76	100	1.45(11)		
¹¹¹ In	68	171.29 245.35	90.3 94	1.74(8) 1.73(8)		

^{a)} D1 und D2: Messungen in Dubna, Meßzeiten F und B jeweils 3 h, D1 etwa 8 h und D2 etwa 30 h nach Bestrahlungsende, Folien 1 und 2.
R: Messung in Rossendorf, Meßzeiten F und B jeweils 19 h, etwa 100 h nach Bestrahlungsende, nur Folie 1.

^{b)} Es wurde der Doppelascapepeak E_γ-1022 keV ausgewertet.

^{c)} Beeinflussung durch ¹²⁹Cs (32 h) nicht auszuschließen.

mann [3] mit $F/B \sim 1.5$ angegebenen Werte. Möglicherweise ist diese Tatsache darauf zurückzuführen, daß in unseren Experimenten nur die Fragmente in den ersten 1.6 mg/cm^2 ausgewertet wurden und ein erheblich dünneres Target verwendet wurde. Für die schweren Fragmente liegen direkte Vergleichswerte nicht vor.

Die hier verwendete Methode gestattet, mit einfachem Aufwand Fragmente im Massegebiet um $A = 50$ selektiv zu untersuchen. Aus theoretischen Überlegungen wird erwartet [4], daß diese Fragmente Informationen über das Auftreten von Stoßwellen geben können.

L i t e r a t u r

- [1] Remsberg, L.P. and D.C. Perry, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 361
- [2] Baumgardt, H.G. et al., Z. Phys. A273 (1975) 359
- [3] Kaufmann, S.B. and M.W. Weisfield, Phys. Rev. C11 (1975) 1258
- [4] Poskenzer, A.M., Proposal 32, Lawrence Berkeley Laboratory, Mai 1975

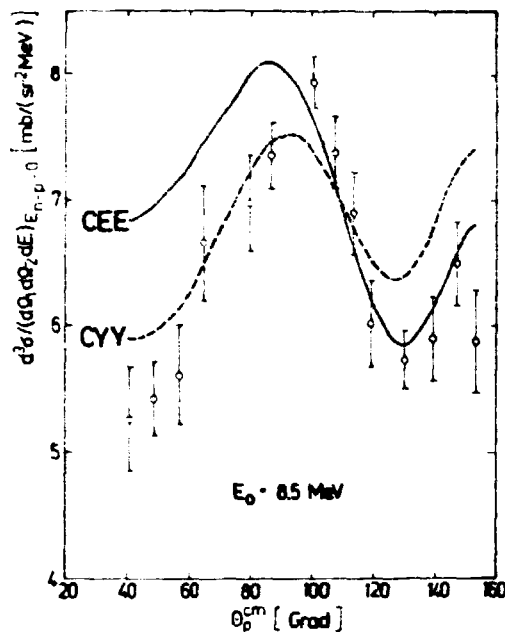
1.10. DIE WINKELVERTEILUNG BEI DER n-p-ENDZUSTANDSWECHSELWIRKUNG IM PROTONEN-INDUZIERTEN DEUTERONENAUFBRUCH BEI $E_p = 8.5 \text{ MeV}$

H. Guratzsch, B. Kühn, H. Kumpf, J. Mäner, W. Neubert, W. Pilz,
G. Schmidt und S. Tösch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die bisher von verschiedenen Autoren durchgeführten Untersuchungen zur Endzustandswechselwirkung beim Deuteronenaufbruch ergeben im differentiellen Querschnitt Abweichungen zwischen dem Modell mit separablem Potential und den experimentellen Werten bis zu 30 % [1,2]. Da für die Endzustandswechselwirkung die Differenzen der Querschnitte für verschiedene Formfaktoren und der differentiellen Querschnitt selbst relativ groß sind, haben wir die Winkelverteilung unter dieser Bedingung gemessen [3]. Dazu mußten die Winkel der beiden Protonen so gewählt werden, daß die Relativenergie E_{n-p} im n-p-Untersystem (an einem Punkt $E_{n-p} = 0$ des Locus) Null wird. Der differentielle Wirkungsquerschnitt in diesem Punkt $E_{n-p} = 0$ wird mit Rechnungen nach dem Programm von Ebenhöhn-Bruinsma-Stuiveeling [4] verglichen.

Dieses Programm enthält die korrekte Isospinabhängigkeit, berücksichtigt nur S-Wellen und benutzt separable Rang-1-Potentiale vom Yamaguchi-(CYY) und Exponential-Typ (CEE). Die aus 14 Spektren bei $E_{n-p} = 0$ entnommenen Werte sind in Abb. 1 als Winkelverteilung aufgetragen. Dabei ist θ_p^{cm} der Winkel des nicht an der Endzustandswechselwirkung beteiligten Protons im Schwerpunktsystem. Die Fehlerbalken enthalten nur die statistischen Fehler, während der Fehler im Absolutwert bei $\pm 2,7 \%$ liegt. Es fällt auf, daß gerade in dem Bereich um $\theta_p^{\text{cm}} \approx 110^\circ$ die experimentellen Werte mit den theoretischen Kurven zusammenfallen, wo auch der Wirkungsquerschnitt relativ unabhängig vom Formfaktor ist. Die Abweichungen des Experimentes von der Rechnung mit dem Yamaguchi-Potential (CYY) sind kleiner als 11 %, außer im Punkt $\theta_p = 153.8^\circ$ mit 21 %. Das läßt sich durch die näherungsweise Einbeziehung der Coulombkorrektur für $\theta_p > 100^\circ$ verbessern, während für $\theta_p < 100^\circ$ die Abweichung größer wird. Entsprechende Ergebnisse wurden von Dornboos [5] bei Inzidenzenenergien zwischen 6.4 und 25.8 MeV erhalten.



L i t e r a t u r

- [1] Kumpf, H. et al., ZfK-334 (1977)
- [2] Kühn, B. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 6;
Nucl. Phys. A247 (1975) 21
- [3] Guratzsch, H. et al., Nucl. Phys. (in Druck)
- [4] Stuivenberg, J.H., Thesis, Vrije Universiteit Amsterdam (1976)
- [5] Dornboos, J., Thesis, Vrije Universiteit Amsterdam (1977)

Abb. 1
Winkelverteilung

1.11. UNTERSUCHUNG DES DEUTERONENAUFBRUCHS MIT NEUTRONEN

H. Guratzsch, B. Kühn, H. Kumpf, J. Möser, W. Neubert, W. Pilz,
G. Schmidt und S. Tesch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Mit Vorbereitungen zur Untersuchung des Deuteronenaufbruchs mit Neutronen wurde begonnen. Es ist geplant, die nn-quasifreie Streuung in der $D(n,2n)H$ -Reaktion am Rossendorfer Tandem-Generator bei einer Neutronenenergie von $E_n = 25$ MeV zu messen. Die Inzidenzneutronen werden in der $T(d,n)^4He$ -Reaktion mit einem gepulsten 8-MeV-Deuteronenstrahl [1] erzeugt.

Die Neutronenquelle und die Detektoren des Spektrometersystems wurden mit 20 t Stahl und Öl abgeschirmt.

Als Detektoren werden NE 213-Flüssigkeitsszintillatoren ($\varnothing 5 \times 2$) in Verbindung mit FEU 63-Fotovervielfachern verwendet. Zur Unterdrückung von γ -Ereignissen wurde eine n- γ -Diskrimination (siehe Bericht 6.9.) aufgebaut. Die Ereignisspeicherung (siehe Bericht 6.23.) erfolgt mit einem Kleinrechner. Die elektronische Anlage einschließlich der Rechenmaschine wird mit Lichtblitzen überwacht, die in der Nähe der Szintillatoren ausgelöst werden.

Zweidimensionale Flugzeitspektren zeigten nach einer Probemessung das erwartete Neutronen-Koinzidenzspektrum. Der Untergrund war im Gebiet der echten Koinzidenzen vernachlässigbar klein.

L i t e r a t u r

- [1] Eckstein, P. et al., Kernenergie 20 (1977) 161

1.12. MESSUNG INKLUSIVER PROTONENSPEKTREN UNTER 140° IN ABHÄNGIGKEIT VON DER EINSCHUSSENERGIE UND DER TARGET-MASSENZAH

V.I. Komarov, G.E. Kossrev, H. Müller und D. Netzbänd

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

T. Stiehler

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Der Wirkungsquerschnitt inklusiver Reaktionen des Type $p + \text{Target} \rightarrow p + \dots$ läßt sich durch die Lorenz-invariante Strukturfunktion

$$f = \frac{E}{\sigma_{\text{tot}} p^2} \frac{d\sigma}{dp d\Omega} = A_0 \cdot \exp(-A_1 p^2) \text{ mit zwei Parametern } A_0 \text{ und } A_1 \text{ beschreiben}$$

(p, E - Impuls und Gesamtenergie des Sekundärteilchens, σ_{tot} - totaler Querschnitt der Reaktion).

Für die Reaktion $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$ existieren in der Literatur Messungen bei vier verschiedenen Einschußenergien und Winkeln θ^{lab} um 140° . Die von uns gemessene Winkelverteilung [1] gestattet es außerdem, die Querschnitte von zwei anderen Winkeln auf 140° umzurechnen.

Abb. 1 zeigt die Abhängigkeit des Parameters A_1 der Strukturfunktion von der Einschußenergie (ausgezogene Linie).

Im Bereich von 0,1 GeV bis 10 GeV fällt der Parameter A_1 etwa um einen Faktor 4.

Mit Einführung des Parameters $A_1' = A_1 p_{\text{max}}^2$ kann man die Abhängigkeit der Strukturfunktion f von der sogenannten Scaling-Variablen $x = p/p_{\text{max}}$ zeigen:

$f = A_0 \cdot \exp(-A_1' x^2)$. Die Größe p_{max} ist der maximale Protonenimpuls aus der Reaktion $p + 2N \rightarrow p + \dots$, bei 140° . Abb. 1 zeigt, daß auch der so definierte Parameter A_1' im Bereich von 0,1 GeV bis 10 GeV merklich von der Einschußenergie abhängt (gestrichelte Kurve).

Abb. 2 zeigt die von uns gemessene Abhängigkeit der Parameter A_0 und A_1 von der Massenzahl A des Targets bei einer Einschußenergie von 640 MeV und $\theta^{\text{lab}} = 140^\circ$.

Für leichte Kerne zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Parameter A_0 und A_1 , für $A \geq 30$ wächst A_0 nur noch schwach mit steigendem A und A_1 bleibt praktisch konstant.

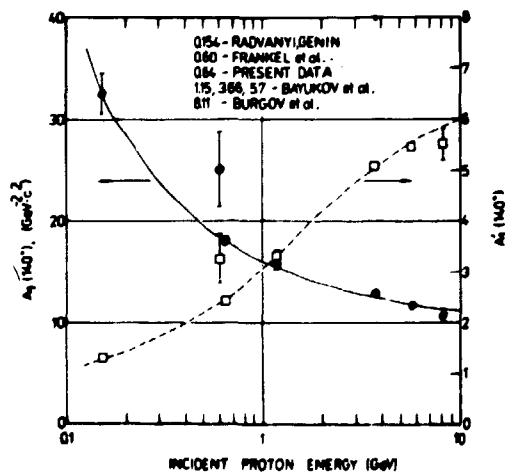


Abb. 1
Abhängigkeit der Parameter A_1 und A_1' von der Einschußenergie

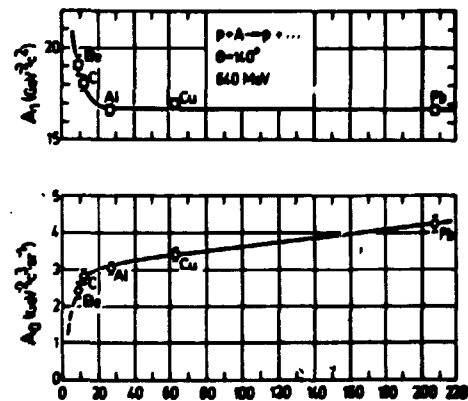


Abb. 2
Abhängigkeit der Parameter A_0 und A_1 von der Target-Massenzahl A

L i t e r a t u r

[1] Komarov, V.I. et al., Preprint E1-10573 Dubna (1977)

1.13. UNTERSUCHUNG DER (p,3p)-REAKTION BEI 640 MeV

V.I. Komarov, G.F. Kosarev, H. Müller und D. Netzband

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

T. Stiehler und S. Tesch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Ein am Protonenstahl des Synchrozyklotrons in Dubna installiertes Spektrometer [1] erlaubt die Registrierung zweier schneller Protonen in Vorwärtsrichtung und eines weiteren Teilchens in Rückwärtsrichtung. Das Hauptziel der Experimente mit dieser Apparatur besteht darin, den quasielastischen knockout-Prozess von Proton-Proton-Paaren aus leichten Kernen unter der Bedingung großer Übertragener Impulse zu untersuchen [2]. Messungen dieses Types liefern Informationen über kurzreichweitige dynamische Nukleonenkorrelationen, so daß sie den Aussagegehalt der Experimente von inklusivem Typ [3] ganz wesentlich erweitern.

Ausführliche Untersuchungen wurden mit ^{12}C als Targetkern durchgeführt. Abb. 1 zeigt die Winkelverteilung des in Rückwärtsrichtung emittierten Protons P3, wobei ein Proton P1 in Vorwärtsrichtung in Koinzidenz registriert wurde. Die Energieintervalle der Protonen und die Geometrie der Messung sind innerhalb der Abb. 1 angegeben. Die gemessenen Winkelverteilungen erweisen sich als stark unsymmetrisch bzgl. der Einschußrichtung. Für den quasielastischen Streuprozess an Nukleonenpaaren



ist der Winkel $\alpha_3 = 124^\circ$ kinematisch mit $\alpha_1 = 12^\circ$ korreliert. Die beobachtete Winkelabhängigkeit des doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitts zeigt, daß im Winkelintervall $\alpha_3 \approx 110^\circ - 130^\circ$ die Streuung an np- und pp-Paaren im ^{12}C -Kern den dominierenden Reaktionsmechanismus darstellt.

Dieses Verhalten zeigt sich noch deutlicher in der Winkelverteilung I (α_1) in Vorwärtsrichtung bei einem Rückwärtswinkel $\alpha_3 = 122^\circ$ (Abb. 2). Dieser Winkel ist unter Annahme eines direkten Prozesses gemäß (1) mit einem Winkel $\alpha_1 = 12.6^\circ$ korreliert. Tatsächlich erreicht der Wirkungsquerschnitt in der Nähe dieses Wertes α_1 sein Maximum, wie aus Abb. 2 zu entnehmen ist.

Eine weitere Bestätigung dieses Reaktionsmechanismus findet man, wenn man das Energiespektrum der in Rückwärtsrichtung emittierten Protonen analysiert. Eine breite Verteilung erreicht ihr Maximum um den Wert 74 MeV herum, der sich aus der Kinematik von Prozeß (1) ergibt, wenn man einen Relativimpuls Null des in Vorwärtsrichtung emittierten Nukleonenpaares zugrunde legt.

Koinzidenzmessungen zweier Protonen in der Reaktion



($\alpha_1 = 12^\circ$, $\alpha_3 = 122^\circ$) an verschiedenen Targetmaterialien (Be, C, Al, Cu, Pb) zeigen, daß der Wirkungsquerschnitt pro Nukleon des Targetkerns mit wachsender Massenzahl schnell absinkt. Dieses Verhalten läßt sich qualitativ deuten, dann

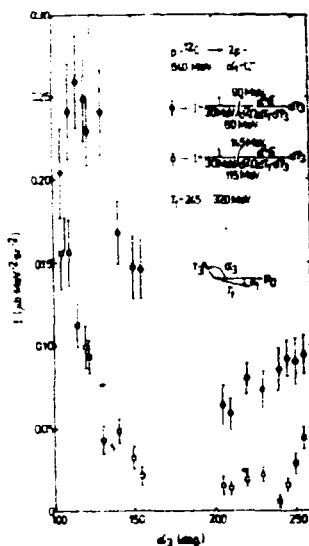


Abb. 1
Winkelverteilung I (Δ_3).
 Δ_3 = Winkel der zurückge-
streuung Protonen

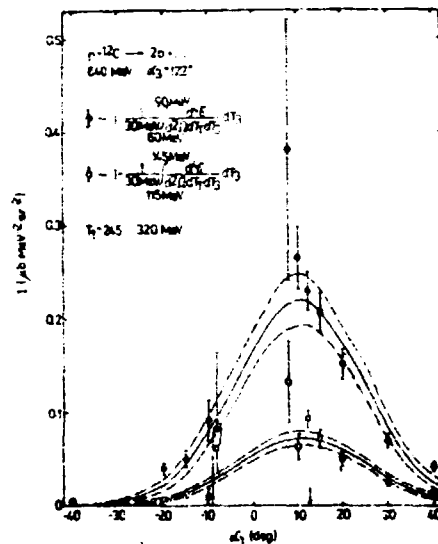


Abb. 2
Winkelverteilung I (Δ_1), Δ_1 = Win-
kel der nach vorn emittierten Pro-
tonen

die kinematischen Bedingungen für Prozeß (1) werden durch Wellenstörungen in der Kernmaterie um so stärker verwaschen, je schwerer der Targetkern ist.

Auch die Messungen mit exklusivem Charakter, d.h., wenn alle drei schnellen Protonen am Endzustand registriert werden, wurden fortgesetzt. Das experimentelle Material wird z.Z. aufgearbeitet.

L i t e r a t u r

- [1] Komarov, V.I. et al., Preprint P13-9638 Dubna (1976)
- [2] Komarov, V.I. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 3
- [3] Komarov, V.I. et al., Preprint E1-10573 Dubna (1977)

1.14. WINKELVERTEILUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTS DER REAKTION $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$ BEI 640 MeV

V.I. Komarov, G.E. Kosarev, H. Müller und D. Netzband
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna
T. Stiehler
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Der Wirkungsquerschnitt inklusiver Hadron-Kern-Reaktionen reicht in Gebiete hoher Impulse p der Sekundärteilchen, die für die freie Hadron-Nukleon-Wechselwirkung kinematisch verboten sind.

Der Wirkungsquerschnitt inklusiv gemessener Protonen in Rückwärtsrichtung, dargestellt durch die relativistisch invariante Strukturfunktion $f = E \cdot \frac{d\sigma}{d^3p} \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}}$, kann unter verschiedensten experimentellen Bedingungen durch die Funktion $f = A_0 \cdot \exp(-A_1 p^2)$ approximiert werden [1].

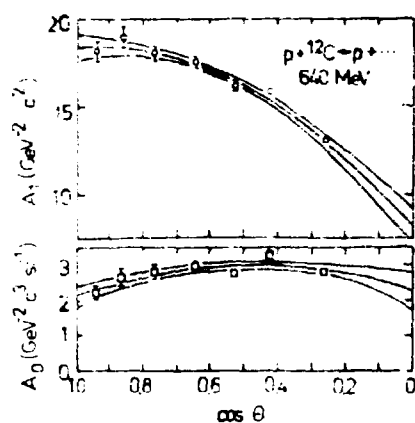


Abb. 1
Winkelverteilung der Parameter
 A_0 und A_1

Bisher waren Winkelverteilungen der Parameter A_0 und A_1 nur für Pion-Kern-Wechselwirkungen bekannt. Von uns wurden Protonenspektren von 60 bis 145 MeV aus der Reaktion $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$ bei 640 MeV Einschubenergie für sieben verschiedene Winkel von 105° bis 160° gemessen. In allen Fällen konnten die Spektren gut durch die Funktion $f = A_0 \cdot \exp(-A_1 p^2)$ beschrieben werden. Die Abb. 1 zeigt die gemessene Winkelverteilung der Parameter A_0 und A_1 .

Diese Winkelverteilung dürfte für die theoretische Interpretation der inklusiven Teilchen-erzeugung von Bedeutung sein.

L i t e r a t u r

- [1] Komarov, V.I. et al., Preprint E1-10573 Dubna (1977)

1.15. ZUR FRAGE DES REORIENTIERUNGS-MATRIXELEMENTS IN ${}^{18}\text{O}(2^+)$

H.-J. Thomas, D. Grambole, E. Hentschel und D. Wohlfarth
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Bei der Anregung des $1.98\text{-MeV}(2^+)$ -Niveaus in ${}^{18}\text{O}$ wurde in Streuexperimenten mit schweren Ionen [1,2] eine Besonderheit in der Lage der sogenannten Kern-Coulomb-Interferenz festgestellt. Das Interferenzminimum zeigt eine Verschiebung zu kleineren Streuwinkeln, die mit DWBA-Rechnungen nicht zu erklären ist. Selbst mit Kanalkopplungsrechnungen ist dieser Effekt nicht befriedigend beschreibbar. Man würde hierzu ein Reorientierungs-Matrixelement benötigen, das wesentlich größer als allgemein erwartet ist [1]. Bei den hier zitierten Messungen handelt es sich um Projektilkerne ${}^{18}\text{O}$, die an Nickeltargets gestreut wurden. Es war zu klären, ob die Linksverschiebung des Interferenzminimums eine Folge der speziellen Projektil-Target-Kombination oder der ${}^{18}\text{O}$ -Kernstruktur ist. Wenn es sich um einen Struktureffekt im ${}^{18}\text{O}$ -Kern handelt, dann sollte er auch bei anderen Projektil-Target-Kombinationen zu beobachten sein.

Dieser Fragestellung entsprechend wurde die elastische und unelastische Streuung von $20\text{-MeV-}{}^{14}\text{N}$ -Ionen an ${}^{18}\text{O}$ -Targetkernen am Rossendorfer Tandem-Beschleuniger gemessen. Das Targetmaterial war durch elektrolytische Oxydation gewonnenes Al_2O_3 . Die im Experiment beobachtete ${}^{18}\text{O}$ -Anreicherung betrug etwa 70 %. Die Energieauflösung bei Messung der elastischen Streuung einschließlich der von Kinematik und Targetabsorption verursachten Linienverbreiterung betrug für das von der Messung erfaßte Streuwinkelintervall von $18,75^\circ - 57,5^\circ$ (Laborsystem) 120 - 190 keV. Durch sorgfältige Auswahl der Ätztechnik war es möglich, die nicht oxydierte Al-Schicht hinreichend vollständig abzutragen, ohne die Homogenität der Oxidschicht zu beeinflussen. Damit war es unter Verwendung der Al-Linie als Standardlinie möglich, die ${}^{18}\text{O}$ -Linie mit einer Genauigkeit von 1,4 %

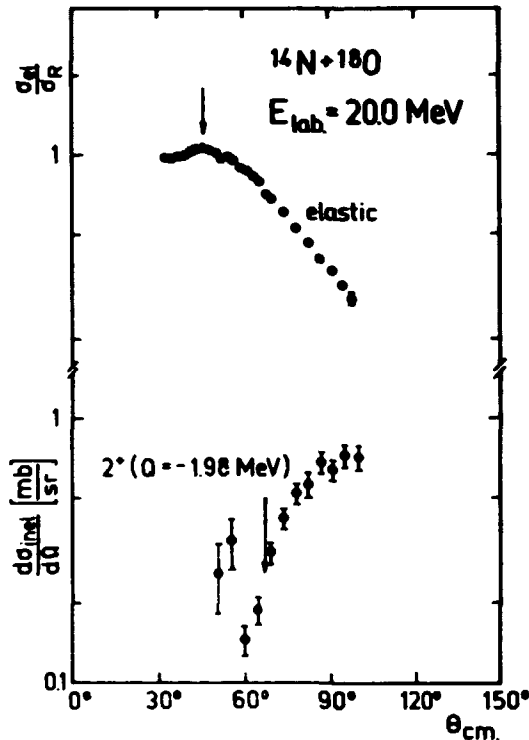


Abb. 1

Winkelverteilung der elastisch bzw. unelastisch an ^{18}O gestreuten ^{14}N -Ionen

bei 18.5° auszuwerten. Die Wahl der Geschossteilchenenergie von 20 MeV war von dem hier erwähnten Problem der ^{16}O -Abtrennung stark eingegrenzt. Es wurde besonderer Wert darauf gelegt, das σ_{el}/σ_R -Maximum (s. Abb. 1) hinreichend genau zu messen. Die Genauigkeit der Relativmessung ist etwa $\pm 1\%$, die der Absolutwerte des elastischen Streuquerschnitts etwa 4%.

Die Messung der unelastischen Streuung war sehr erschwert, da die $^{18}\text{O}(2^+)$ -Linie von mehreren Streu- bzw. Rückstoßpeaks überlagert war. Insbesondere die ^{12}C -Linie erwies sich als störend; sie ist bei der von uns benutzten Methode der kinematischen Koinzidenz [3] durch die Winkelbeziehungen zwischen dem gestreuten und dem rückgestoßenen Teilchen nicht eliminierbar. Um die Energieverschmierung der Rückstoßteilchen in vertretbaren Grenzen zu halten, mußten die Targets dünn (etwa $30\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$) und homogen sein und wegen der im Brennfleck aufwachsenden Kohlenstoffschicht nach

1 - 2 Meßpunkten gewechselt werden. Unter Ausnutzung aller sich bietenden Möglichkeiten wie Ausblendungen in Energie- und Zeitspektren war es schließlich möglich, die $^{18}\text{O}(2^+)$ -Linie nahezu untergrundfrei zu messen. Das vorläufige Ergebnis ist in Abb. 1 dargestellt. Die Pfeile deuten die aus dem "Q-Wert-Effekt" [4] folgenden Lagebeziehungen zwischen dem σ_{el}/σ_R -Maximum und dem Interferenzminimum der unelastischen Streuung an. Diese Lagebeziehungen sind nach unseren Erfahrungen ein wirksames Mittel, die Gültigkeit einer Störungstheorie 1. Ordnung zu prüfen. Sie stimmen sehr gut mit den aus DWBA-Rechnungen folgenden Ergebnissen zur Lage des Interferenzminimums überein. Zur Begründung dieses Sachverhalts sei auf [5] verwiesen. Das vorläufige Meßresultat zeigt ebenfalls die in [1,2] beobachtete Linksverschiebung des Interferenzminimums. Eine Fortsetzung der Messung zu kleineren Streuwinkeln und die Interpretation mit Kanal-kopplungsrechnungen sind vorgesehen.

L i t e r a t u r

- [1] Videbaek, F. et al., Nucl. Phys. **A256** (1976) 301
- [2] Rehm, K.E. et al., Phys. Rev. **C12** (1975) 1945
- [3] Grambole, D. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975)
- [4] Grambole, D. et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977) 579
- [5] Hentschel, E. et al., wird veröffentlicht

1.16. STREUUNG VON ^{14}N -IONEN AN $^{24,26}\text{Mg}$

D. Wohlfarth, H.-J. Thomas, E. Wentschel und D. Grambole
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF
 W.I. Manko, B.G. Novatzkij, A.A. Oglobin, S.B. Sakuta, D.N. Stepanow
 und W.I. Tschuev
 Institut für Atomenergie "Kurchatow", Moskau

In Fortsetzung der Untersuchungen zur experimentellen Bestätigung des "Q-Wert-Effektes" [1] wurde am Rossendorfer Tandem-van-de-Graaff die elastische und unelastische Streuung von ^{14}N an $^{24,26}\text{Mg}$ gemessen. Es wurde die Anregung des jeweils ersten 2^+ -Zustandes der Mg-Isotope untersucht. Eine zusätzliche Motivierung ergab sich aus bereits vorliegenden Ergebnissen für $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')^{24}\text{Mg}(2^+)$ [2], wo zusätzlich zum sogenannten Kern-Coulomb-Interferenzminimum ein zweites, kleineres Minimum bei größeren Streuwinkeln beobachtet wurde, über dessen Ursache sich die Autoren nicht befriedigende Klarheit durch DWBA- oder Kanalkopplungsrechnungen verschaffen konnten. Es ergab sich die Frage, ob sich die Kerne ^{24}Mg und ^{26}Mg hinsichtlich dieser Erscheinung unterschiedlich verhalten.

Zur Messung der unelastischen Streuung wurde die in [3] beschriebene Methode der kinematischen Koinzidenz verwendet.

Die experimentellen Ergebnisse sind in Abb. 1 und Abb. 2 dargestellt. Die etwas größere Geschoßteilchenenergie bei ^{26}Mg ergab sich aus Intensitätsgründen. Die Pfeile kennzeichnen die durch den "Q-Wert-Effekt" gegebene Zuordnung des ϵ/ϵ_R -

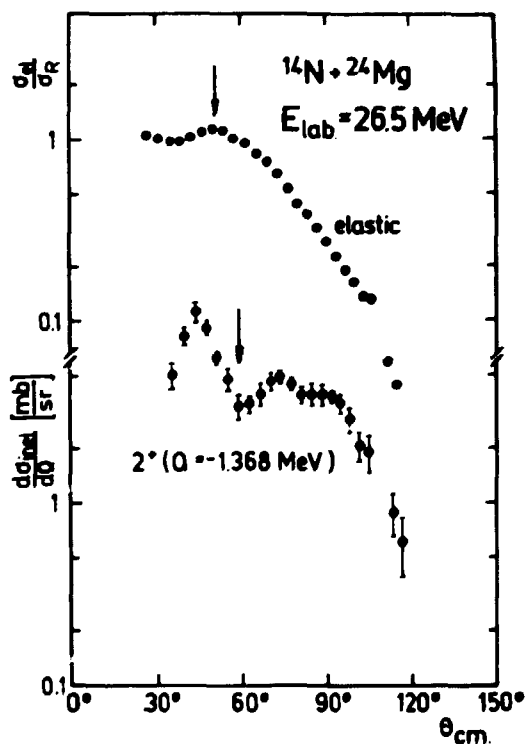


Abb. 1
 Winkelverteilung der elastisch bzw. unelastisch an ^{24}Mg gestreuten ^{14}N -Ionen

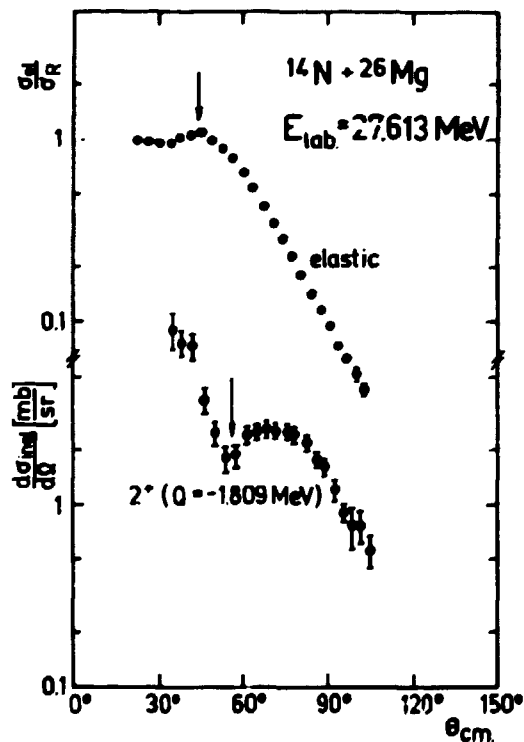


Abb. 2
 Winkelverteilung der elastisch bzw. unelastisch an ^{26}Mg gestreuten ^{14}N -Ionen

Maximums mit dem in der unelastischen Streuung auftretendem Interferenzminimum. Wie aus den Abbildungen zu ersehen ist, sind die aus dem "Q-Wert-Effekt" folgenden Voraussagen über die Lage des Interferenzminimums durch die Meßpunkte gut bestätigt, was dafür spricht, die Interferenzstruktur mit DWBA-Rechnungen beschreiben zu können.

Das von Carter et al. beobachtete zweite Minimum ist in unseren Messungen ebenfalls zu beobachten. DWBA- und Kanalkopplungsrechnungen sind in Vorbereitung.

L i t e r a t u r

- [1] Grambole, D. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 18
- [2] Carter, T. et al., Nucl. Phys. A273 (1976) 523
- [3] Grambole, D. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 131

2. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNSPEKTROSKOPIE

Im Berichtszeitraum wurden wiederum interessante Ergebnisse zu aktuellen Problemen der Kernstruktur erhalten. Dabei ist die gute Zusammenarbeit der Experimentatoren mit den Theoretikern, insbesondere bei der Beschreibung von Übergangskernen, hervorzuheben. Die Ergebnisse sind zum großen Teil aus Experimenten am Strahl der Rossendorfer Beschleuniger hervorgegangen. Teilweise wurden sie in internationaler Kooperation mit dem VIK Dubna, dem FTI Leningrad, dem IfP Salaspils/Riga, dem IFKK Sofia, dem UJV Řež/Prag oder dem AFI Stockholm gewonnen.

Die systematische Untersuchung der ungeraden J- und Te-Isotope ergab weitere Beweise für die Gültigkeit des in Rossendorf entwickelten Teilchen-Rumpf-Kopplungsschemas zur Interpretation kollektiver Anregungen, die auf bestimmten Einzelteilchenzuständen aufbauen. Andererseits wurden in diesen Atomkernen sowie auch in den Kr-Isotopen ($A \approx 80$) rotationsähnliche Bandenstrukturen beobachtet, obwohl man für diese Übergangskerne keine stabile Gleichgewichtsdeformation erwarten kann.

Überraschend ist auch das Resultat, daß der in doppelt-geraden Kernen zwischen Neutronenzahlen $N = 88$ und 90 bekannte Phasenübergang von sphärischer zu deformierter Kernform in den Tb-Isotopen ($Z = 65$) bei kleineren Neutronenzahlen beobachtet wird ($N = 86 - 88$). Neue Resultate wurden auch bei der Untersuchung von γ -Übergangswahrscheinlichkeiten in deformierten Kernen, insbesondere in doppelt-ungeraden Kernen erhalten.

Ein Höhepunkt in diesem Jahr war die Durchführung des Internationalen Symposiums über Hochspinzustände und Kernstruktur vom 19. - 24. September in Dresden, auf dem die meisten der hier dargelegten Ergebnisse bereits ihren Niederschlag fanden.

Im Frühjahr dieses Jahres stand am Zyklotron erstmalig ein ${}^7\text{Li}$ -Strahl kurzzeitig für Experimente zur Verfügung. Dabei wurde nachgewiesen, daß die $({}^7\text{Li}, 4n)$ -Reaktion der dominierende Reaktionskanal ist. Die Schwierigkeiten bei der Bestimmung magnetischer Momente wurden im wesentlichen überwunden und die Methode konnte routinemäßig angewandt werden. Erste Erfahrungen wurden bei der Messung der Linearpolarisation der γ -Übergänge gesammelt.

Wie in den vergangenen Jahren sind die im VIK Dubna erhaltenen Ergebnisse bei der Untersuchung quasimolekularer Röntgenstrahlung in dieses Kapitel aufgenommen worden.

L. Funke

2.1. EXPERIMENTE MIT ^7Li -IONEN AM ROSSENDORFER ZYKLOTRON

U. Hagemann, L. Funke, H.-J. Keller, P. Kemnitz, F. Stary und G. Winkler
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Im Berichtszeitraum konnten erstmals am ausgeführten Strahl des Rossendorfer Zyklotrons Probeexperimente mit ^7Li -Ionen durchgeführt werden. Die Teilchenenergie betrug 35 MeV. Es wurde das gleiche Strahlführungssystem benutzt, wie in den üblichen in-beam-Experimenten. Der Teilchenstrahl war mit einer Frequenz von 50 Hz gepulst. Am Target betrug die Intensität des Teilchenstromes bis zu 1 nA.

Gammapektren wurden beim Beschuß der Targets ^{120}Sn , ^{187}Re und ^{204}Hg aufgenommen. In der Abb. 1 ist das γ -Spektrum gezeigt, das beim Beschuß des ^{120}Sn -Targets registriert wurde. Es ist zu erkennen, daß hauptsächlich die Reaktion $^{120}\text{Sn}(^7\text{Li},4n)^{123}\text{I}$ auftritt. Der Q-Wert der Reaktion liegt bei -20.5 MeV. Die Verdampfung geladener Teilchen wird mit bedeutend geringerem Wirkungsquerschnitt beobachtet. Für das System $^{120}\text{Sn} + ^7\text{Li}$ wurde für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der p3n- und 4n-Reaktion

$$\frac{\sigma_{p3n}}{\sigma_{4n}} < 0.05$$

erhalten.

Ein ähnliches Verhalten wurde auch bei den schwereren Targets nachgewiesen. Beim Beschuß des ^{187}Re -Targets tritt als Hauptreaktion $^{187}\text{Re}(^7\text{Li},4n)^{190}\text{Pt}$ auf. Mit etwa halbem Wirkungsquerschnitt wird die Reaktion $^{187}\text{Re}(^7\text{Li},3n)^{191}\text{Pt}$ beobachtet. Außerdem konnte die Reaktion $^{187}\text{Re}(^7\text{Li},\alpha n)$ schwach nachgewiesen werden.

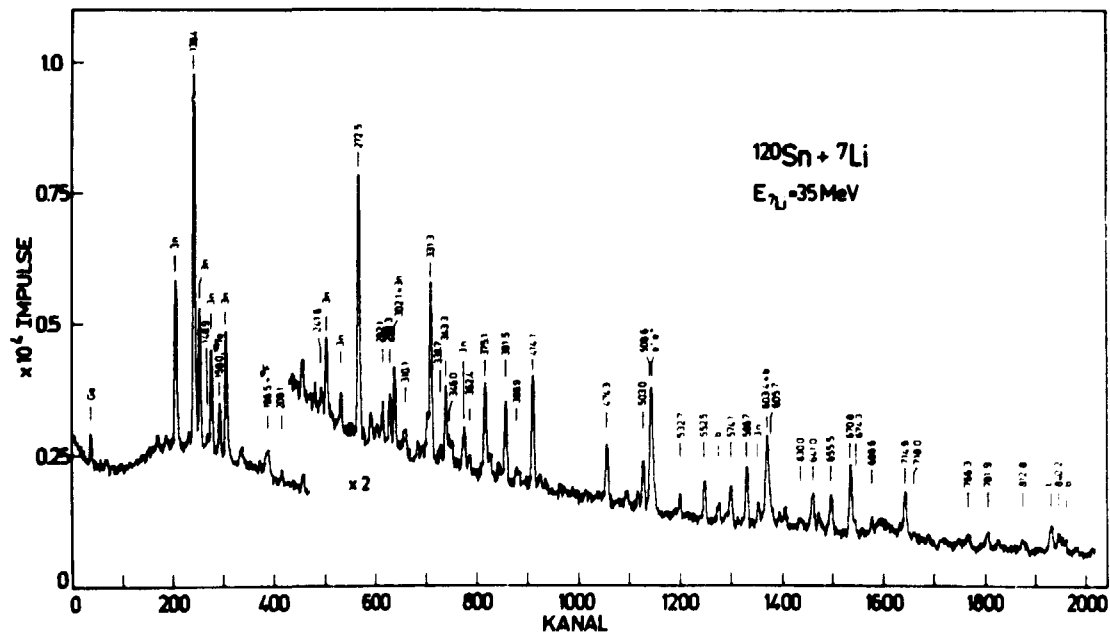
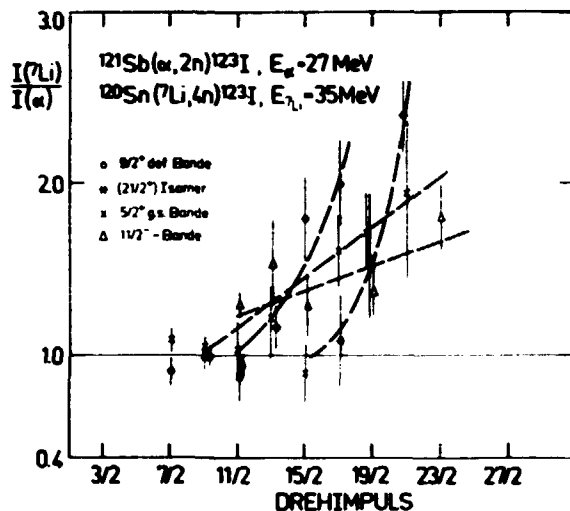


Abb. 1

Gammapektren, beobachtet in der Reaktion $^{120}\text{Sn} + ^7\text{Li}$. Übergänge, bei denen die Energie angegeben ist, gehören zum ^{123}I . Die Bezeichnung 3n bedeutet die Zuordnung zur 3n-Verdampfungsreaktion; b steht für Untergrundlinien.



Das ^{204}Hg -Target wurde mit dem Ziel ausgewählt, über die Reaktion ($^7\text{Li}, p2n$) Niveaus im ^{208}Pb anzuregen. In einer 2-Stunden-Messung wurde jedoch die 583-keV-Linie im ^{208}Pb nicht beobachtet.

Abb. 2
Verhältnis der γ -Intensitäten aus der ^7Li -Reaktion und der α -Reaktion zum ^{123}I in Abhängigkeit vom Drehimpuls des angeregten Niveaus

In Abb. 2 ist ein Vergleich der Reaktion $^{121}\text{Sb}(\alpha, 2n)^{123}\text{I}$ und $^{120}\text{Sn}(^7\text{Li}, 4n)^{123}\text{I}$ dargestellt. Zustände mit hohem Spin werden demzufolge in der ^7Li -Reaktion stärker angeregt als in der α -Teilchen-Reaktion ($E_\alpha = 27 \text{ MeV}$).

2.2. ANREGUNGSZUSTÄNDE VON ^{78}Kr

F. Dubbers, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, H. Strusny, E. Will und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Kernstrukturuntersuchungen im Massenzahlbereich $A \approx 70$ bis 80 haben bei den doppelt-geraden Kernen gezeigt, daß die gleichzeitige Existenz verschiedener Anregungsmoden in diesen Kernen möglich ist [1]. Mit dementsprechender Zielsetzung wurde die im vergangenen Jahr begonnene Untersuchung von ^{80}Kr [2] auf das Isotop ^{78}Kr ausgedehnt. Dabei wurde ^{78}Kr ebenfalls mittels der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion angeregt. Das Target bestand aus zu 90,9% angereichertem ^{76}Se . Zuerst wurden γ -Einzelspektren und prompt $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen gemessen. Hinzu kam die Messung eines Konversionselektronenspektrums und der Winkelverteilung der γ -Strahlung. Die bisherigen Auswertungen führten zur Aufstellung des in Abb. 1 gezeigten Niveauschemas von ^{78}Kr . Die Yrastbande konnte bis zum Spin $I = 10\hbar$ identifiziert werden. Außerdem wurde eine γ -Bande bis zum Spin $I = 7\hbar$ und eine Bande mit negativer Parität bis zum Spin $I = 11\hbar$ gefunden.

Das von uns vorgeschlagene Niveauschema ist in guter Übereinstimmung mit dem von Hamilton et al. [3], die ^{78}Kr in der Reaktion $(^{12}\text{C}, 2n)$ untersuchten. Im Gegensatz zu dieser Arbeit ergeben unsere Experimente, daß der 753.3-keV-Übergang sowohl das 6^+ - als auch das 4^+ -Niveau der γ -Bande abregt.

Die Untersuchungen werden mit dem Ziel fortgesetzt, weitere Details über kollektive Anregungen in diesem Übergangskern zu erhalten.

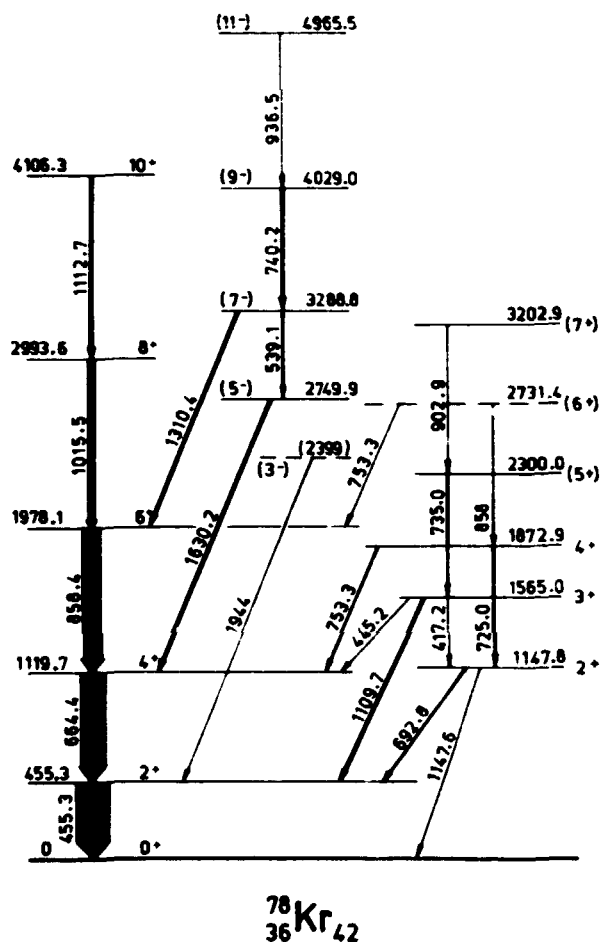


Abb. 1
Vorläufiges Niveauschema von ^{78}Kr

L i t e r a t u r

- [1] Hamilton, J.H., Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden ZfK-336 (1977) 10
- [2] Funke, L. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 25; ZfK-336 (1977) 14
- [3] Hamilton, J.H., private Mitteilung

2.3. QUASI-ROTATIONSBANDEN IN ^{80}Kr

L. Funke, J. Döring, F. Dubbers, P. Kemnitz, H. Strusny, E. Will und G. Winter

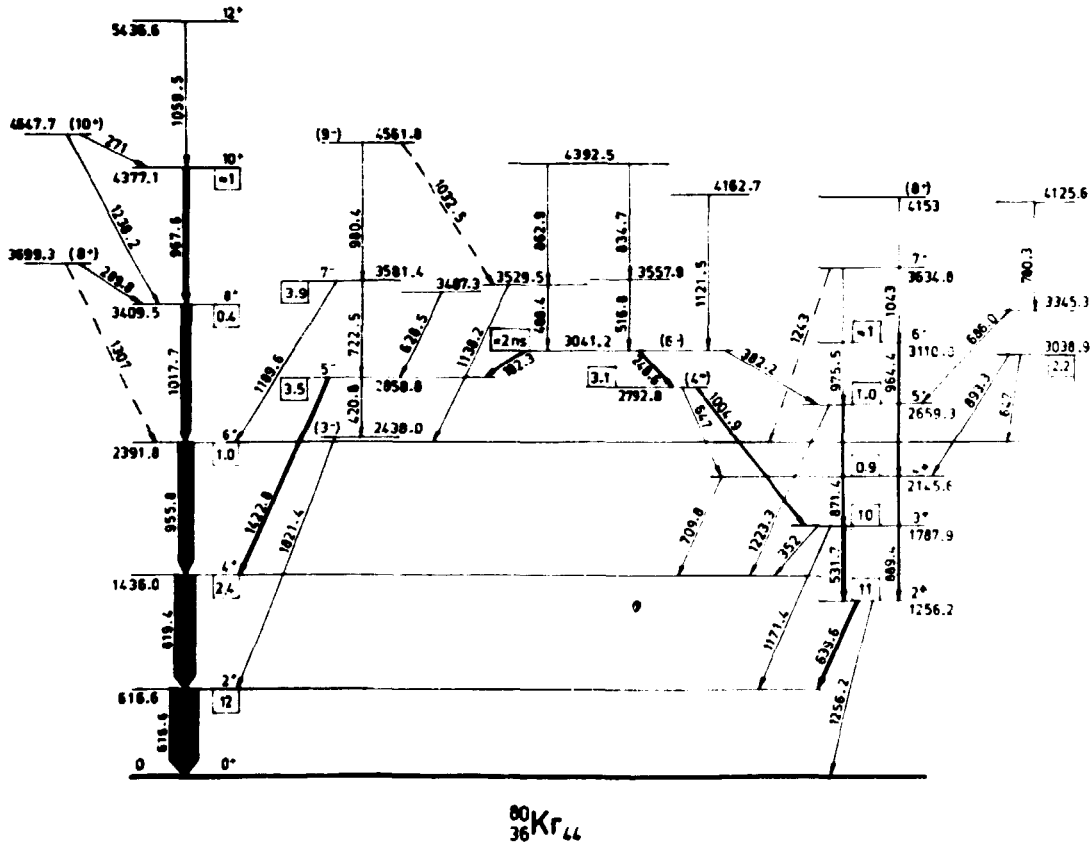
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

V.G. Kiptilij, M.F. Kudojarov, I. Kh. Lemberg, A.A. Pasternak und A.S. Mishin

"A.F. Joffe" Physikalisch-Technisches Institut Leningrad

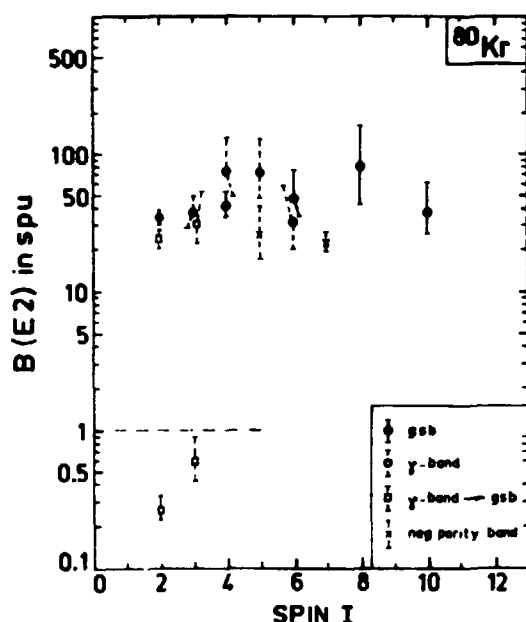
Die im Jahre 1976 begonnenen Untersuchungen [1] zum ^{80}Kr wurden fortgesetzt. Verbesserte $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimente, Konversionselektronen- und ns-Lebensdauer-messungen sowie Messungen zur Linearpolarisation der γ -Übergänge in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion am Rossendorfer Zyklotron haben zur Erweiterung des Niveau-

schemas geführt (siehe Abb. 1). Von großem Wert für die Interpretation der Struktur dieses Kerns sind die gemessenen ps-Lebensdauern. Diese Messungen wurden mit Hilfe von Dopplerverschiebungsmethoden (DSAM und RDDS) in (α, n) - und $(^{18}\text{O}, p2n)$ -Reaktionen am Zyklotron des FTI Leningrad durchgeführt. Auch die Rosendorfer $(\alpha, 2n)$ -Daten wurden auf ihren Informationsgehalt hinsichtlich ps-Lebensdauern analysiert. Die Resultate der Experimente zum ^{80}Kr -Niveauschema sind in der Abb. 1 angegeben. Über Teilergebnisse wurde auf Konferenzen bereits berichtet [2], wobei gute Übereinstimmung mit Ergebnissen einer anderen Gruppe [3] besteht, die den Kern ^{80}Kr kürzlich in der Reaktion $(^{12}\text{C}, 2n)$ untersuchte.



terpretiert werden. Die Abweichungen von der $I(I+1)$ -Abhängigkeit und die kleinen Übergangswahrscheinlichkeiten $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)$ und $B(E2, 3^+ \rightarrow 2^+)$ (siehe Abb. 2) sind ein Ausdruck dafür, daß die Glieder der γ -Bande im Vibrationsmodell verschiedenen Phononenmultipletts zuzuordnen sind.

- 3) Eine weitere Folge vom Zuständen mit $\Delta I=2$ baut auf einem 3^- -Zustand bei 2438 keV auf. Obwohl anzunehmen ist, daß der 3^- -Zustand die Oktupolvibration darstellt, sollten als Hauptkomponenten in dieser Bande die Neutronenkonfigurationen $9g_{7/2}^+(p_{1/2}, p_{3/2}, f_{5/2})$ dominieren.



Einige weitere beobachtete Niveaus haben wahrscheinlich vorwiegend Zwei-Quasiteilchencharakter.

Eine Analyse der gemessenen Lebensdauern ergibt große E2-Übergangswahrscheinlichkeiten für die Übergänge innerhalb der drei Banden und weist damit auf starke kollektive Effekte hin. In der Abb. 2 sind die experimentellen $B(E2)$ -Werte in Einsteilcheneinheiten (spu) für verschiedene Drehimpulse aufgetragen. Der nahezu konstante Wert von etwa 40 spu für die Übergänge in der Grundzustandsbande ist eher im Rotormodell als im reinen Vibratormodell zu verstehen. Das soll jedoch nicht heißen, daß man für dieses Kerngebiet eine statische Deformation annehmen muß.

Abb. 2

E2-Übergangswahrscheinlichkeiten für Übergänge innerhalb der drei Bandenstrukturen und der Zwischenbandenübergänge von der γ -Bande zur Grundzustandsbande

Für die E1-Übergänge von den Zuständen negativer Parität zur Grundzustandsbande wurden Übergangswahrscheinlichkeiten von $B(E1) \approx 4 \cdot 10^{-5}$ spu erhalten.

L i t e r a t u r

- [1] Funke, L. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 25
- [2] Funke, L. et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977) 300;
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden,
ZfK-336 (1977) 14
- [3] Sastry, D.L. et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
301

2.4. BESTIMMUNG MAGNETISCHER KERNMOMENTE IN $^{103}_{46}\text{Pd}_{57}$, $^{105}_{47}\text{Ag}_{58}$ UND $^{121}_{53}\text{I}_{68}$

L. Schneider, U. Hagemann, L. Käubler, H. Prade und F. Stary

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Zur Bestimmung des g-Faktors des $11/2^-$ -Niveaus ($E = 784.6$ keV, $T_{1/2} = 25$ ns) in ^{103}Pd wurde der Kern in der Reaktion $^{103}\text{Rh}(d,2n)^{103}\text{Pd}$ ($E_d = 13.5$ MeV) angeregt. Die verwendeten experimentellen Daten zum Niveauschema von ^{103}Pd haben wir der Arbeit von W. Dietrich et al. [1] entnommen. Das metallische Rh-Target (34 mg/cm², kubische Gitterstruktur) befand sich in einem äußeren Magnetfeld von $B_{\text{ext}} = (2.516 \pm 0.030)$ T. Mit der DPAD-Methode [2] wurden folgende Larmorfrequenzen ermittelt:

$$\omega_L(186.2 \text{ keV}, 474.2 \text{ keV}, 531.9 \text{ keV}; A_2 < 0) = (22.09 \pm 1.96) \text{ MHz},$$

$$\omega_L(451.1 \text{ keV}, 540.6 \text{ keV}, 718.0 \text{ keV}; A_2 > 0) = (23.51 \pm 3.19) \text{ MHz}.$$

Dabei wurden die Zeitverteilungen für die Gammaübergänge mit negativen bzw. positiven Winkelverteilungskoeffizienten A_2 zur Verbesserung der statistischen Genauigkeit zusammengefaßt. Aus beiden Werten für ω_L ergibt sich ein g-Faktor

$$|g|_{\text{exp}} = 0.185 \pm 0.025.$$

Dieser Wert unterstützt die $11/2^-$ -Zuordnung für das 784.6-keV-Niveau und zeigt eine gute Übereinstimmung mit den g-Faktoren für die entsprechenden Zustände in ungeraden Cd-Kernen.

Für das $15/2^+$ -Isomer im ^{105}Ag wurden in Ergänzung zu den bisherigen Untersuchungen zu diesem Kern [3] die Halbwertszeit $T_{1/2}$ und der g-Faktor in der Reaktion $^{103}\text{Rh}(\alpha, 2n)^{105}\text{Ag}$ bestimmt. Es wurde das gleiche Target wie bei der Messung zum ^{103}Pd und ein äußeres Magnetfeld $B_{\text{ext}} = (2.205 \pm 0.025)$ T verwendet. Aus den gemessenen Zeitverteilungen ergeben sich folgende Werte:

$$T_{1/2} = (6.0 \pm 0.2) \text{ ns}$$

$$|g|_{\text{exp}} = 0.508 \pm 0.026$$

In Abb. 1 sind die Asymmetriefunktionen $R(t)$ (siehe Bericht 6.1.) für die beiden abregenden Übergänge 816.4 keV

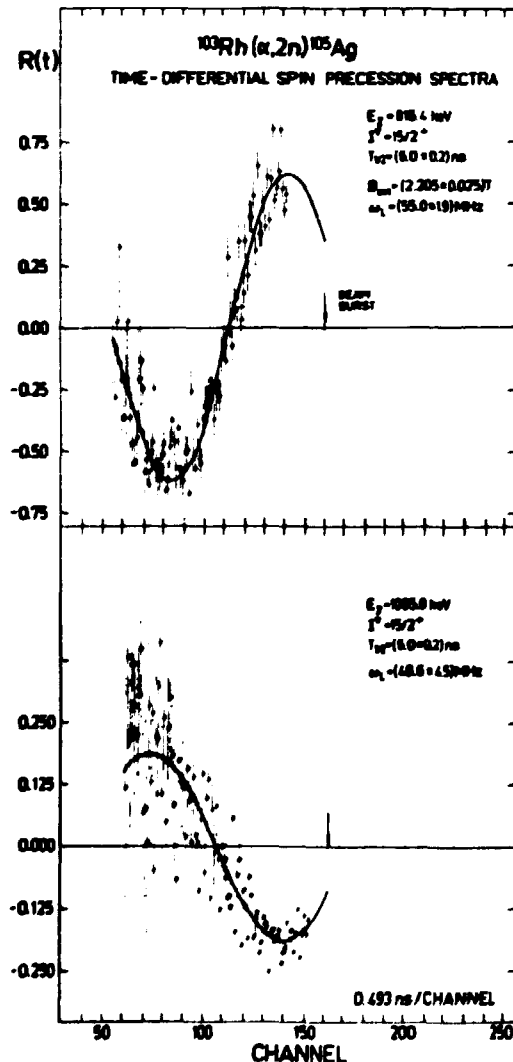


Abb. 1

Asymmetriefunktion $R(t)$ für ^{105}Ag . Die durchgezogene Kurve stellt die Anpassung an die experimentellen Punkte dar.

und 1065.0 keV dargestellt. Die erhaltenen Resultate zeigen eine gute Übereinstimmung mit den kürzlich publizierten Ergebnissen von A.W.B. Kalshoven et al. [4].

Nimmt man für den $15/2^+$ -Zustand als naheliegende Dreiteilchenkonfigurationen $[\pi g_{9/2}^{-3}] 15/2^+$ oder $[\pi g_{9/2}^{-1} \pi f_{5/2}^{-1} \pi p_{1/2}^{-1}] 15/2^+$ an, so ergibt die Abschätzung der g-Faktoren aus den bekannten Einteilchenwerten der benachbarten Kerne die Werte $g = 1.37$ oder $g = 0.92$.

Die Diskrepanz zwischen dem Experiment und diesen Abschätzungen für reine Dreiteilchenkonfigurationen könnte auf Konfigurationsmischungen oder Beiträge des Neutronensystems zurückzuführen sein.

Zur Vervollständigung der Untersuchung der ungeraden Jod-Isotope [5] mittels der Reaktion $^{121}\text{Sb}(^3\text{He}, 3n)^{121}\text{I}$ wurden Vorversuche zur Bestimmung des magnetischen Moments des 74-ns-Hochspinisomers ($I = 21/2\hbar$; $E = 2353.3$ keV) durchgeführt. Wir erhielten als vorläufiges Ergebnis $g \approx 1.2$.

L i t e r a t u r

- [1] Dietrich, W. et al., Physica Scripta 12 (1975) 80
- [2] Prade, H. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 125;
Walzog, D. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 163
- [3] Hagemann, U. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 28
- [4] Kalshoven, A.W.B. et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977) 336
- [5] Hagemann, U. et al., Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, ZfK-336 (1977) 16

2.5. ANGEREGTE ZUSTÄNDE IN ^{123}Te

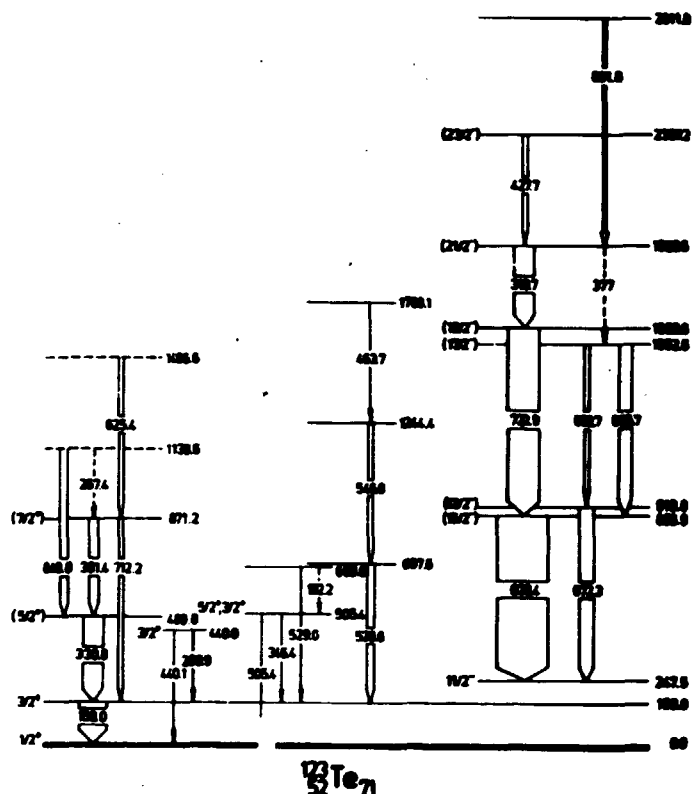
U. Hagemann, H.-J. Keller, Ch. Protopristov, F. Stary und G. Winkler
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In Fortsetzung der Arbeiten zu den kollektiven Anregungen in den ungeraden Te-Isotopen [1] wurde begonnen, den Kern ^{123}Te in der Reaktion $^{124}\text{Sn}(^3\text{He}, 4n)^{123}\text{Te}$ und $^{123}\text{Sb}(d, 2n)^{123}\text{Te}$ zu untersuchen.

In der Abb. 1 ist ein vorläufiges Niveauschema gezeigt. Auffällig ist die starke Anregung der $11/2^-$ -Struktur. Diese Niveaus mit negativer Parität passen gut in die Systematik der ungeraden $^{117-125}\text{Te}$ -Isotope (siehe Bericht 2.6.). Die Energieabstände innerhalb dieser Struktur stimmen bis zum $(21/2^-)$ -Niveau gut mit der Grundzustandsbande des benachbarten doppelt geraden Nuklids ^{122}Te überein. Deshalb kann auch für ^{123}Te ein Teilchen-Core-Kopplungsschema zur Interpretation herangezogen werden. Die Zustände mit negativer Parität werden durch die Ankopplung des ungeraden Neutrons auf der $h_{11/2}$ -Schale an die Vibrationszustände des Cores beschrieben.

Der Versuch, den Kern ^{115}Te über die Reaktion $^{115}\text{Sn} + ^3\text{He}$ zu untersuchen, mußte abgebrochen werden, da sich experimentell zeigte, daß der Wirkungsquerschnitt für die $^{115}\text{Sn}(^3\text{He}, 3n)^{115}\text{Te}$ -Reaktion klein ist gegenüber dem der Reaktion $^{115}\text{Sn}(^3\text{He}, p2n)^{115}\text{Sb}$.

Ähnliche Ergebnisse erhielten wir bei der Analyse der Reaktion $^{103}\text{Rh} + ^3\text{He}$. Auch hier überwiegt die p-Verdampfung. Die Wirkungsquerschnitte der Reaktion



$^{121}\text{Sb}(d,2n)^{121}\text{Te}$, $^{124}\text{Sn}(^3\text{He},4n)^{123}\text{Te}$ und $^{123}\text{Sb}(d,2n)^{123}\text{Te}$. Die Niveauschemata sind in früheren Arbeiten [1] und im Bericht 2.5. dargestellt.

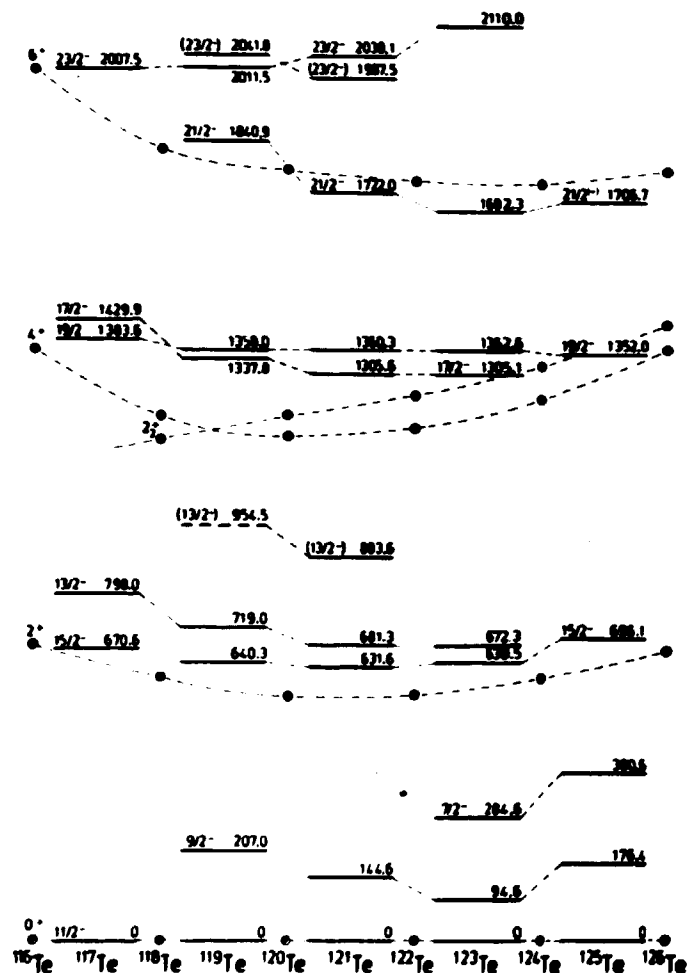


Abb. 1

Systematik der Zustände mit negativer Parität in ungeraden Te-Isotopen im Vergleich zu den g.s.-Banden der entsprechenden geraden Rumpfkern. Die ^{125}Te -Daten wurden von Kerek et al. [2] übernommen.

Das systematische Verhalten der Zustände mit negativer Parität ist in Abb. 1 gezeigt. Der Vergleich mit den g.s.-Banden der geraden Te-Isotope bestätigt die Annahme der Kopplung des $h_{11/2}$ -Neutron-Zustandes an die Vibrationszustände. Die Niveaufolge zeigt eine gewisse Ähnlichkeit mit den Niveauschemata der ungeraden Pt-Isotope. Für die Pt-Isotope wurde zur Interpretation die Kopplung eines $i_{13/2}$ -Neutron-Lochs an ein dreiaxial deformiertes Core angenommen [3]. Allerdings werden solche Niveaufolgen auch bei der Annahme eines γ -unabhängigen Potentials für das Core erreicht [4]. Deshalb besteht auch für die Te-Kerne keine Notwendigkeit, eine dreiaxiale Deformation anzunehmen.

Beim Vergleich mit den g.s.-Banden der benachbarten geraden Te-Isotope ist zu bemerken, daß bei den schwereren Te-Isotopen die Energie des $21/2^-$ -Niveaus nahezu mit der des 6^+ -Core-Zustandes übereinstimmt. Eine maximale Ausrichtung des

Drehimpulses des $h_{11/2}$ -Neutrons und des Core-Drehimpulses ergibt aber $I_{\max}^{\pi} = 23/2^{-}$. Mithin ist hier nur eine $I_{\max}-1$ -Kopplung realisiert. Das deutet darauf hin, daß schon die 6^{+} -Zustände der geraden Te-Isotope zu einem gewissen Anteil die Konfiguration $\nu(h_{11/2})_{6^{+}}^2$ enthalten.

Auf Grund des Pauli-Prinzips ist dann nur noch eine unvollständige Ausrichtung eines zusätzlichen Neutrons auf der $h_{11/2}$ -Schale möglich. Deshalb sollte der $21/2^{-}$ -Zustand aus dem $\nu h_{11/2}^{\otimes 6^{+}}$ -Multiplett energetisch tiefer als der $23/2^{-}$ -Zustand liegen.

Diese Interpretation wird durch einen Vergleich mit den $h_{11/2}$ -Strukturen in den ungeraden Jod-Isotopen unterstützt, bei denen ein Proton an die geraden Te-Cores gekoppelt ist. In diesem Fall ist das ungerade Nukleon von der anderen Teilchenart und die vollständige Ausrichtung erlaubt, in Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen [5].

Es zeigt sich somit, daß die Untersuchung von Strukturen im ungeraden System auch Rückschlüsse auf das gerade System zuläßt.

L i t e r a t u r

- [1] Hagemann, U. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 26;
Hagemann, U. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 31
- [2] Kerek, A. et al., Nucl. Phys. A194 (1972) 64
- [3] Saha, S.K. et al., Phys. Rev. C15 (1977) 64
- [4] Döna, F. and S. Frauendorf, Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, ZfK-336 (1977) 3
- [5] Hagemann, U. et al., Nucl. Phys. A289 (1977) 292

2.7. ROTATIONSBANDEN IN DEN SPHÄRISCHEN NUKLIDEN $^{117-123}\text{Te}$

U. Hagemann und Ch. Protochristov

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Bei der kernphysikalischen Untersuchung der ungeraden Te-Nuklide $^{117-123}\text{Te}$ konnten neben den stark angeregten Zuständen negativer Parität (siehe Bericht 2.6.) auch mehrere bandenähnliche Strukturen positiver Parität ermittelt werden [1] (siehe auch Bericht 2.5.). Zustände positiver Parität sind aus der Kopplung des ungeraden Neutrons auf den Schalenmodellbahnen $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $2d_{5/2}$ und $1g_{7/2}$ an Vibrationsanregungen des geraden Rumpfes zu erwarten.

Insbesondere wird für alle Nuklide eine vom ersten $5/2^{+}$ -Zustand ausgehende $\Delta J=1$ -Niveaufolge beobachtet. Die Systematik dieser Zustände ist in der Abb. 1 dargestellt. Wir nehmen an, daß diese Struktur als Quasirotationsbande interpretiert werden kann, wobei noch unklar ist, ob der $5/2^{+}$ - oder der $7/2^{+}$ -Zustand den Bandenkopf darstellt.

Für die Zugehörigkeit des $5/2^{+}$ -Zustandes zu den jeweiligen Banden spricht die Beobachtung des starken cross-over-Übergangs $9/2^{+} \rightarrow 5/2^{+}$. Der große Abstand $7/2^{+} \rightarrow 5/2^{+}$ könnte seine Ursache in Coriolis-Mischungen haben. Eine Beschreibung mit der bekannten Bohr-Mottelson-Rotationsformel ist befriedigend, wenn die Koeffizienten B und C eingeschlossen werden, die einer Zunahme des Trägheitsmomentes mit steigendem Drehimpuls Rechnung tragen.

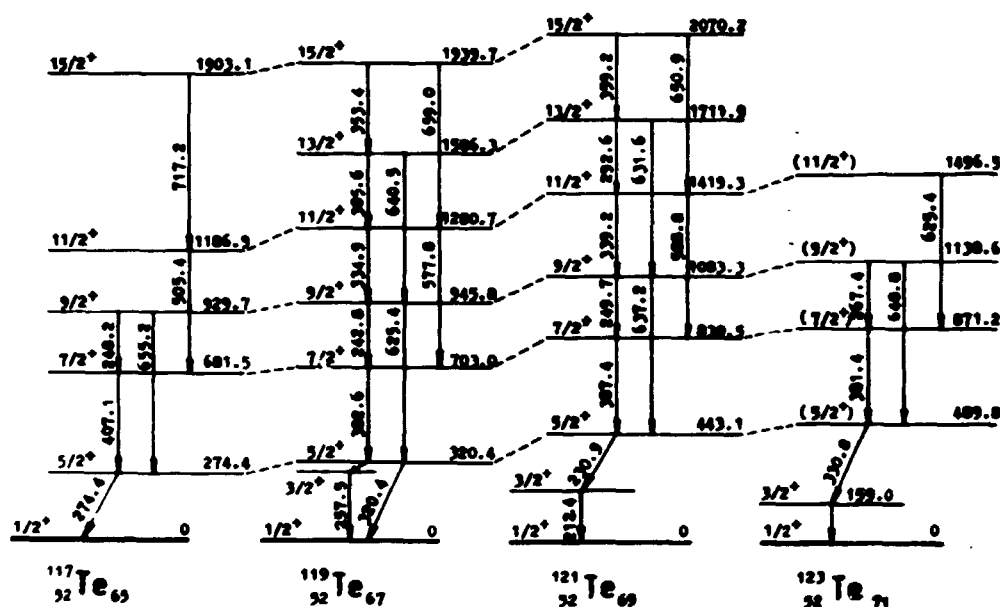


Abb. 1

Systematik von Quasirotationsbanden in ungeraden Te-Isotopen

Oberhalb des $7/2^+$ -Niveaus scheinen die Banden regulärer zu sein, d.h. sie sind als $A(I+1)$ -Folge zu beschreiben, wobei sich für alle hier diskutierten Kerne ein nahezu konstanter Wert des Rotationsparameters ergibt: $A = \frac{\hbar^2}{2\theta_{\text{exp}}} \approx 25 \text{ keV}$.

Die experimentell bestimmten Intensitätsverhältnisse der Kaskaden- und cross-over-Übergänge bestätigen die Annahme einer einheitlichen inneren Struktur für diese Niveaufolgen, da für ^{119}Te und ^{121}Te das gyromagnetische Verhältnis $|(g_K - g_R)/Q_0|$ innerhalb der Bande konstant ist.

Als Nilsson-Charakteristik für das $5/2^+$ -Niveau wird $5/2^+[402]$ angenommen. Eine Mischung mit den anderen Nilsson-Zuständen aus den $g_{7/2^-}$ und $d_{5/2^-}$ -Bahnen ist aber nicht auszuschließen.

L i t e r a t u r

- [1] Hagemann, U. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 26;
Hagemann, U. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 31

2.8. ZUM GYROMAGNETISCHEN VERHÄLTNIS DER $9/2^+$ -BANDE IN ^{121}J

U. Hagemann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Zwischen den Niveaus einer Rotationsbande sind M1-Kaskaden-Übergänge, die mit E2-Anteilen gemischt sind, und E2-cross-over-Übergänge möglich. Aus dem Mischungsverhältnis $\delta^2 = W_{\gamma}(E2)/W_{\gamma}(M1)$ der Kaskaden-Übergänge oder aus dem Verhältnis der γ -Intensitäten von Kaskaden- und cross-over-Übergang kann das gyromagnetische Verhältnis $|(g_K - g_R)/Q_0|$ bestimmt werden. Innerhalb einer Bande könnte daraus eine Änderung des Quadrupolmoments mit dem Drehimpuls bestimmt werden.

Es wurde der Versuch unternommen, die $9/2^+$ -Quasirotationsbande [1] in ^{121}J in dieser Hinsicht zu analysieren. Dazu sind statistisch gut gesicherte Angaben über die Intensitäten der Bandenübergänge erforderlich.

Wir registrierten unter einem Winkel von 125° mehrere Einzelspektren sowohl mit einem kleinen planaren als auch mit einem großen kosmischen Ge(Li)-Detektor. Die Spektren wurden mit dem Rechenprogramm ASYVAR [2] ausgewertet, das eine Abweichung der Linienform von der Gauß-Form zuläßt.

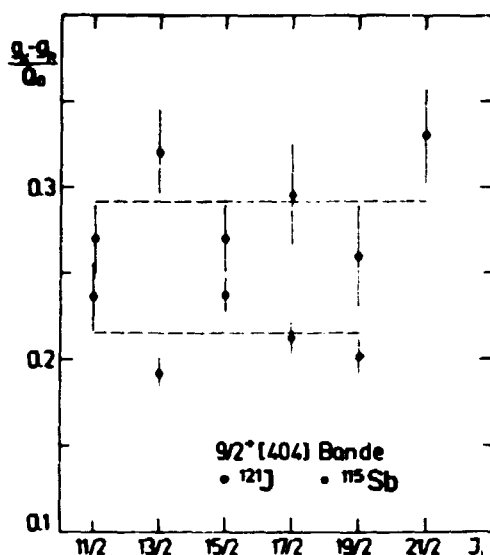


Abb. 1

Das gyromagnetische Verhältnis $|(g_K - g_R)/Q_0|$ als Funktion des Drehimpulses für die $9/2^+[404]$ -Banden in ^{121}J und ^{115}Sb

Der Mittelwert verschiedener Messungen ist: mit den statistischen Fehlern in Abb. 1 dargestellt. Zum Vergleich sind die Daten [3] aus der entsprechenden $9/2^+$ -Bande des ^{115}Sb mit eingezeichnet.

Die statistische Genauigkeit reicht noch nicht aus, um detaillierte Aussagen über eine Abhängigkeit des gyromagnetischen Verhältnisses vom Drehimpuls zu gewinnen. Es ist aber zu erkennen, daß der Mittelwert für ^{121}J kleiner ist als der für ^{115}Sb . Unter der Voraussetzung gleicher gyromagnetischer Faktoren könnte daraus auf ein größeres Quadrupolmoment und somit auf eine größere Deformation des ^{121}J -Kerns geschlossen werden, in Übereinstimmung mit Rechnungen zur Gleichgewichtsdeformation und der Analyse der energetischen Abstände innerhalb der $9/2^+$ -Banden (siehe dazu Bericht 2.9.).

Der charakteristische Unterschied der Bandenstrukturen der Antimon- und Jod-Nuklide ist das unterschiedliche Verhältnis der ersten beiden Niveauabstände $(E_{13/2} - E_{11/2})/(E_{11/2} - E_{9/2})$. Möglicherweise wird der Unterschied zwischen den Nukliden durch eine unterschiedliche innere Struktur der $13/2$ -Zustände bestimmt, die sich im gyromagnetischen Verhältnis bei $J_1 = 13/2$ ausdrückt (siehe Abb. 1).

L i t e r a t u r

- [1] Hagemann, U. und H.-J. Keller, Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, ZfK-336 (1977) 16
- [2] Winter, G., private Mitteilung
- [3] Bron, J. et al., Nucl. Phys. A279 (1977) 365

2.9. KERNFORM UND $9/2^+$ -ROTATIONSBANDEN IN DEN UNGERADEN JOD- UND ANTIMON-NUKLIDEN

U. Hagemann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

F.R. May

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

In einer früheren Arbeit [1] wurde über die Existenz von deformierten $9/2^+$ -Banden in den ungeraden Jod-Nukliden $^{121-125}\text{J}$ berichtet. Die Berechnung der Deformationsenergie [2] nach der Strutinsky-Methode lieferte im axialsymmetrischen Fall ein deutliches Minimum für den $9/2^+$ [404]-Zustand bei einer Deformation von $\epsilon \approx 0.2$. Wir konnten auch den systematischen Verlauf der Bandenkopfenergien in Abhängigkeit von der Massenzahl reproduzieren.

Zur weiteren Untersuchung dieser $9/2^+$ -Bänder analysierten wir die Niveaubstände im Modell des dreiaxialen Rotators [3] und im Rahmen der Drehimpulsprojektionsmethode [4]. Zum Vergleich wurden die entsprechenden $9/2^+$ -Bänder der ungeraden Sb-Nuklide [5] mit einbezogen.

In Abb. 1 ist der Vergleich mit dem starren dreiaxialen Rotator¹⁾ dargestellt. Es zeigt sich, daß der mittlere Wert für die γ -Deformation bei den Antimonnukliden größer ist als für die Jodnuklide. Die Annahme eines starren Rotators ist für dieses Massengebiet jedoch wenig begründet, so daß den Zahlenwerten selbst keine allzu große Bedeutung beizumessen ist. Notwendig wäre die Berücksichtigung eines variablen Trägheitsmomentes. Es können aber drei charakteristische Gruppen ^{113}Sb , $^{115-117}\text{Sb}$ und $^{117-127}\text{J}$ deutlich unterschieden werden.

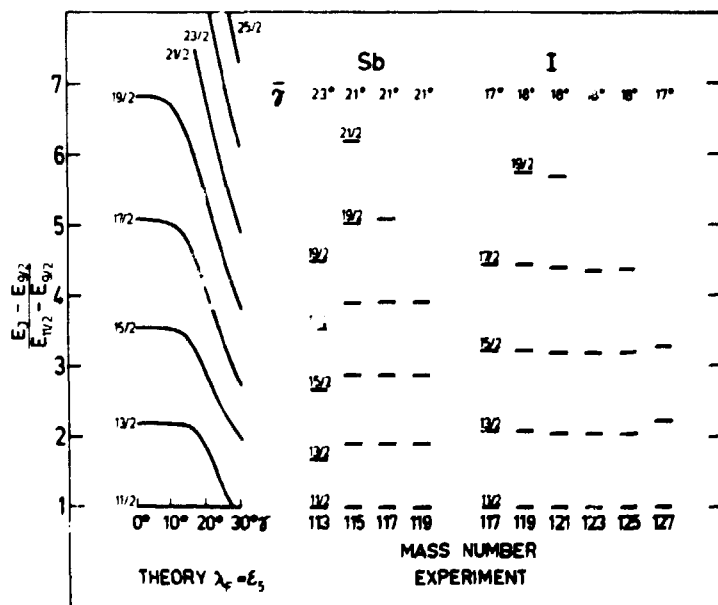


Abb. 1

Vergleich der $9/2^+$ -Bänder in Antimon [5] und Jod [1,6] mit einem starren dreiaxialen Rotator [3]

Die gleiche Aussage ergibt auch die Analyse der Bänder im Rahmen des Projektionsformalismus (PF) (Abb. 2). Wir verwendeten eine Drei-Parameter-Formel zur Anpassung der Anregungsenergie. Der Parameter ΔB^2 der die Weichheit oder

1) Wir danken Herrn Dr. Meyer-ter-Vehn für die Zusendung seines Rechenprogramms.

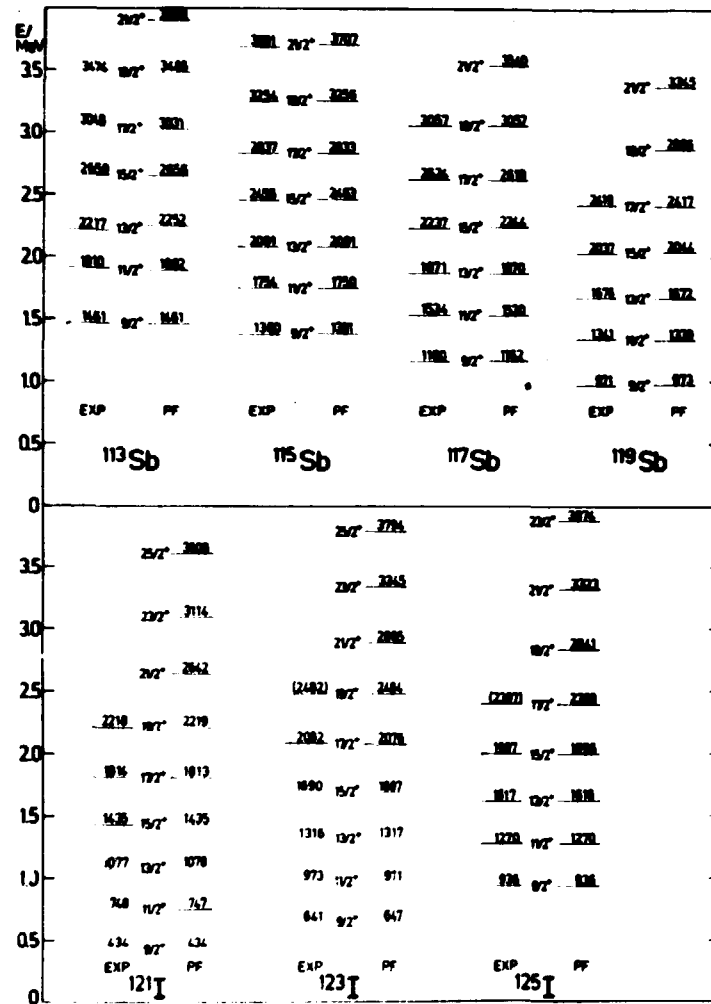


Abb. 2

Vergleich der $9/2^+$ -Banden mit der Anpassung im Projektionsformalismus (PF) [4]

nichtadiabatische Störungen beschreibt, und das Trägheitsmoment θ sind in der Tabelle 1 angegeben.

Tabelle 1

Kern	$1/\Delta\beta^2$	$\hbar^2/2\theta$ [keV]	$\frac{E_{13/2}-E_{11/2}}{E_{11/2}-E_{9/2}}$
^{113}Sb	3.82	31.0	0.68
^{115}Sb	5.87	26.4	0.90
^{117}Sb	5.86	26.0	0.90
^{119}Sb	5.91	26.2	0.90
^{121}I	8.12	20.0	1.04
^{123}I	8.12	20.8	1.04
^{125}I	8.35	20.7	1.04

Die verschiedenen Analysen der Rotationsenergie in den Antimon- und Jodnukliden erlauben die Annahme einer symmetrischen Kernform für die Jodnuklide und eine Tendenz zur Drei-Axialität bei geringerer Deformation in den Sb-Nukliden (siehe auch Bericht 2.8.). Unter den Sb-Nukliden könnte ^{113}Sb eine stabile Drei-Axialität annehmen. Vom theoretischen Standpunkt ist allerdings ein weicher Vibrator einem dreiaxialen Rotator mit flachem Potentialminimum äquivalent.

Schlußfolgernd kann gesagt werden, daß beide Parametrisierungen zur Analyse der Quasirotationsbanden in den Antimon- und Jodnukliden geeignet sind.

L i t e r a t u r

- [1] Hagemann, U. and H.-J. Keller, Proc. 3rd Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Cargese, CERN-76-13 (1976) 397;
Hagemann, U. et al., Nucl. Phys. A289 (1977) 292
- [2] Hagemann, U. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 35
- [3] Meyer-ter-Vehn, J., Nucl. Phys. A249 (1975) 111
- [4] May, F.R. et al., Jad. Phys. 20 (1974) 873
- [5] Gaigalas, A.K. et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 555
- [6] Gordon, D.M. et al., Phys. Lett. 67B (1977) 161

2.10. HOCHSPINZUSTÄNDE IM N=82-KERN ^{143}Pm

H. Prade, U. Hagemann, L. Käubler, L. Schneider und F. Stary
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In Fortsetzung der Arbeiten zur Untersuchung der Struktur des N=82-Kerns ^{143}Pm [1] wurden Messungen der Konversionselektronen, der γ -Linearpolarisation (siehe Bericht 6.2.) und der g-Faktoren für die isomeren Zustände (siehe Bericht 2.11.) in der Reaktion $^{141}\text{Pr}(\alpha, 2n)^{143}\text{Pm}$ durchgeführt. Aus diesen Experimenten ergaben sich eindeutige Spin- und Paritätszuordnungen für eine Reihe von Niveaus oberhalb 1563 keV. Diese Ergebnisse sind im Niveauschema der Abb. 1 dargestellt [2].

Auf Grund der Konversionselektronenmessungen von Shibata et al. [3] hatten wir [1] für den 1391.4-keV-Übergang einen E3-Charakter angenommen, obwohl nach unseren früheren Resultaten auch eine E2-Zuordnung möglich war. Die gemessene Linearpolarisation des 1391.4-keV-Übergangs schließt einen Paritätswechsel aus und ist unter Berücksichtigung der Winkelverteilungskoeffizienten nur mit einer E2-Zuordnung konsistent in Übereinstimmung mit neueren Konversionselektronenmessungen von Nagai et al. [4]. Für den 642.5-keV-Übergang ergab die ermittelte Linearpolarisation die Multipolarität E1.

Die Hochspinzustände in ^{143}Pm können durch eine Kopplung des ungepaarten Protons an die Anregungen des ^{142}Nd -Cores erklärt werden. So sind die Zuordnungen $11/2^+$ und $15/2^+$ für die 1663.4-keV- bzw. 1898.3-keV-Niveaus konsistent mit der Kopplung eines $g_{7/2}$ -Protons an die 2^+ - und 4^+ -Zustände in ^{142}Nd . Diese Corezustände haben Zwei-Quasiteilchen-Charakter mit dominierenden $1g_{7/2}^2$ - und $2d_{5/2}^2$ -Komponenten. Die gemessene Verzögerung des E2-Übergangs von 234.9 keV zwischen den $15/2^+$ - und $11/2^+$ -Zuständen ist durch die Drei-Quasiteilchen-Natur dieser Niveaus erklärbar. Die Zustände $15/2^-$ bei 2436.9 keV und $19/2^-$ bei 2929.8 keV können durch eine Kopplung des Protons in der $1h_{11/2}$ -Schalenmodellbahn an die 2^+ - und 4^+ -Anregungen des Cores verstanden werden, während die $13/2^-$ -Zuordnung für das 2060.2-keV-Niveau durch die Kopplung eines $g_{7/2}$ -Protons an die 3^- -Oktupol-Vibration des Cores beschreibbar ist. Für höhere Spinwerte bis zu 25/2 können Drei-Quasiteilchen-Konfigurationen des Types $(1g_{7/2}^2, 1h_{11/2})$, $(2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 1h_{11/2})$ oder $(2d_{5/2}, 1h_{11/2}^2)$ verantwortlich sein.

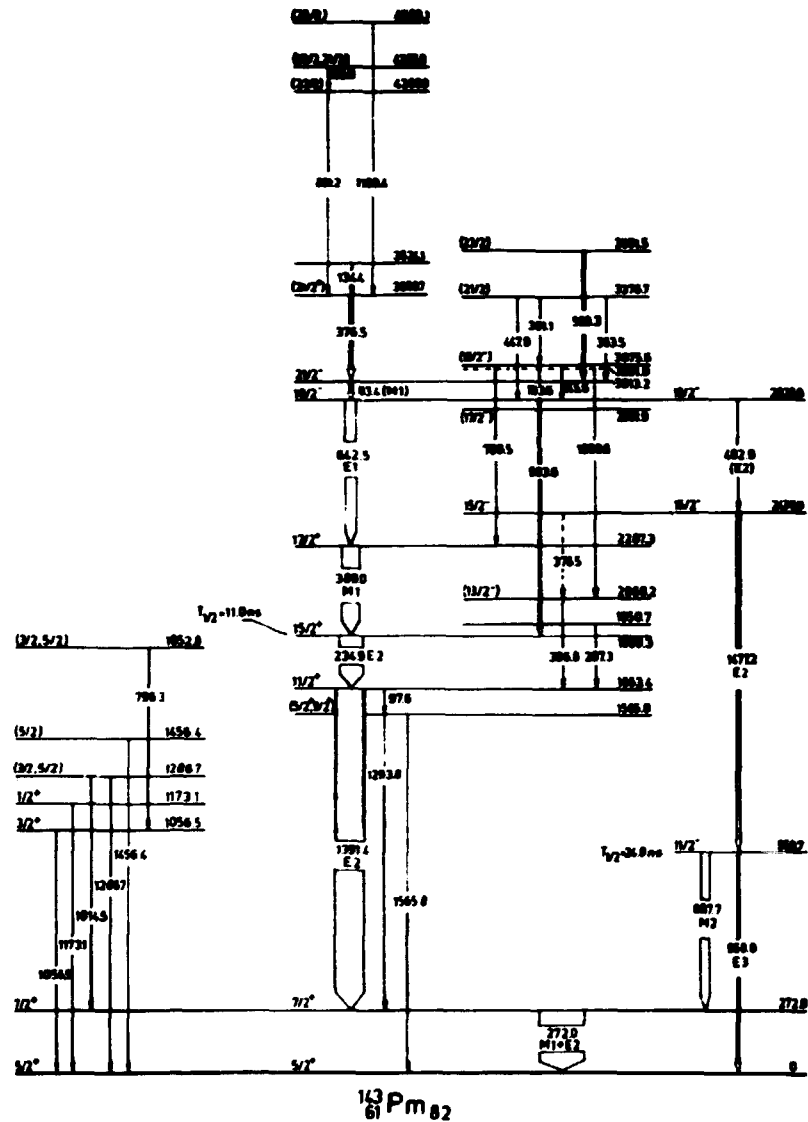


Abb. 1
Niveauschema von ^{143}Pm

L i t e r a t u r

- [1] Prade, H. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 36; Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977) 374
- [2] Prade, H. et al., Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, ZfK-336 (1977) 23
- [3] Shibata, T. et al., J. Phys. Soc. Japan 35 (1973) 633
- [4] Nagai, Y. et al., Nucl. Phys. A282 (1977) 29

2.11. g-FAKTOREN IN $^{143}_{61}\text{Pm}$

L. Käubler, H. Prade, L. Schneider und F. Stary

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Im Verlauf der kernspektroskopischen Untersuchungen zum N=82-Kern ^{143}Pm (siehe Bericht 2.10.) wurden die g-Faktoren der beiden Nanosekundenisomere mit der Methode DPAD [1] und die Relaxationszeit τ_{rel} bestimmt:

959.7-keV-Niveau:

$$I^{\pi} = 11/2^{-}; T_{1/2} = (24.0 \pm 1.0)\text{ns};$$

$$g = 1.14 \pm 0.09; \tau_{\text{rel}} = (28 \pm 11)\text{ns};$$

1898.3-keV-Niveau:

$$I^{\pi} = 15/2^{+}; T_{1/2} = (11.0 \pm 0.7)\text{ns};$$

$$g = 1.00 \pm 0.07; \tau_{\text{rel}} = (28 \pm 5)\text{ns}.$$

Die dabei erhaltenen Halbwertszeiten $T_{1/2}$ stimmen mit den früheren Resultaten überein [2].

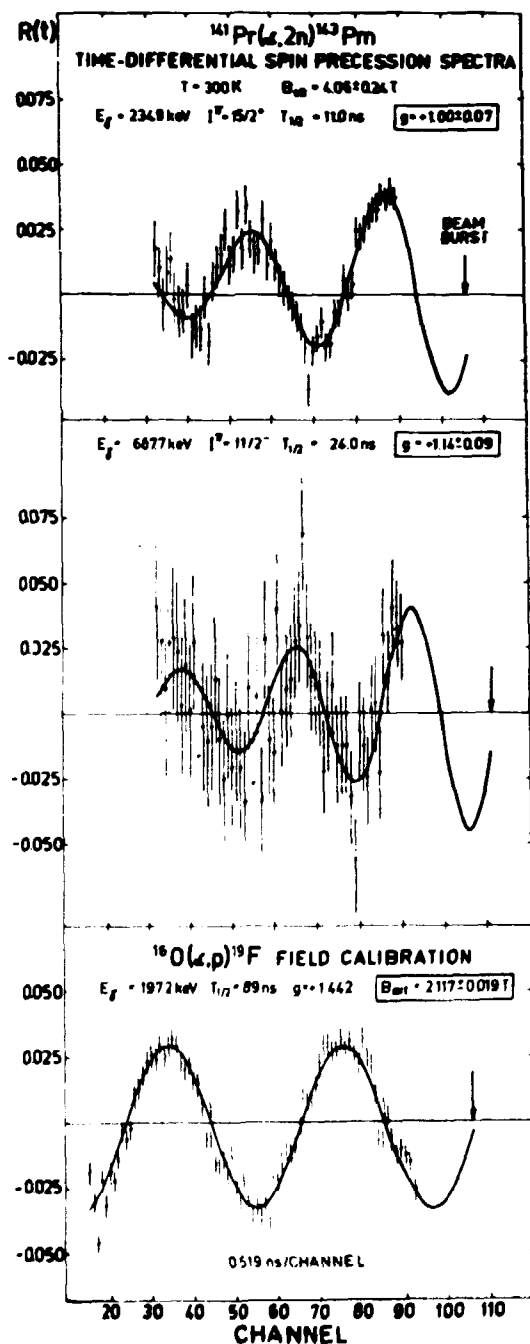
Die in der Reaktion $^{141}\text{Pr}(\alpha, n)^{143}\text{Pm}$ ($E_{\alpha} = 27\text{ MeV}$) angeregten Endkerne werden in dem 20 mg/cm^2 dicken Oxid-Target vollständig abgebremst. Die benutzte Pr_6O_{11} -Verbindung besitzt bei Raumtemperatur kubische Struktur [3], so daß keine zusätzliche Quadrupolwechselwirkung auftritt. Nähere Angaben über die verwendete Meßanordnung, Feldeichung und Auswertung der Meßergebnisse enthält der Bericht 6.1.

Promethium gehört als 4f-Element zu den paramagnetischen Seltenen Erden. Infolge der unaufgefüllten 4f-Elektronenschale entsteht bei Einwirkung eines äußeren Feldes B_{ext} ein effektives Feld $B_{\text{eff}} = g B_{\text{ext}}$ am Kernort. Für Pm^{3+} -Ionen liefert die Theorie einen paramagnetischen Verstärkungsfaktor g ($T = 300\text{ }^{\circ}\text{K}$) = 1.92 mit einem maximalen Fehler von 5 % [4].

Abb. 1 zeigt die experimentell bestimmten Asymmetriefunktionen $R(t)$.

Abb. 1

Experimentelle (Punkte) und berechnete Werte (durchgezogene Kurve) für die Asymmetriefunktion $R(t)$



Der g-Faktor für den $11/2^-$ -Zustand unterstützt die Annahme, daß dieses Niveau reinen $h_{11/2}$ -Einteilchencharakter besitzt und stimmt mit dem für den gleichen Zustand in ^{141}Pr gemessenen Wert [5] überein.

Der $15/2^+$ -Zustand kann nach Bericht 2.10. als Dreiteilchenkonfiguration erklärt werden, die durch Kopplung eines $g_{7/2}$ -Loches an den 4^+ -Zustand im ^{142}Nd -Core entsteht. Da der 4^+ -Zustand als Zwei-Quasiteilchenkonfiguration mit $d_{5/2}$ und $g_{7/2}$ als dominierende Komponenten betrachtet wird, sind für das $15/2^+$ -Niveau folgende Konfigurationen möglich: $(g_{7/2}^3)$, $(g_{7/2}^2 d_{5/2}^1)$ und $(g_{7/2}^1 d_{5/2}^2)$. Unter Berücksichtigung der experimentell gemessenen g-Faktoren in den Kernen ^{139}La und $^{141,143}\text{Pr}$ erhält man mit der Summenregel für die $(g_{7/2}^3)$ -Konfiguration einen g-Faktor von +0.79, für die beiden anderen Konfigurationen $g \approx +1.0$. Der Vergleich des experimentell gemessenen Wertes von $g = +1.00$ mit den Abschätzungen zeigt, daß die Konfiguration $(g_{7/2}^3)$ wenig wahrscheinlich ist, die anderen beiden hingegen den experimentellen Wert gut reproduzieren.

L i t e r a t u r

- [1] Prade, H. et al., Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, ZfK-336 (1977) 23
- [2] Fromm, W.D. et al., Physica Scripta 12 (1975) 91
- [3] Remy, H., Lehrbuch der anorganischen Chemie, Bd. 2, Geest und Portig, Leipzig, 9. Aufl., (1959) 591
- [4] Günther, C. et al., Perturbed Angular Correlations, Amsterdam (1964) 357
- [5] Ejiri, H. et al., OULNS 73-9

2.12. NICHTKOLLEKTIVE HOCHSPINZUSTÄNDE IN ^{151}Tb

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

Der Übergang von deformierten zu sphärischen Kernformen wird von uns systematisch am Beispiel der ungeraden Terbiumpulver untersucht. Während die Nuklide mit 90 und mehr Neutronen stabile Kerndeformation besitzen, können die Anregungen im ^{153}Tb unter der Annahme eines weichen Rumpfes gut beschrieben werden (siehe Bericht 2.13.). Es ergibt sich die Frage, ob der Kern ^{151}Tb , der mit 86 Neutronen dicht am Schalenabschluß $N = 82$ liegt, auch noch deformiert ist.

Niveaus im ^{151}Tb wurden mit Hilfe der Reaktionen $(\alpha, 4n)$ am Stockholmer Zyklotron und $(^3\text{He}, 3n)$ am Rossendorfer Zyklotron angeregt. Dabei wurden Anregungsfunktionen, Winkelverteilungen und Koinzidenzbeziehungen der γ -Übergänge zwischen den Hochspinzuständen untersucht. Außerdem wurde ein Isomer mit einer Halbwertszeit von 25 s gefunden. Als Ergebnis entstand das in Abb. 1 gezeigte Niveauschema. Messungen der Konversionselektronen aus dem Zerfall des ^{151}Dy [1] ergaben eine Bestätigung und Präzisierung unserer Resultate [2] über den Zerfall des Isomers.

In den untersuchten Reaktionen fließt der Hauptteil der Intensität über zwei Niveaufolgen, deren Basiszustände die Charakteristika $I^\pi = 11/2^-$ und $15/2^+$ besitzen. Die drei untersten Übergänge haben dabei jeweils Energien von $E \approx 0.6$ MeV und verbinden Niveaus mit $\Delta I = 2$. Es folgen zwei niederenergetische Übergänge

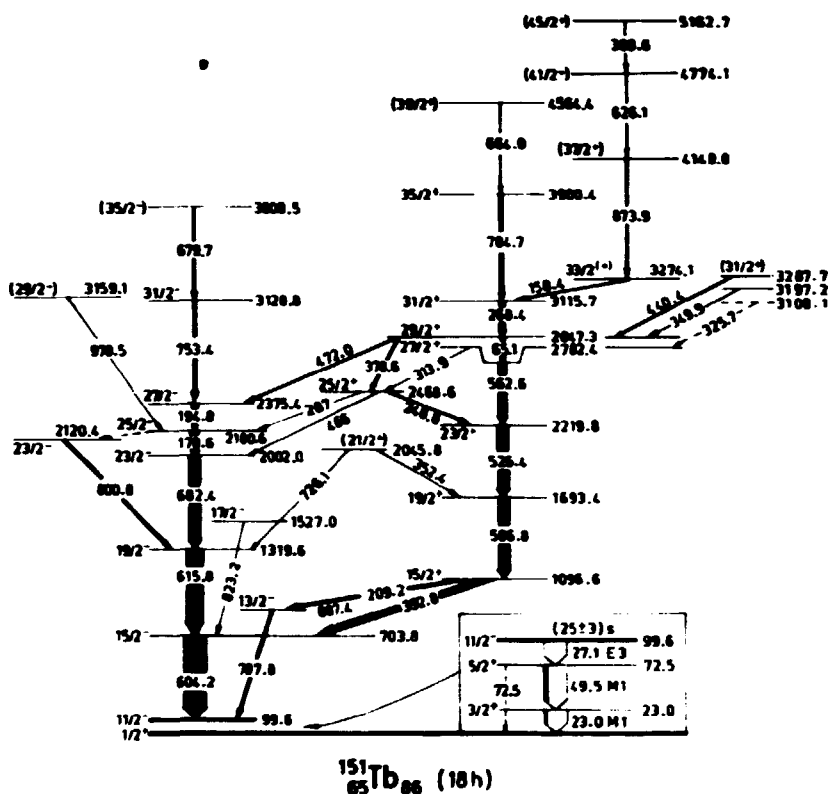


Abb. 1

Niveauschema des ^{151}Tb

Die Breite der Pfeile ist ein Maß für die γ -Intensitäten in der $(\alpha, 4n)$ -Reaktion bei $E_\alpha = 51 \text{ MeV}$.

zwischen $\Delta I=1$ -Niveaus und erneut höherenergetische Übergänge. In Abb. 2 ist gezeigt, daß Folgen mit ähnlichen Niveauabständen auch im Rumpfkern ^{150}Gd existieren [3]. Diese Systematik, in die auch die Kerne ^{148}Sm und ^{149}Eu einbezogen werden können, zeigt, daß die Anregungen im ^{151}Tb durch Kopplung von zwei verschiedenen Konfigurationen an die Rumpfzustände mit positiver Parität entstehen. Außerdem wird die Interpretation [3] unterstützt, daß der Strukturwechsel zwischen den Rumpfanregungen 6h und 8h durch Änderung der Neutronenkonfiguration verursacht ist.

Der Spin $I = 1/2$ für den Grundzustand ist bei der Annahme einer schwachen Deformation schwer zu interpretieren. Dagegen sind alle gefundenen nichtkollektiven Anregungen unter der Annahme sphärischer Kernform zwanglos zu erklären. In diesem Fall kommen zu dem magischen Kern ^{146}Gd vier Neutronen und ein Proton als Valenzteilchen hinzu. Im Protonensystem liegen die Schalenmodell-Zustände $h_{11/2}$, $s_{1/2}$ und $d_{3/2}$ dicht benachbart [4], während der $5/2^+$ -Zustand als Lochanregung $d_{5/2}^{-1}$ interpretiert werden kann. Das Niveau $I^\pi = 15/2^+$ entspricht der Oktupol-Anregung des Rumpfkernes ^{150}Gd . Für die Protonenkomponente $h_{11/2} d_{5/2}^{-1}$ in diesem Phonon ist die Kopplung mit einem weiteren Proton in der $h_{11/2}$ -Schale zum Spin $I = 17/2$ durch das Pauli-Prinzip verboten. Auf diese Weise ist die unvollständige Drehimpuls-Ausrichtung zwischen Phonon und ungepaartem Proton $[3^- \otimes h_{11/2}]_{15/2}$ zu verstehen. Für den untersten 8^+ -Zustand im ^{150}Gd wurde die

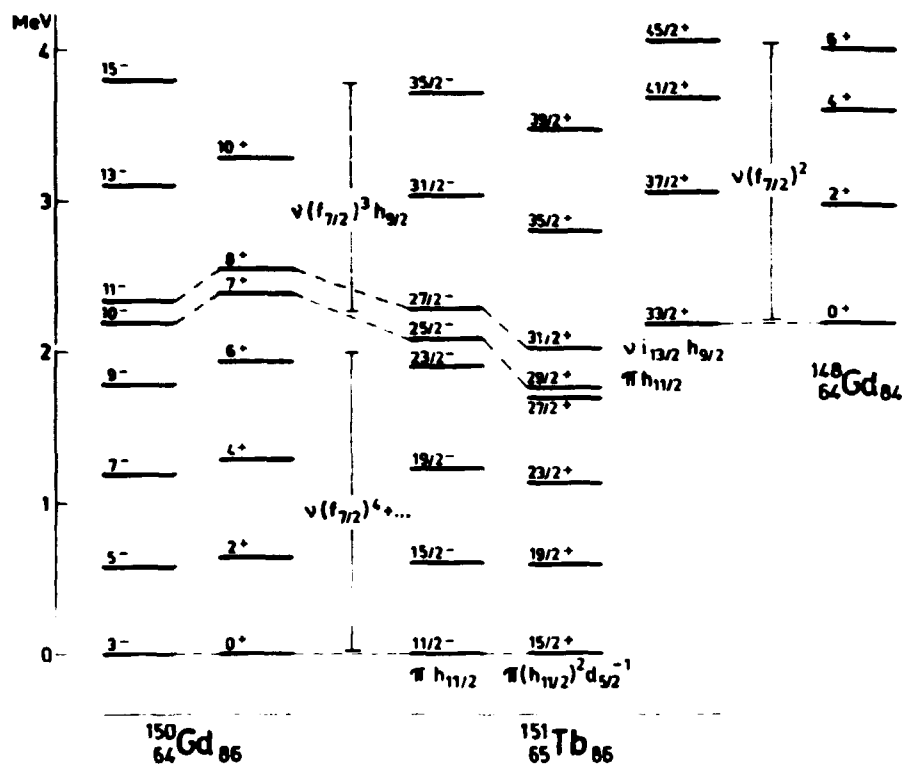


Abb. 2

Anregungsenergien in den Hauptfolgen von Niveaus und Vergleich mit benachbarten doppelt-geraden Kernen

Neutronenkonfiguration $f_{7/2}h_{9/2}$ nachgewiesen [3], während das Auftreten des 7^+ -Rumpfzustandes und auch der entsprechenden Niveaus in den anderen Folgen nur aus einer Kopplung von vier Neutronen $(f_{7/2})^3h_{9/2}$ zu erklären ist. Im oberen Teil der beiden Niveaufolgen sind zwei Neutronen fest in die Schalen $f_{7/2}$ und $h_{9/2}$ eingebaut. Zwei weitere Neutronen in der $f_{7/2}$ -Schale können wegen des Pauli-Prinzips nur noch zu $I = 4$ koppeln, d.h., die Konfiguration $(f_{7/2})^3h_{9/2}$ ergibt einen maximalen Spin $I = 12$.

Die Neutronenkonfiguration $1_{13/2}h_{9/2}$, die im ^{150}Gd als Komponente des 11^- -Zustandes erwartet wird, kann mit einem $h_{11/2}$ -Proton zu einem nichtkollektiven Zustand mit $I^\pi = 33/2^+$ koppeln. In diesem Fall ist eine Ausrichtung der verbleibenden Neutronen in der $f_{7/2}$ -Schale zu $I = 6$ möglich. In Abb. 2 ist zu erkennen, daß die Niveaubstände oberhalb des $33/2^+$ -Zustandes "multiplettartig" sind und daß Ähnlichkeit mit der Grundzustandsbande in ^{148}Gd , dem Kern mit zwei Valenzneutronen, besteht. Die vorgeschlagenen Konfigurationen für die Niveaus, die nach unserer Interpretation vorwiegend Teilchencharakter haben sollten, sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1
Teilchenkomponenten von Zuständen in ^{151}Tb

E [keV]	I^π	Konfiguration	
		Protonen	Neutronen
0	$1/2^+$	$s_{1/2}$	$(f_{7/2})_0^4$
23.0	$3/2^+$	$d_{3/2}$	
72.5	$5/2^+$	$d_{5/2}^{-1}$	
99.6	$11/2^-$	$h_{11/2}$	
1096.6	$15/2^+$	$(h_{11/2})_0^2 d_{5/2}^{-1}$	$(f_{7/2})_{5/2}^3 h_{9/2}$
2180.6	$25/2^-$	$h_{11/2}$	
2375.4	$27/2^-$	$h_{11/2}$	
2847.3	$29/2^+$	$(h_{11/2})_0^2 d_{5/2}^{-1}$	
3115.7	$31/2^+$	$(h_{11/2})_0^2 d_{5/2}^{-1}$	$(f_{7/2})_{5/2}^3 h_{9/2}$
3274.1	$33/2^+$	$h_{11/2}$	
3808.5	$35/2^-$	$h_{11/2}$	
4564.4	$39/2^+$	$(h_{11/2})_0^2 d_{5/2}^{-1}$	
5162.7	$45/2^+$	$h_{11/2}$	$(f_{7/2})_{6^+}^2 d_{5/2}^{-1} h_{9/2}$

L i t e r a t u r

- [1] Alikov, B.A. et al., Preprint P6-10578, Dubna (1977)
- [2] Kemnitz, P. et al., Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977) 383
- [3] Haenni, D.R. and T.T. Sugihara, Phys. Rev. C16 (1977) 120
- [4] Wildenthal, B.H. et al., Phys. Rev. C3 (1971) 1199

2.13. NACHWEIS VON ROTATIONSANREGUNGEN IM N=88-NUKLID ^{153}Tb (eingereicht bei Nucl. Phys.)

G. Winter, J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz und E. Will
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF
S. Elfström, S. Hjorth, A. Johnson und Th. Lindblad
Forschungsinstitut für Atomphysik Stockholm

Die Untersuchung der Anregungszustände im Nuklid ^{153}Tb wurde mit der Interpretation unserer experimentellen Ergebnisse [1] abgeschlossen. Im Zusammenhang mit bisherigen Vorstellungen über die Kerne mit 88 Neutronen ist als Überraschung anzusehen, daß mehrere gut ausgebildete Rotationsbänder gefunden wurden. Eine Beschreibung der Anregungsenergien dieser Zustände war im Rahmen des Rotationsmodells möglich, wenn man eine Änderung des Trägheitsmomentes mit steigendem Rotationsdrehimpuls berücksichtigt (weicher Rotor). Diese Abhängigkeit wurde aus den experimentellen Energien der Grundzustandsbänder des Rumpfkernes ^{152}Gd entnommen und bei der Diagonalisierung der Coriolis-Wechselwirkung verwendet.

2.14. NANOSEKUNDEN-ISOMERE IM DOPPELT-UNGERADEN N=89-KERN ^{152}Eu

W. Andrejtscheff

Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BadW, Sofia

K.D. Schilling

Zentralinstitut für Kernforschung Roseendorf, Bereich KF

Kerne mit 89 Neutronen sind für kernspektroskopische Untersuchungen besonders interessant, da sie die Möglichkeit bieten, Zustände mit unterschiedlichen Gleichgewichtsdeformationen bei niedrigen Anregungsenergien zu beobachten. Außerdem werden starke Mischungseffekte infolge der Coriolis-Kopplung ($\Delta K = 1$) sowie - bei doppelt-ungeraden Kernen - der V_{pn} -Wechselwirkung ($\Delta K = 0$) erwartet (siehe Bericht 2.16).

Bisherige Untersuchungen [1] haben gezeigt, daß der doppelt-ungerade Übergangskern ^{152}Eu eine außerordentlich komplizierte Struktur besitzt. Bei den in der Reaktion $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}$ durchgeführten Lebensdauermessungen [1,2] wurden mehrere Halbwertszeiten im Bereich von 38...940 ns ermittelt. Im Hinblick auf das komplexe niederenergetische Niveauschema von ^{152}Eu wurden weitere Nanosekunden-Isomere in diesem Kern vermutet.

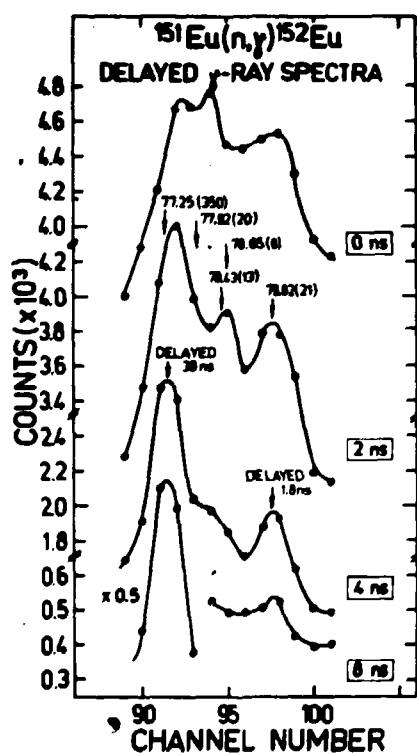


Abb. 1

Ausschnitte aus einigen γ -Spektren. Energien und Intensitäten der γ -Übergänge (letzte in Klammern) wurden aus [1] entnommen.

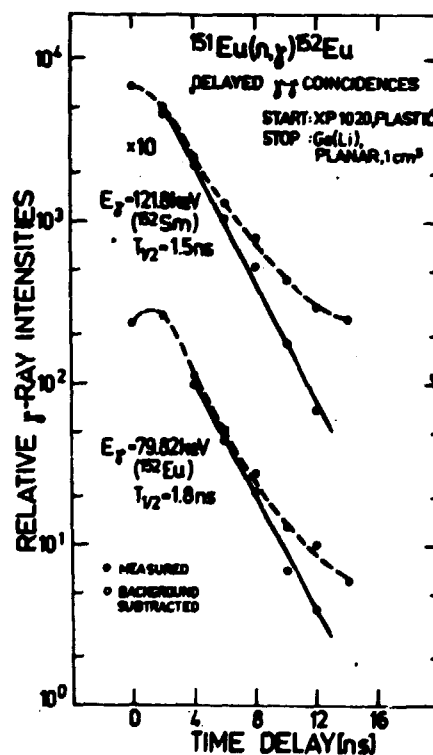


Abb. 2

Beispiele für das Zeitverhalten einiger γ -Übergänge

Die vorliegenden Untersuchungen basieren auf dem Niveauschema, den γ -Energien und den γ -Intensitäten der Arbeit [1]. An einem thermischen Neutronenstrahl des Rossendorfer Forschungsreaktors wurden verzögerte $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen mit einem Plast-Scintillator und einem hochauflösenden Ge(Li)-Detektor ($\Delta E_\gamma \approx 0.6$ keV bei $E_\gamma \approx 170$ keV) in der Reaktion $^{151}\text{Eu}(n, \gamma)^{152}\text{Eu}$ gemessen. Die Messung direkter Zeitspektren bestimmter γ -Übergänge (vgl. z.B. [3]) erwies sich infolge der hohen Liniendichte des γ -Spektrums als ungünstig. Deshalb wurden die Lebensdauern aus der zeitlichen Änderung der relativen γ -Intensitäten bestimmt, die in Zeitintervallen von 5 ns (4×1024 Kanäle) und 2 ns (8×512 Kanäle) registriert wurden. In der Abb. 1 ist der Energiebereich von 77...80 keV dargestellt, in dem die Übergänge mit 77.25 und 79.82 keV verzögert auftreten. Die Lebensdauer des erstgenannten Übergangs ($T_{1/2} = 38$ ns) war bereits bekannt [1],

Tabelle 1
Isomere Zustände in ^{152}Eu
(Ergebnisse aus [1] und der vorliegenden Arbeit)

Niveau [keV]	J^π	$T_{1/2}$
45.60	0^-	9.3 h
65.30	1^-	940 ns
77.26	3^-	38 ns a)
78.23	1^+	165 ns
89.85	4^+	384 ns a)
141.82	4^-	2.6 ns b)
147.87	8^-	96 min
158.05	1^+	1.8 ns b)
160.88	$(3,4,5)^+$	2.3 ns b)
180.63	$(4,5)^-$	2.1 ns b)

- a) In dieser Arbeit als verzögert mit $T_{1/2} > 30$ ns bestätigt. Die Übergänge von den Niveaus bei 65.30 und 78.23 keV wurden nicht untersucht.
- b) In dieser Arbeit ermittelt (Fehler der Halbwertszeit ca. 25 %).

während die Halbwertszeit des zweiten Übergangs in der vorliegenden Arbeit ermittelt wurde (Abb. 2). Dabei konnte der 121.8-keV-Übergang in ^{152}Sm , der beim Zerfall des ^{152}Eu auftritt, klar mit einer Halbwertszeit von 1.5 ns in guter Übereinstimmung mit Literaturwerten [4] beobachtet werden (Abb. 2). In der beschriebenen Weise wurden die Halbwertszeiten mehrerer angeregter Zustände in ^{152}Eu erstmals bestimmt (Tabelle 1). Die eingehende Analyse der nunmehr vorliegenden Daten zeigte - im Unterschied zu unseren ersten Resultaten [5] -, daß eine Verzögerung des 46.15-keV-Übergangs ($T_{1/2} = 170$ ns entsprechend [2]) zwar möglich, aber nicht eindeutig nachweisbar ist. Im Gegensatz zu früheren Ergebnissen [2] konnte keine Verzögerung der γ -Übergänge (z.B. 168.76 und 109.35 keV), welche die Niveaus bei 214.36 und 220.79 keV

mit Halbwertszeiten von 130 und 200 ns abregen [2], beobachtet werden.

Erste Mitteilungen über die vorliegenden Ergebnisse wurden bereits [5] gegeben.

L i t e r a t u r

- [1] von Egidy, T. et al., Preprint (1977), wird veröffentlicht in Z. Phys.
- [2] Seifarh, H. and B. Kardon, Annual Report 1975 (Jülich) KFA-IKP 10/76
- [3] Schilling, K.D. et al., Nucl. Phys. **A265** (1976) 58
- [4] Andrejtscheff, W. et al., Atomic Data & Nucl. Data Tables **16** (1975) 515
- [5] Andrejtscheff, W. and K.D. Schilling, Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, Tokyo (1977) 388; Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, ZfK-336 (1977) 35

2.15. ELEKTROMAGNETISCHE ÜBERGÄNGE IN EINIGEN DOPPELT-UNGERADEN DEFORMIERTEN KERNEN (eingereicht bei Nucl. Phys.)

K.D. Schilling und L. Käubler

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

W. Andrejtscheff

Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BAdW, Sofia

T.M. Muminov, V.G. Kalinnikov, N.Z. Marupov, F.R. May und W. Seidel

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

In früheren Arbeiten [1] war bereits über die in Rossendorf durchgeführten Untersuchungen absoluter γ -Übergangswahrscheinlichkeiten in doppelt-ungeraden deformierten Kernen berichtet worden. Diese Ergebnisse wurden inzwischen durch experimentelle Resultate ergänzt, die bei Lebensdauermessungen im radioaktiven Zerfall kurzlebiger neutronendefiziter Kerne im VIK Dubna (Laboratorium für Kernprobleme) erhalten wurden. Bei den letztgenannten Experimenten wurden insgesamt 6 neue Halbwertszeiten im Nanosekundenbereich in den Kernen $^{156,158,162}\text{Ho}$ und ^{162}Tm bestimmt. Weiterhin wurde die Lebensdauer des 289.5-keV-Zustandes in ^{178}Ta [2] in die eingereichte Arbeit aufgenommen. Damit enthält die Arbeit nunmehr 17 neue Halbwertszeiten in 10 doppelt-ungeraden deformierten Kernen. Eine vorläufige Mitteilung dieser gemeinsamen experimentellen Ergebnisse einschließlich eines Vergleiches der experimentellen γ -Übergangswahrscheinlichkeiten mit Modellrechnungen ist Gegenstand einer anderen Arbeit [3]. Im Unterschied zu vorherigen Resultaten [1] wurde die Halbwertszeit von $T_{1/2} = 8,7 \text{ ns}$ in ^{162}Ho einem Niveau bei 179.9 keV mit der vorgeschlagenen Konfiguration $11^{-}\{p7/2^{-}[523]n5/2^{+}[642]\}$ zugeordnet.

Die absoluten γ -Übergangswahrscheinlichkeiten werden in einer umfangreichen Tabelle mit Einteilchenabschätzungen nach Weisskopf und Nilsson verglichen. Bei den letzteren wurden auch Paarkorrelationen berücksichtigt. Einige typische Eigenschaften von K-, Ω - und f-verbotenen Übergängen können qualitativ durch Konfigurationsmischungen erklärt werden. Die vorliegenden experimentellen Resultate bilden zusammen mit den in [4] enthaltenen Angaben die Grundlage für die systematischen Vergleiche von $E1$, $\Delta K=1$ -Übergangsmatrixelementen in einfach- und doppelt-ungeraden deformierten Kernen (siehe Bericht 2.16.).

L i t e r a t u r

[1] Schilling, K.D. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 45,46

[2] Dubbers, F. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 47

[3] Andrejtscheff, W. et al., Preprint P6-10577 Dubna (1977)

[4] Andrejtscheff, W. et al., Atomic Data & Nucl. Data Tables 16 (1975) 515

2.16. PHONONENBEIMISCHUNGEN HÖHERER ORDNUNG IN DOPPELT-UNGERADEN DEFORMIERTEN KERNEN

W. Andrejtschew

Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BADW, Sofia

K.D. Schilling

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In einer früheren theoretischen Arbeit [1] war vorausgesagt worden, daß Vibrationsbeimischungen in doppelt-ungeraden deformierten Kernen eine größere Rolle spielen sollen als in einfach-ungeraden Systemen. Eine experimentelle Unterstützung erhält diese Aussage durch die vorliegenden systematischen Untersuchungen von $E1$, $\Delta K=1$ -Übergangsmatrixelementen in einfach- und doppelt-ungeraden deformierten Kernen. Darüber war bereits an anderer Stelle [2] berichtet worden.

Die untersuchten Matrixelemente GG_{exp} sind mit den experimentellen $B(E1)$ -Werten auf folgende Weise verknüpft:

$$GG_{exp} = \{B(E1)_{exp} / [C(E1) |<CG> P_{mn}|^2]\}^{1/2} \quad (1)$$

Dabei ist $C(E1, A, Z)$ eine bekannte Konstante, $<CG>$ ist ein Clebsch-Gordan-Koeffizient, und der Pairingfaktor P_{mn} (für die Hauptkomponenten m und n in den Wellenfunktionen der Anfangs- und Endzustände) wird mittels einer BCS-Prozedur berechnet.

Entsprechend Gl. (1) wurden die Werte GG_{exp} für vergleichbare $E1$, $\Delta K=1$ -Übergänge in doppelt-ungeraden Kernen einerseits und in einfach-ungeraden benachbarten Kernen andererseits abgeleitet, beispielsweise für $p7/2^+[404]n7/2^+[633] \rightarrow p7/2^+[404]n5/2^-[512]$ in $^{172}_{71}Lu_{101}$ und für $n7/2^+[633] \leftrightarrow n5/2^-[512]$ in $^{171}_{70}Yb_{101}$ und $^{173}_{72}Hf_{101}$. Dabei stellte sich heraus, daß die Matrixelemente GG_{exp} in doppelt-ungeraden Kernen systematisch größer sind als in benachbarten einfach-ungeraden Isotonen (Tabelle 1).

Tabelle 1

Die Werte einiger Matrixelemente GG_{exp} in einfach- und doppelt-ungeraden deformierten Kernen. Die experimentellen $B(E1)$ -Werte wurden aus den Arbeiten [5,6] entnommen.

Kern	$^{159}_{64}Gd_{95}$	$^{160}_{65}Tb_{95}$	$^{161}_{66}Dy_{95}$	$^{171}_{70}Yb_{101}$	$^{172}_{71}Lu_{101}$	$^{173}_{72}Hf_{101}$
$GG_{exp} \times 10^2$	1.85	<u>5.80</u>	1.93	2.92	<u>7.56</u>	1.57
$<1 \leftrightarrow f>$	$n3/2^-[521] \leftrightarrow 5/2^+[642]$			$n5/2^-[512] \leftrightarrow 7/2^+[633]$		

Es kann weiterhin gezeigt werden, daß unter gewissen Voraussetzungen

$$GG = |G_{E1}(m,n) + G_{mix}| \quad (2)$$

gilt. Der Term $G_{E1}(m,n)$ stellt das Übergangsmatrixelement zwischen den Hauptkomponenten dar (siehe [3]), während G_{mix} durch Beimischungen vom Quasiteilchen(QT)-Typ oder von kollektiven Anregungen verursacht wird. Gemäß Gl. (2) werden die beobachteten Unterschiede in den Werten GG_{exp} durch die unterschiedlichen Bei-

träge von G_{mix} hervorgerufen, d.h. G_{mix} liefert beträchtliche kohärente Beiträge zu den $E1, \Delta K=1$ -Matrixelementen in doppelt-ungeraden Kernen. Solche kohärenten Beiträge werden gewöhnlich durch kollektive Beimischungen verursacht. Nach den experimentellen Erfahrungen bei ungeraden deformierten Kernen [4] kommen als Ursache dafür vor allem $K^\pi=0^-$ -Vibrationsanregungen des gg -Rumpfes in Frage.

Außer der Coriolis-Wechselwirkung, welche Zustände mit $\Delta K = 1$ koppelt, mischt die Proton-Neutron-Wechselwirkung V_{pn} in doppelt-ungeraden Kernen Zustände mit $\Delta K = 0$. Dadurch erhöht sich die Zahl der Zwei-Quasiteilchen-Zustände, die zu den Hauptkomponenten in den Übergangsmatrixelementen koppeln können, gegenüber einfach-ungeraden Kernen beträchtlich. Auf diese Weise können neben den Hauptkomponenten vom Typ $E1, \Delta K = 1$ in den Übergangsmatrixelementen auch stets $E1, \Delta K=0$ -Beiträge auftreten. Diese $E1, \Delta K=0$ -Übergänge werden durch den Einfluß von kollektiven $K^\pi=0^-$ -Anregungen beschleunigt. Damit lassen sich die systematisch größeren $E1, \Delta K=1$ -Matrixelemente in doppelt-ungeraden deformierten Kernen auf den Einfluß von Oktupolvibrationsbeimischungen höherer Ordnung in den Wellenfunktionen der uu -Kerne zurückführen.

L i t e r a t u r

- [1] Soloviev, V.G., Phys. Lett. 21 (1966) 320
- [2] Andrejtscheff, W. and K.D. Schilling, Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977) 388; Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, ZfK-336 (1977) 84
- [3] Nilsson, S.G., Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 (1955) no. 16
- [4] Andrejtscheff, W. and P. Manfrass, Phys. Lett. 55B (1975) 159
- [5] Schilling, K.D. et al., Nucl. Phys. (eingereicht)
- [6] Andrejtscheff, W. et al., Atomic Data & Nucl. Data Tables 16 (1975) 515

2.17. HEXADEKAPOLDEFORMATIONEN UND $E1$ -ÜBERGÄNGE IN UNGERADEN Ho- UND Tm-KERNEN

K.D. Schilling und G. Winter
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF
 W. Andrejtscheff
 Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BAdW, Sofia

Die Untersuchungen zum Einfluß der Hexadekapoldeformation auf $E1$ -Übergangswahrscheinlichkeiten in ungeraden deformierten Kernen [1] wurden abgeschlossen. Eine Publikation dieser Ergebnisse ist inzwischen erschienen [2]. In dieser Arbeit wird gezeigt, daß man eine überraschend gute Übereinstimmung der experimentellen und der theoretischen $B(E1)$ -Werte sowohl in den Ho- als auch in den Tm-Kernen erreicht, wenn man die theoretisch vorhergesagten ϵ_4 -Werte [3] um einen für jedes Element konstanten Korrekturbetrag $\Delta\epsilon_4$ verringert (Abb. 1).

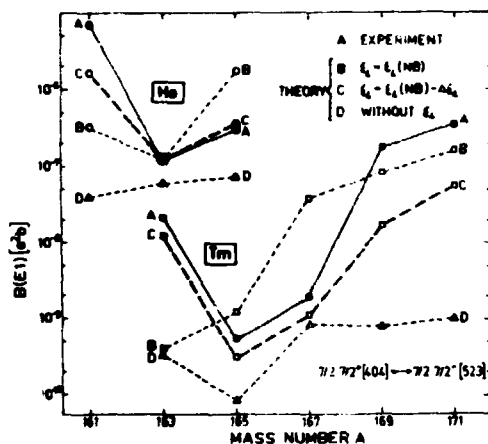


Abb. 1

Experimentelle und theoretische $B(E1)$ -Werte für Übergänge vom Typ $7/2 \ 7/2^+ [404] \leftrightarrow 7/2 \ 7/2^- [523]$ in ungeraden Ho- und Tm-Kernen in Abhängigkeit von der Massenzahl A. Die Werte $E_4(NB)$ wurden aus [3] entnommen. Die Korrekturterme $\Delta E_4 (> 0)$ haben die Werte 0.008 für die Ho-Kerne und 0.020 für die Tm-Isotope.

L i t e r a t u r

- [1] Schilling, K.D. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 44
- [2] Schilling, K.D. et al., J. Phys. G3 (1977) 1255
- [3] Nielsen, B.S. and M.E. Bunker, Nucl. Phys. A245 (1975) 376

2.18. ISOMERE UND ZUSTANDSKONFIGURATION IM uu-KERN $^{160}_{Tm}$

W. Andrejtscheff
 Institut für Kernforschung und Kernenergetik der BAdW, Sofia
 G. Lizurej, N.Z. Marupov, T.M. Muminov und R.R. Usmanov
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna
 K.D. Schilling
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Der $^{160}_{Yb}$ -Zerfall wurde kürzlich von Adam et al. [1] untersucht. Nach Auswertung von Spektren der γ -Strahlung und der Konversionselektronen sowie von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimenten konnten diese Autoren ein Niveauschema des Kerns $^{160}_{Tm}$ aufstellen. Auf der Grundlage dieses Niveauschemas wurden Isomerieuntersuchungen im Nanosekundengebiet durchgeführt.

Die massenseparierten Yb-Quellen ($A = 160$) wurden nach der Bestrahlung eines Ta-Targets mit 660-MeV-Protonen am Dubnaer Synchrozyklotron erhalten. Mit einem Stilben-Ge(Li)-Detektorsystem wurde eine mehrdimensionale Zeitanalyse am Kleinrechner HP 2116 C durchgeführt, bei der sowohl direkte Zeitverteilungen als auch verzögerte γ -Spektren gewonnen wurden. Eine ähnliche Methodik wurde bisher bei in-beam-Messungen im ZfK Rossendorf angewendet [2]. Die Verzögerung einiger niederenergetischer Konversionselektronenübergänge ($E_{ce} < 40$ keV) wurde mit Hilfe einer fast-slow-Anordnung mit einem Magnetlinsen-Spektrometer [3] gemessen.

Im Ergebnis dieser Experimente wurden die Halbwertszeiten folgender Niveaus erstmalig bestimmt:

$$\begin{aligned} T_{1/2}(42.0 \text{ keV}) &= (1.6 \pm 0.2) \text{ ns,} \\ T_{1/2}(174.4 \text{ keV}) &= (17 \pm 1) \text{ ns und} \\ T_{1/2}(215.8 \text{ keV}) &= (0.75 \pm 0.10) \text{ ns.} \end{aligned}$$

Ein Teil des Niveauschemas mit diesen Ergebnissen und einigen Konfigurationen ist in Abb. 1 dargestellt. Die Konfiguration des 215,8-keV-Zustandes wurde von Adam et al. [1] begründet. Die Zuordnungen der anderen in der Abb. 1 angegebenen Nilsson-Konfigurationen werden unter Berücksichtigung der vorliegenden Isomerieuntersuchungen vorgeschlagen.

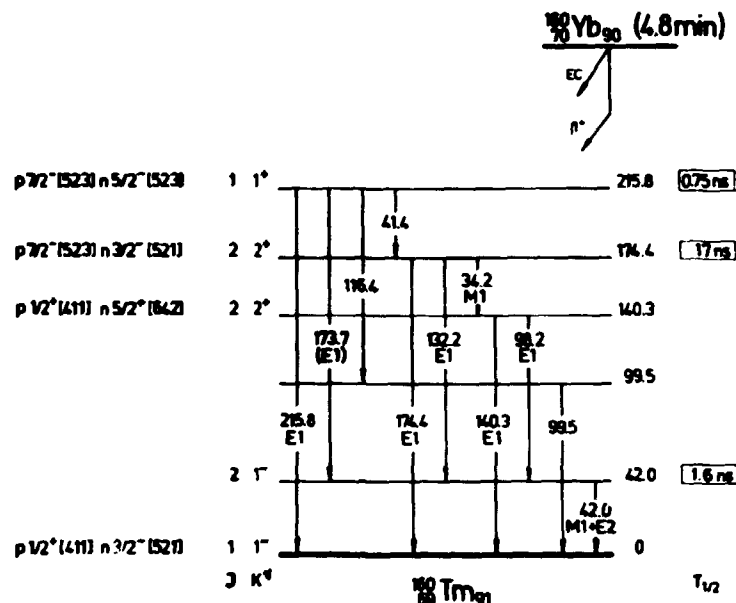


Abb. 1
Partielles Niveauschema von ^{160}Tm nach [1] und den vorliegenden Untersuchungen

L i t e r a t u r

- [1] Adam, I. et al., Thesen der XXVII. Tagung über Kernspektroskopie und Kernstruktur, Tschkent (1977) 94
- [2] Schilling, K.D. et al., Nucl. Phys. A265 (1976) 58
- [3] Morozov, V.A. and T.M. Muminov, Preprint P13-3437 Dubna (1967)

2.19. HOCHSPINZUSTÄNDE IN ^{176}Lu UND ^{175}Lu

C. Heiser und H. Rotter
Zentralinstitut für Kernforschung Roseendorf, Bereich KF
M. Beitins, J. Berzins und P. Prokofjev
Institut für Physik der Lettischen Akademie der Wissenschaften,
Salaspils/Rīga

Das vorliegende Niveauschema [1] des doppelt-ungeraden deformierten Nuklide $^{176}\text{Lu}_{105}$ basiert hauptsächlich auf Neutroneneinfangmessungen, ergänzt durch (d,d')- und (d,p)-Messungen [2]. Aus Targetgründen kommen für die in-beam- γ -Spektroskopie nur zwei mit geladenen Teilchen induzierte Compoundkernreaktionen, (p,n γ) und (d,2n γ), in Frage, um Information auch über Zustände mit höherem Spin zu erhalten. Die γ -spektrometrischen in-beam-Messungen (γ -Einzelspektren, $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und die Winkelverteilung der prompten γ -Strahlung) erfolgten

am Rossendorfer Zyklotron unter Verwendung eines Oxidtargets aus angereicher-
tem ^{176}Yb .

Die Koinzidenzmessungen bestätigten die Lage der von Balodis et al. [1] vorge-
schlagenen Niveaus 6^- und 7^- der D^- -Bande bei 713.7 keV und 728.3 keV und be-
wiesen die Zugehörigkeit des Überganges 272.7 keV zur O^- -Bande. Die Koinzidenz
dieses Überganges mit einem 176.7-keV-Übergang erlaubt, ein Niveau bei 890.3 keV
neu einzuführen. Ein weiteres Niveau bei 831 keV zerfällt zum 3^- -Zustand bei
662.2 keV, der eine Halbwertszeit von $T_{1/2} = 6.3(5)$ ns hat [3].

Der in der $(d,2n_\gamma)$ -Reaktion ziemlich stark angeragte Übergang 184.1 keV ist der
einzige Kandidat für den Übergang $8^- \rightarrow 7^-$ der Grundzustandsbande des ^{176}Lu .
Dieser Wert der Anregungsenergie stimmt mit den Ergebnissen der (d,d') - und
 (d,p) -Messungen [2] innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die Werte der Winkel-
verteilungskoeffizienten ($A_2 = 0.36(6)$, $A_4 \approx 0$) weisen auf einen $M1+E2$ -Übergang
hin. Der Übergang 184.1 keV ist in Koinzidenz mit den Übergängen 240.7 keV und
309.1 keV (Abb. 1). Der Vergleich mit den (d,d') - und (d,p) -Daten [2] läßt ver-
muten, daß es sich bei dem Übergang 240.7 keV um den Übergang $6^+(K=8) \rightarrow 8^-(K=7)$
handelt. Die Ergebnisse der Winkelverteilungsmessung (240.7 keV: $A_2 = 0.23(12)$,
 $A_4 \approx 0$; 425.0 keV: $A_2 = -0.26(12)$, $A_4 \approx 0$) stehen in Einklang mit dieser Zuord-
nung. Der 8^+ -Zustand hat sehr wahrscheinlich die Struktur $p7/2^+[404]n9/2^+[624]$.
Da der 1^+ -Zustand dieser Konfiguration die Anregungsenergie 198.0 keV hat, er-
gibt sich für die Dublettaufspaltung dieser Konfiguration der experimentelle
Wert 226.8 keV.

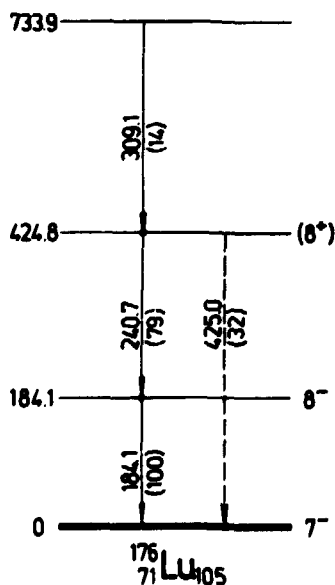


Abb. 1
Zum Grundzustand 7^- des ^{176}Lu
führende γ -Übergänge

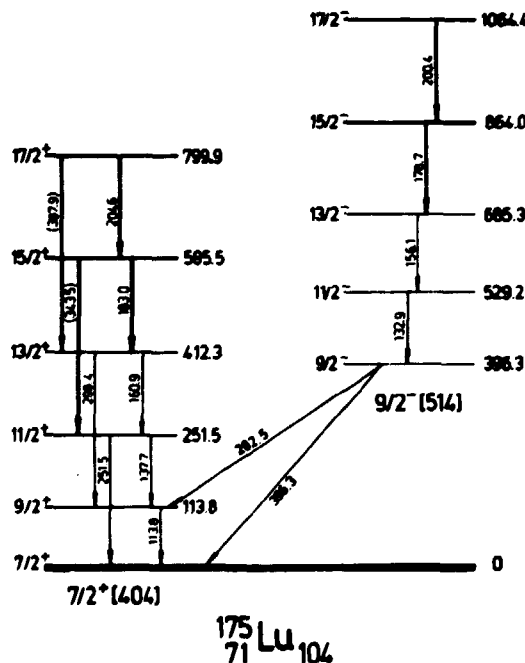


Abb. 2
Grundzustandsbande und $9/2^- [514]$ -Bande
des ^{175}Lu

Bei der von uns verwendeten Deuteronenenergie von ≈ 13.5 MeV ist die Ausbeute
der Reaktion $^{176}\text{Yb}(d,3n)^{175}\text{Lu}$ vergleichbar mit der Ausbeute der $(d,2n)$ -Reaktion.
Gestützt auf die Koinzidenzmessungen, wurden die $15/2^-$ und $17/2^-$ -Niveaus der

$7/2^+[404]$ -Grundzustandsbande sowie der $9/2^-[514]$ -Bande des ^{175}Lu gefunden (Abb. 2). Die Parameter der Rotationsenergieformel haben für diese Banden folgende Werte:

$$\begin{array}{lll} 7/2^+[404]: & A = 12.91 \text{ keV} & B = -6.6 \text{ eV} & C = 0.003 \text{ eV} \\ 9/2^-[514]: & A = 12.39 \text{ keV} & B = -5.7 \text{ eV} & C = 0.018 \text{ eV}. \end{array}$$

Diese Werte sind charakteristisch für wenig gestörte Rotationsbanden.

L i t e r a t u r

- [1] Balodis, M.K. et al., Nucl. Phys. A194 (1972) 305
- [2] Minor, M.M. et al., Phys. Rev. 187 (1969) 1516
- [3] Andrejtscheff, W. et al., Nucl. Phys. A226 (1974) 142

2.20. ISOMERE UND ROTATIONSSTRUKTUR IN ^{176}Ta

S. Elfström, Th. Lindblad und C.D. Lindén
Forschungsinstitut für Atomphysik Stockholm
F. Dubbers, L. Funke, P. Kemnitz und G. Winter
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Informationen über Hochspinzustände in doppelt-ungeraden Atomkernen sind noch immer sehr rar. Nachdem in den vergangenen Jahren die Niveaus im ^{178}Ta in Rossendorf studiert worden sind [1], wurden nun auch die Zustände des Nachbarisotops ^{176}Ta untersucht. Experimente zum niederenergetischen Teil des γ -Spektrums erfolgten in der (d,2n)- und (p,n)-Reaktion am Rossendorfer Zyklotron und die Zustände mit höherem Drehimpuls wurden am Zyklotron in Stockholm in der (α ,3n)-Reaktion untersucht. Aus Lebensdauermessungen im ns- und ms-Gebiet fanden wir drei isomere Zustände, die dem ^{176}Ta zuzuordnen sind. In der Abb. 1 sind einige Zerfallskurven dargestellt.

Aus den bisherigen Ergebnissen läßt sich ein Vorschlag des Niveauschemas aufbauen, wie er in der Abb. 2 gezeigt ist. Jedoch bestehen noch viele offene Probleme, die zumeist mit der möglichen Existenz nicht beobachteter, stark konvertierter, niederenergetischer Übergänge zusammenhängen. Die γ -Linien bei 46.0, 33.5 und 23.5 keV (teilweise Escape-Linie des 33.5-keV- γ -Übergangs) zerfallen mit einer Halbwertszeit von 1.1 ms. Intensitätsbetrachtungen (γ -Intensitätsverhältnisse im verzögerten Spektrum und in der (d,2n)- und (p,n)-Reaktion im Vergleich zum ^{178}Ta) führen zu einem Isomer bei 103 keV mit $I^\pi = (4^+)$. Dieses Isomer wird sehr wahrscheinlich auch von einer Folge von γ -Übergängen bevölkert, die in der (α ,3n)-Reaktion beobachtet wurden. Die γ -Kaskade weist auf eine ziemlich reguläre Rotationsbande hin, die auf einem Zustand mit $K = 5$ oder 6 aufbaut. Mehrere γ -Übergänge wurden in Koinzidenz mit der 100-keV-Linie gefunden, von denen nur die zwei im Schema gezeigt sind, welche auch im Zerfall [2] beobachtet wurden.

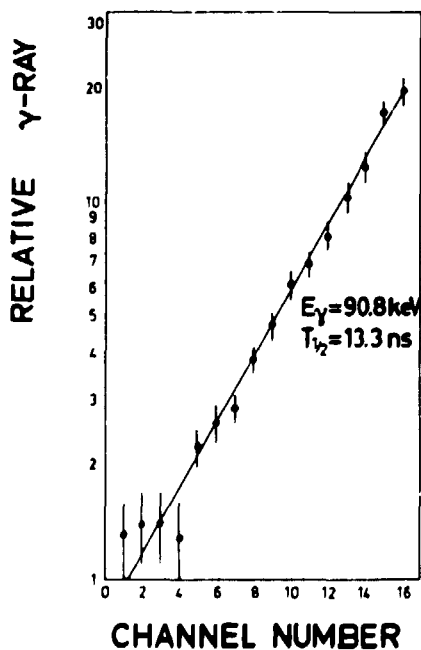
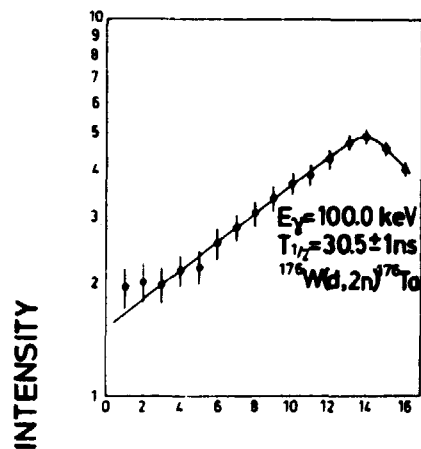
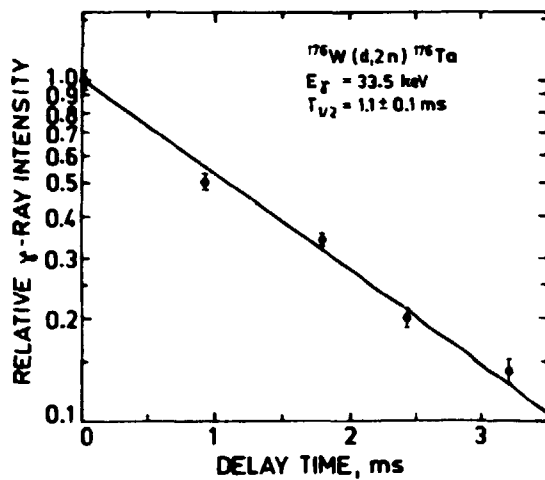
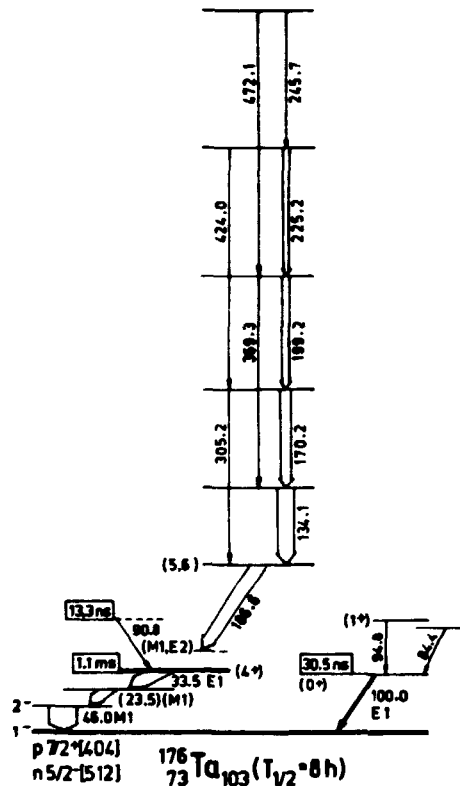


Abb. 1

Einige Zeitkurven, erhalten in Lebensdauer-messungen in der $(d,2n)$ -Reaktion



2.21. UNTERSUCHUNG DER $1_{13/2}$ -STRUKTUR IN ^{197}Hg UND ^{191}Pt
(erscheint in Nucl. Phys. A)

P. Kemnitz, F. Döna, L. Funke, H. Strusny, D. Venos¹⁾, E. Will und
G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

J. Meyer-ter-Vehn

Schweizerisches Institut für Nuklearforschung Villigen

Die Untersuchung der Kerne ^{197}Hg und ^{191}Pt [1,2] wurde zum Abschluß gebracht. In beiden Kernen wurden außer den entkoppelten Banden zahlreiche weitere $1_{13/2}$ -Anregungen gefunden. Die Niveaus in ^{197}Hg wurden mit Rechnungen verglichen, wobei für den Rumpfkern ^{198}Hg entweder das Modell des starren dreiaxigen Rotors oder eines anharmonischen Vibrators benutzt wurde. Mit beiden Modellannahmen ist das experimentelle Energiespektrum ähnlich gut zu beschreiben. Auch die Verzweigungsverhältnisse der γ -Übergänge werden in beiden Fällen ähnlich gut reproduziert. Die verwendeten Rumpfmodelle entsprechen recht unterschiedlichen Annahmen über die Potentialfläche, besonders über deren γ -Abhängigkeit. Offenbar sind aus dem Energiespektrum eines ungeraden Kernes, selbst wenn zahlreiche Nicht-Yrast-Niveaus bekannt sind, keine eindeutigen Schlußfolgerungen auf Details der Kernform möglich. Für eine Rumpf-Teilchen-Beschreibung des Kernes ^{191}Pt war eine verbesserte Quasiteilchen-Beschreibung in der teilweise gefüllten $1_{13/2}$ -Schale erforderlich (siehe Bericht 3.20.).

L i t e r a t u r

- [1] Kemnitz, P. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 50; Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, ZfK-336 (1977) 56
- [2] Will, E. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 49

2.22. UNTERSUCHUNG DER RICHTUNGSANISOTROPIE DER QUASIMOLEKULAREN K-GSTRAHLUNG
DES STOSZSYSTEMS $\text{La} + 120 \text{ MeV Xe}$

W. Frank, K.-H. Kaun und P. Manfraß

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Nachdem für die Stoßsysteme $\text{Ge} + \text{Ge}$ [1] und $\text{Nb} + \text{Nb}$ [2] gezeigt werden konnte, daß beide Komponenten C 1 und C 2 des quasimolekularen Röntgenkontinuums ($E_x > E_{K\beta}$) eine charakteristische Richtungsanisotropie ausbilden, wurden die Untersuchungen mit dem superschweren Stoßsystem $\text{La} + \text{Xe}$ fortgesetzt. Die Experimente wurden mit dem Ziel durchgeführt, Aussagen darüber zu erhalten, wie sich die absolute Größe und Form der Anisotropie des Kontinuums C 1 mit steigender Ordnungszahl der Stoßpartner ändert. Gleichzeitig sollte überprüft werden, ob es bei solchen schweren Stoßsystemen unter den gegebenen experimentellen Bedingungen überhaupt noch möglich ist, eine Anisotropie der hochenergetischen Komponente C 2 des quasimolekularen Röntgenkontinuums zu messen. Die letzte Frage ergab sich unter anderem aus den Ergebnissen der Untersuchungen der Systeme $\text{Nb} + \text{Nb}$ [2] und $\text{La} + \text{La}$ [3] sowie der ersten $\text{Ag} + \text{Ag}$ -Messungen [4]. Diese zeigten, daß die Intensität des hochenergetischen Röntgenkontinuums C 2

¹⁾ UJF Řež bei Prag, ČSSR

bereits in der Größenordnung der Intensitäten von Raumuntergrund und Bremsstrahlung liegen kann.

Unter verbesserten experimentellen Bedingungen wurde am Schwerionenzyklotron U-300 des Laboratoriums für Kernreaktionen das System La + 120 MeV Xe untersucht. Die mittlere Ionenintensität lag bei $2.2 \cdot 10^{11}$ Ionen/s. Das Target bestand aus 0.12 mm dickem natürlichen La. Die unter den Winkeln von $\vartheta_{\text{lab}} = 90^\circ$ und $\vartheta_{\text{lab}} = 0^\circ$ emittierten Röntgenspektren wurden mit einem Ge(Li)-Detektor (300 mm² x 7 mm) aufgenommen.

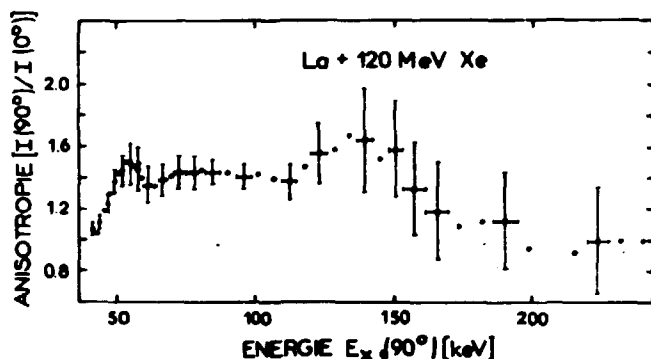


Abb. 1

Die gemessene Anisotropie $\eta = I(90^\circ)/I(0^\circ)$ der quasimolekularen K-Strahlung des La + 120-MeV-Xe-Stoßsystems (ohne Berücksichtigung der Bremsstrahlung)

noch nicht angebracht werden. Die entsprechenden Rechnungen dazu werden in nächster Zeit abgeschlossen. Deshalb wird im folgenden nur auf die Richtungsanisotropie im C 1-Gebiet eingegangen ($38 \text{ keV} \leq E_X \leq 70 \text{ keV}$). In diesem Energiebereich sind Bremsstrahlungseffekte vernachlässigbar.

Wie die Abb. 1 zeigt, besitzt die Anisotropie $\eta(E_X)$ bei der Röntgenenergie $E_X \approx 55 \text{ keV}$ ein deutlich ausgebildetes Maximum mit einem Wert von $\eta = 1.5$. Entsprechend unseren Modellvorstellungen über den Prozeß der Quasimolekülstrahlung [5] entsteht die C 1-Kontinuumsstrahlung durch Strahlungsübergänge auf das $2p\sigma$ -Niveau des kurzzeitig gebildeten Quasimoleküls bei mittleren Kernabständen. Angaben über die maximalen Übergangsenergien des Prozesses erhält man aus den molekularen Korrelationsdiagrammen. Im Falle des La + Xe-Systems [6] ergibt sich für den Prozeß (Übergänge $4d-2p\sigma$ bei Kernabständen von $\approx 2 \cdot 10^3 \text{ fm}$) eine maximale Energie von $E_X \approx 55 \text{ keV}$, die gut übereinstimmt mit der gemessenen Energie des Anisotropiepeaks. Eine exakte Interpretation der Ursache der Richtungsanisotropie der C 1-Strahlung steht noch aus. Arbeiten in dieser Richtung wurden begonnen.

L i t e r a t u r

- [1] Frank, W. et al., Z. Phys. **A203** (1977) 325
- [2] Frank, W. et al., Z. Phys. **A279** (1976) 213
- [3] Frank, W. et al., Phys. Lett. **59B** (1975) 41
- [4] Wölfl, W. et al., Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 309
- [5] Heinig, K.-H. et al., J. Phys. **B10** (1977) 1321
- [6] Soff, G. et al., private Mitteilung

Das vorläufige Ergebnis der aus diesen Messungen bestimmten Richtungsanisotropie der quasimolekularen Röntgenstrahlung ist in Abb. 1 als Funktion der Röntgenenergie gezeigt. Die Anisotropie η wurde als das Verhältnis der Intensitäten $I(90^\circ)/I(0^\circ)$ definiert. Zur Berechnung der Anisotropie wurden die experimentellen Spektren auf Dopplervershift und verzögerten Untergrund korrigiert. Dipol- und Quadrupolbremsstrahlungskorrekturen konnten vorläufig

3. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNTHEORIE

Der vorliegende Jahresbericht repräsentiert die wichtigsten theoretischen Arbeiten, die zu kern- und atomphysikalischen Fragestellungen sowie zur Vielteilchentheorie im ZfK Rossendorf und an der TU Dresden im Jahre 1977 durchgeführt wurden.

Eine Anzahl von Beiträgen ist dem Kontinuum-Schalenmodell gewidmet, dabei ist die gewachsene Vielfalt der Anwendungen und das Abweichen von traditionellen Fragestellungen charakterisiert. Die gleiche Tendenz kommt auch in den übrigen reaktionstheoretischen Untersuchungen zum Ausdruck. Hervorzuheben ist u.a. die verstärkte Anwendung von statistischen Überlegungen auf verschiedenen Gebieten.

Die kernspektroskopischen Arbeiten haben sich 1977 weiter auf das Gebiet der Hochspinzustände und der ungeraden Übergangskerne konzentriert. Eine perspektivvolle Konzeption ist die Betrachtung des Routhian für die Rotationsanregung, die eine sehr integrierende Beschreibung verschiedener Aspekte dieser Anregungen gestattet.

Ein wichtiges Ergebnis ist auch der Nachweis, daß die Tensorwechselwirkung die Spektren leichter Kerne empfindlich beeinflusst. In Zusammenarbeit mit dem VIK Dubna gelang es, in kurzer Zeit Untersuchungen auf dem Gebiet der Kernphysik bei mittleren Energien aufzunehmen. Einige dieser Aktivitäten haben im Jahresbericht ihren Niederschlag gefunden.

Die in den letzten Jahren begonnenen Untersuchungen zur quasimolekularen Röntgenstrahlung wurden erfolgreich fortgesetzt.

L. Münchow

3.1. VERGLEICH DER IM KONTINUUM-SCHALENMODELL MIT DEN IN DER R-MATRIXTHEORIE BERECHNETEN BREITEN FÜR ^{13}C UND ^{16}O

H.W. Barz und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

J. Höhn

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Im Kontinuum-Schalenmodell werden die Teilchenzerfallsbreiten aus den Eigenwerten $\tilde{E}_R = \frac{1}{2} \tilde{\Gamma}_R$ des Hamiltonoperators

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

berechnet [1]. Hier ist $H_{QQ} = QH_Q$, $H_{QP} = QH_P$ usw., Q und P sind Projektionsoperatoren auf den Raum der diskreten bzw. Streuzustände mit $Q + P = 1$, und $G_P^{(+)}$ ist die Greensche Funktion im P-Raum. Der Operator (1) ist effektiv im Q-Raum, nachdem die Kopplung der diskreten Zustände an das Kontinuum berücksichtigt ist. Für isolierte Resonanzen sind die Eigenwerte des Operators (1) in guter Näherung gleich den Diagonalmatrixelementen

$$\tilde{E}_R = \frac{1}{2} \tilde{\Gamma}_R \approx \langle \phi_R | H_{QQ}^{\text{eff}} | \phi_R \rangle \quad (2)$$

wobei ψ_R die Eigenfunktionen des Operators H_{QQ} , d.h. die Wellenfunktionen der QBSEC sind.

In einer Schalenmodellrechnung mit nur gebundenen Wellenfunktionen werden die Zerfallsbreiten isolierter Resonanzzustände mit Hilfe der R-Matrix-Theorie in ihrer einfachsten Form berechnet:

$$\Gamma_R = \sum_c \Gamma_{c,R} = \sum_c 2 S_{c,R} P_l y_0^2 \quad (3)$$

Hier steht c für die Quantenzahlen des Kanals, $P_l = (F_l^2 + G_l^2)^{-1}$ ist die Durchlässigkeit, l der Bahndrehimpuls und $S_{c,R}$ der spektroskopische Faktor des Resonanzzustandes R in bezug auf den Kanal c . Da die Wellenfunktion am Kernrand unbekannt ist, werden die Rechnungen mit dem Wignerlimit $y_0^2 = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2 k_c}{\mu r}$ durchgeführt, in das der Radius als Parameter eingeht (k_c - Kanalwellenzahl, μ - reduzierte Masse).

Die Gln. (2) und (3) für die Berechnung der Teilchenzerfallsbreiten unterscheiden sich außer in der Energieabhängigkeit auch in dem Strukturanteil. Außer der Näherung für y_0^2 wird in Gl. (3) die Annahme gemacht, daß das Überlappungsintegral von Resonanz- und Kanalwellenfunktion groß ist. In diesem Fall erhält man gute Übereinstimmung der mit Gl. (2) bzw. Gl. (3) berechneten Breiten. Als Beispiel wurden Rechnungen für Resonanzzustände mit $1p-1h$ -Struktur in ^{16}O durchgeführt [2]. Für kleine spektroskopische Faktoren können sich die nach Gl. (2) und (3) berechneten Breiten stark unterscheiden. Ein Beispiel ist der Zerfall von Resonanzzuständen mit reiner $2p-2h$ -Struktur zu einem Zustand des Restkernes mit reiner $1h$ -Struktur. Für diesen extremen Fall verschwindet die nach Gl. (3) berechnete Breite, während die nach Gl. (2) berechnete Breite i.a. verschieden von Null ist.

Zur Illustration dieser Unterschiede sind in Abb. 1 für einige Resonanzzustände in ^{13}C und ^{16}O die Verhältnisse $X = \Gamma_{RM} : \Gamma_{CSM}$ aufgetragen, wobei Γ_{RM} nach Gl. (3) und Γ_{CSM} aus dem Eigenwert des Hamiltonoperators (1) berechnet ist. Im Mittel ist für die Werte Γ_{CSM} Gl. (2) erfüllt. Die Strukturrechnungen für die Resonanz- und Restkernzustände wurden in beiden Fällen mit den gleichen Potentialen und der gleichen Restwechselwirkung durchgeführt. Im Falle von ^{13}C wurden 7 Kanäle entsprechend 5 Zuständen in ^{12}C und 2 Zuständen in ^{12}B berücksichtigt, während im Falle von ^{16}O alle offenen Nukleonenkanäle entsprechend 35 Niveaus der Kerne ^{15}O und ^{15}N in die Rechnung eingeschlossen wurden. Der in y_0^2 in Gl. (3) als Parameter eingehende Radius ist $r_0 = 4.5$ fm. Die für die Berechnung der QBSEC verwendeten Konfigurationsräume sowie die Parameter des Woods-Saxon-Potentials und der δ -förmigen Restwechselwirkung sind in der Arbeit [3] angegeben.

Aus Abb. 1 ist zu ersehen, daß für höherliegende Resonanzzustände das Verhältnis X sinkt. Das hängt z.T. mit der unterschiedlichen Energieabhängigkeit in den Gln. (2) und (3) zusammen, obgleich für die meisten der als Eigenwerte des Operators (1) berechneten Breiten Γ_R in der Nähe von E_R noch eine mit der Energie wachsende Funktion ist. Entscheidenden Einfluß auf die Abhängigkeit der Größe X von der Anregungsenergie hat im Falle von ^{13}C die Struktur der Resonanzzustände und der Kanäle. In den Modellrechnungen besitzen die Resonanzzustände bei höheren Anregungsenergien ($\gtrsim 30$ MeV) eine dominierende $3p-2h$ -Struk-

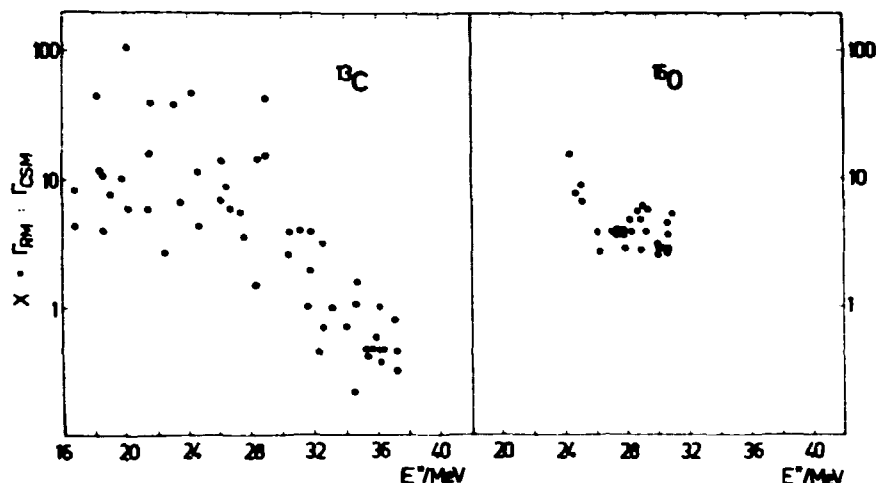


Abb. 1

Verhältnis X der nach Gl. (3) zu den als Eigenwerte des Operators (1) berechneten Teilchenzerfallsbreiten für ^{13}C und ^{16}O

tur, während die berücksichtigten Targetzustände überwiegende 1p-1h-Struktur aufweisen. Diese Strukturabhängigkeit ist eine Eigenschaft des gewählten Modells (Größe des Konfigurationsraumes und Wahl der Parameter, insbesondere der Spin-Bahn-Wechselwirkung). Im Falle von ^{16}O ist der Abfall von X mit der Anregungsenergie schwächer. In diesem Fall besitzen die Resonanzzustände eine 2p-2h-Struktur, während die Zustände der Endkerne 1p-2h-Struktur haben.

Der Vergleich der nach den beiden Theorien berechneten Breiten zeigt, daß für die hier betrachteten Resonanzzustände große Unterschiede bestehen. Im Mittel sind die nach der R-Matrix-Theorie berechneten Breiten zu groß. Diese Aussage bezieht sich auf Resonanzzustände mit kleinen spektroskopischen Faktoren (die Breiten sind im Mittel einige hundert keV) und für ein Energiegebiet, in dem $\tilde{F}_R(E)$ im Mittel eine mit der Energie E wachsende Funktion ist. Für größere Anregungsenergien wird der Abfall von $\tilde{F}_R(E)$ zu einem Ansteigen von X mit der Anregungsenergie E führen.

L i t e r a t u r

- [1] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. **A275** (1977) 111
- [2] Barz, H.W. et al., Jad. Fiz. **24** (1976) 508
- [3] Barz, H.W. und J. Höhn, Dissertation, TU Dresden (1977)

3.2. ZUR ISOSPINMISCHUNG VON RESONANZZUSTÄNDEN

I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Ein Problem bei der Untersuchung ladungsabhängiger Effekte in Kernen ist das Verständnis für den Ursprung der großen Matrixelemente zwischen Zuständen mit verschiedenem Isospin [1]. Bei der Berechnung dieser Matrixelemente wird üblicherweise die Isospinmischung der Zustände störungstheoretisch behandelt. Die erhaltenen Matrixelemente sind i.a. kleiner als die experimentell beobachteten Werte. Aus diesem Grunde werden ladungsabhängige Anteile wie Isotensorkomponen-

ten in die elektromagnetische Wechselwirkung eingeschlossen. Oder es wird, wie in den Arbeiten [2], eine phänomenologische Wechselwirkung, die die Ladungssymmetrie verletzt, eingeführt.

Ein Beispiel ist die isospinverbotene Analogresonanz $J^\pi = 3/2^-, T = 3/2$ bei 15.1 MeV Anregungsenergie in den Spiegelkernen ^{13}C und ^{13}N . Rechnungen [3] im Rahmen der Feshbach-Theorie, in denen Isospinmischung störungstheoretisch behandelt wurde, führten zu dem Ergebnis, daß innere Isospinmischung der Resonanzzustände allein die beobachteten Zerfallsbreiten nicht erklären kann. Erst die Berücksichtigung der Kopplung der Streuzustände aneinander und die Einführung einer Isotensorkomponente in die ladungsabhängige Restwechselwirkung führen zu Werten für die Zerfallsbreiten, die mit den experimentell beobachteten Werten vergleichbar sind. Die Untersuchung der elektromagnetischen Übergänge in ^{13}C und ^{13}N führte andererseits zu dem Ergebnis [4], daß es für das Vorhandensein einer Isotensorkomponente in der elektromagnetischen Wechselwirkung keine Beweise gibt. Somit sind weitere Untersuchungen notwendig.

Im Kontinuum-Schalenmodell [5] werden die Breiten aus den Eigenwerten $\tilde{E}_R = \frac{1}{2} \tilde{\Gamma}_R$ des Operators $H_{QQ}^{\text{eff}} = H_{QQ} + H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ}$ berechnet ($H_{QQ} = QHQ$ usw., Q - und P -Projektionsoperatoren auf den Raum der diskreten bzw. Streuzustände mit $P + Q = 1$, $G_P^{(+)}$ - Greensche Funktion im P -Raum). Für isolierte Resonanzen ist

$$\tilde{\Gamma}_R \approx \sum_c \tilde{\Gamma}_{R,c} \quad (1)$$

$$\tilde{\Gamma}_{R,c}^{1/2} = (2\pi)^{1/2} \langle \phi_R | H | \xi_E^c \rangle \quad (2)$$

Hier ist $\tilde{\Gamma}_{R,c}^{1/2}$ die Amplitude der Partialbreite des Resonanzzustandes im Kanal c (ξ_E^c ist Lösung der Schrödinger Gleichung im P -Raum).

Die Rechnungen für ^{13}C im Kontinuum-Schalenmodell wurden mit den Parametern $U_0 = 57.67$ MeV und $U_{s1} = 9.76$ MeV des Woods-Saxon-Potentials für Neutronen und Protonen und δ -förmiger ladungsunabhängiger Restwechselwirkung mit $V_0 = 650$ MeV fm³ durchgeführt. Die Isospinunreinheit des Niveaus bei 15.1 MeV in ^{13}C ist gering. Die Koeffizienten a_i der Wellenfunktion $\phi_R = \sum_i a_{Ri} \varphi_i$ (ϕ_R - Eigenfunktion von H_{QQ} , φ_i - Basiswellenfunktionen mit $J^\pi = 3/2^-$ und $T = 1/2$ und $3/2$) sind 0.98, 0.12 und 0.15 für $T = 3/2$ und 0.006, 0.010, -0.001, -0.007 und 0.001 für $T = 1/2$. Die Breite unter Berücksichtigung nur der inneren Mischung aller acht $3/2^-$ -Zustände von ^{13}C und von drei 0^+ - und drei 2^+ -Zuständen in ^{12}C ergibt sich zu $\Gamma_R = 3.5$ keV und ist in der gleichen Größenordnung wie der experimentelle Wert $\Gamma_R = (5.88 \pm 0.81)$ keV [4]. Die Breite mit Berücksichtigung der äußeren Mischung der Resonanzzustände über das Kontinuum ist abhängig von der Lage eines benachbarten $T = 1/2$ -Niveaus, das in allen bekannten Schalenmodellrechnungen auftritt, experimentell jedoch nicht beobachtet ist (theoretische Breite 50 keV). Berücksichtigung der äußeren Mischung führt auf $\Gamma_R \approx 4.1$ keV.

Die Ergebnisse des Kontinuum-Schalenmodells sind in Widerspruch zu den Ergebnissen der Arbeit [3], in denen innere Isospinmischung infolge der ladungsabhängigen Restwechselwirkung mit Isotensorkomponente und äußere Mischung die wichtigsten Quellen zur Erklärung der großen Breite des 15.1-MeV-Niveaus in ^{13}C sind. Die Rechnungen in [3] wurden mit Gl. (2) unter Vernachlässigung des

Pauli-Prinzips störungstheoretisch durchgeführt. Nach den Rechnungen im Kontinuum-Schalenmodell ist die wichtigste Quelle für die Erklärung der großen Breite nicht die Isospinmischung der Zustände, die gering ist, sondern die Tatsache, daß die Wellenfunktionen von Neutronen und Protonen voneinander verschieden sind. In den Rechnungen wurden gleiche Potentiale für Neutronen und Protonen verwendet, so daß die Unterschiede nur von den verschiedenen Bindungsenergien, Effekten der Kanalkopplung und der Berücksichtigung des Pauli-Prinzips herrühren. Die Wellenfunktionen der Zustände von Spiegelkernen sind folglich nur in grober Näherung durch den Isospinoperator miteinander verbunden. In den Arbeiten [2] werden diese Unterschiede mit Hilfe einer phänomenologischen Wechselwirkung beschrieben.

Die Ergebnisse des Kontinuum-Schalenmodells zeigen somit, daß erwartungsgemäß für isolierte Resonanzen bereits die innere Mischung der Resonanzzustände ohne ladungsabhängige Restwechselwirkung den Hauptbeitrag zu den Breiten liefert, obgleich in Übereinstimmung mit der Arbeit [3] die Isospinmischung der Zustände in ^{13}C klein ist. Dieses Ergebnis entspricht den experimentellen Resultaten [4] aus umfangreichen Untersuchungen an den Spiegelkernen ^{13}C und ^{13}N .

L i t e r a t u r

- [1] Adelberger, E.G. et al., Phys. Rev. C15 (1977) 484
- [2] Sato, H., Nucl. Phys. A269 (1976) 378;
Sato, H. und L. Zamick, Phys. Lett. 70B (1977) 285
- [3] Arima, A. und S. Yoshida, Nucl. Phys. A161 (1971) 492
- [4] Marrs, R.E. et al., Phys. Rev. C16 (1977) 61
- [5] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. A275 (1977) 111

3.3. SCHWELLENZUSTÄNDE IM SCHEMATISCHEN MODELL

L.P. Csernai ¹⁾

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Abkopplung von Dipolstärke aus der Dipolriesenresonanz (GDR) wurde in zahlreichen Experimenten für bestimmte Massenzahlbereiche beobachtet. Die abgekoppelte Stärke ist gering und wird als Pygmy- oder Miniresonanz bezeichnet. Lane [1] vermutete, daß für dieses Phänomen Neutronen-Teilchen-Lochzustände verantwortlich sind, in denen die Teilchenkomponenten einen geringen Bahndrehimpuls besitzen. Trotz zahlreicher Rechnungen werden jedoch die wesentlichen Ursachen noch nicht verstanden, so daß einfache Modelle zur Klärung helfen können.

Das Brown-Bolsterli-Modell [2] wird verallgemeinert, um die Annahmen von Lane zu untersuchen. Neben normalen $1p$ - $1h$ -Komponenten (N) werden Schwellenzustände (T) eingeführt, bei denen die Teilchenzustände einen geringen Drehimpuls besitzen und in Schwellennähe liegen. Die Schwellenzustände besitzen erstens eine kleinere Teilchen-Loch-Energie ϵ_T als die Normalzustände. Dieser Effekt erklärt sich dadurch, daß die Einzelteilchenenergie mit abnehmender Massenzahl nur wenig anwächst, sobald die Schwellennähe erreicht wird. Zweitens wird angenommen, daß die Matrixelemente V_{1k} der Restwechselwirkung zwischen Normal- und

¹⁾ Gast aus dem KFKI Budapest

Schwellenzuständen um einen Faktor g ($g < 1$) kleiner als die Matrixelemente zwischen Zuständen gleichen Typs sind. Dieser Effekt erklärt sich aus der verschiedenen räumlichen Ausdehnung der Zustände.

Wie in [2] wird angenommen [3], daß die Restwechselwirkungsmatrixelemente durch die Dipolstärken d_1 der Teilchen-Loch-Zustände 1 faktorisiert werden können: $V_{ik} = \lambda d_1 d_k$. Dann besitzt das schematische Modell im wesentlichen zwei Eigenzustände, die GOR- und die Pygmy-Resonanz.

Für eine Abschätzung wird angenommen, daß die Schwellenzustände 20 % zur Gesamtdipolstärke beitragen: $\beta = \sum_N d_1^2 - \sum_I d_1^2 = 0.6 \sigma$. Für eine Restwechselwirkung $\lambda \sigma = 5$ MeV ist die Dipolstärke der Pygmy-Resonanz in Abhängigkeit von der Abschwächung g und der Differenz von den Teilchen-Loch-Energien $\epsilon_N - \epsilon_I$ in Abb. 1 dargestellt. Für den realistischen Wert von $\epsilon_N - \epsilon_I = 2$ MeV und einer Ab-

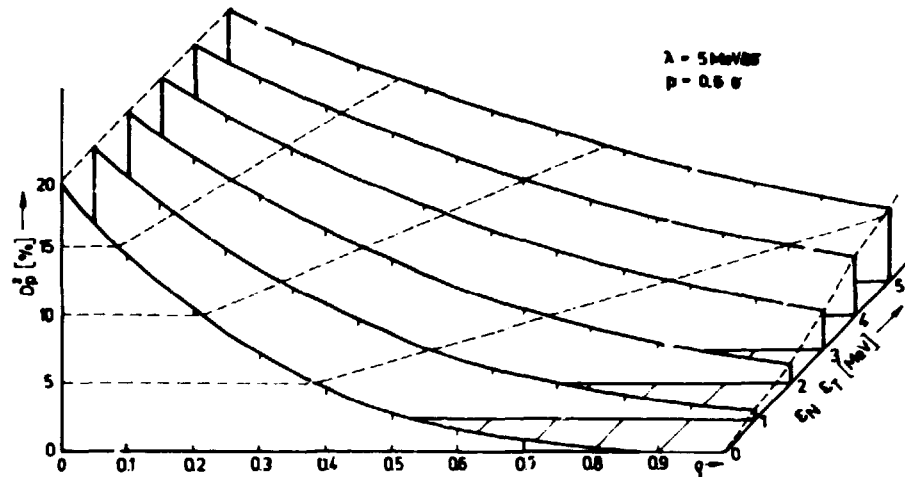


Abb. 1

Prozentsatz, der von der Gesamtdipolstärke $\sigma = \sum d_1^2$ in die Pygmy-Resonanz abgekoppelt wird, in Abhängigkeit von der Energieaufspaltung $\epsilon_N - \epsilon_I$ und dem Abschwächungskoeffizienten g

schwächung von $g = 0.65$ erhält man eine 5%ige Abkopplung von Dipolstärke aus der GOR, ein Wert, der mit dem Experiment vergleichbar ist. Das zeigt, daß der gemeinsame Einfluß von Energieaufspaltung und Abschwächung der Matrixelemente zum Auftreten der Pygmy-Resonanz führen kann.

L i t e r a t u r

- [1] Lane, A.M., Proc. on Statistical Properties of Nuclei, Albany, Plenum (1972)
- [2] Brown, G.E. and F.C. Bolsterli, Phys. Lett. 3 (1952) 472
- [3] Csernai, L.P., ZfK-329 (1977)

3.4. EINFLUSS DES KONTINUUMS AUF DIE VERTEILUNG VON DIPOLSTÄRKE IM ^{60}Ni

L.P. Csernai ¹⁾ und H.W. Barz

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Für den überwiegenden Teil der Kerne besitzt die Dipolriesenresonanz (GDR) eine Lorentz-Form, die auf Grund statistischer Annahmen verstanden werden kann. Abweichungen von dieser Form können z.B. als Pygmy-Resonanzen beobachtet werden. Im Kern ^{60}Ni werden sie bei 5.9 ± 0.3 und 9.0 ± 0.3 MeV gefunden [1]. Solche Zustände können nach Lane durch 1p-1h-Konfigurationen hervorgerufen werden, bei denen der Teilchenzustand von einem Neutron mit geringem Drehimpuls und kleiner Bindungsenergie besetzt ist (siehe Bericht 3.3.). Dann besitzen die entsprechenden 1p-1h-Energien kleinere Werte als $41 \text{ MeV} \cdot A^{-1/3}$ und können Dipolstärke von der GDR abkoppeln. Für Schwellenzustände ist der Einfluß des Kontinuums wesentlich. Wir studieren diesen Effekt durch Vergleich einer Rechnung im gewöhnlichen Schalenmodell (SM) und Kontinuum-Schalenmodell (CSM).

Zunächst werden in einem Woods-Saxon-Potential die Einzelteilchenzustände berechnet, die im Kontinuum durch die Bedingung festgelegt werden, daß die Streuphase den Wert $\pi/2$ annimmt. Aus ihnen können 20 Zustände vom 1p-1h-Typ konstruiert werden. Im SM wird nun die Dipolstärke durch Mittelung über die Eigenfunktionen erhalten, die nach der Diagonalisierung mit einer Nullreichweitekraft der Stärke 1200 MeV fm^3 im 1p-1h-Raum entstehen. Man erhält die GDR bei 19.4 MeV und zwei Pygmy-Resonanzen bei 9.9 und 6.9 MeV mit den Strukturen $[(2p_{1/2} 1d_{3/2}^{-1})_{T=0} + (1f_{5/2} 1d_{3/2}^{-1})_{T=0} + \pi 2p_{3/2} (2s, 1d)^{-1}]$ und $[(2p_{3/2} 1d_{3/2}^{-1})_{T=1} + \nu 2d_{5/2} \cdot 2p_{3/2}^{-1} + \pi 2p_{3/2} 1d_{3/2}^{-1}]$.

In der CSM-Rechnung bilden die 1p-1h-Zustände die Basis der QBSEC, in der sich die Resonanzen darstellen lassen [2]. Die Rechnung liefert ähnliche Strukturen der Resonanzen wie im SM, der Hauptunterschied besteht in einer Verschiebung der Energien zu kleineren Werten. Für die erwähnten Resonanzen finden wir nun 18.6, 9.6 und 5.4 MeV in guter Übereinstimmung mit dem Experiment.

Der korrekte Einschluß des Kontinuums im CSM führt jedoch zu einem deutlichen Unterschied bei der Behandlung des $\nu \cdot 3s_{1/2}$ -Zustandes im Vergleich zum SM. Wird der Kernradius $1.25 \text{ Å}^{1/3} \text{ fm}$ verringert, so springt die Einzelteilchenenergie ϵ_{3s} zwischen $\text{Å} = 72$ und 68 von -0.2 auf 11 MeV . Während die entsprechende $\nu \cdot 3s_{1/2} 2p_{3/2}^{-1}$ -Komponente für $\text{Å} < 68$ im SM stark mit den anderen 1p-1h-Konfigurationen mischt, ist dieser Effekt im CSM kaum nachweisbar. Zur Illustration sind in Tabelle 1 für den höchstliegenden Zustand sowohl seine Lage als auch der Mischungskoeffizient für verschiedene Radien im SM und CSM angegeben. Das zeigt, daß die Näherung, einen kontinuierlichen Zustand im SM durch Normierung innerhalb eines gewissen Radius (12 fm) zu diskretisieren, zumindest für s-Zustände nicht gerechtfertigt ist.

¹⁾ Gast aus dem KFKI Budapest

Tabelle 1

Einzelteilchenenergie $E_{3s_{1/2}}$ des Neutronenzustandes, Eigenwerte E und Beimischungskoeffizient $|\alpha|$ der $3s_{1/2}$ $2p_{3/2}^{-1}$ -Komponente zum höchsten Zustand in Abhängigkeit vom Kernradius r_0 A^{1/3}

A	76	72	68	64	60
$E_{3s_{1/2}}$ [MeV]	-0.54	-0.19	11.90	11.13	10.19
E [SM] [MeV]	21.33	21.67	22.60	22.54	22.59
E [CSM] [MeV]	21.36	21.64	21.87	21.95	21.89
$ \alpha $ [SM]	0.01	0.01	0.69	0.26	0.12
$ \alpha $ [CSM]	0.03	0.03	0.12	0.15	0.12

L i t e r a t u r

- [1] Barret, R.F. et al., Nucl. Phys. A278 (1977) 204
 [2] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. A275 (1977) 111

3.5. ZUR ROLLE DIREKTER PROZESSE IN PHOTOKERNREAKTIONEN

J. Höhn

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

H.W. Barz und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Im Kontinuum-Schalenmodell werden Nukleonenemissionsprozesse infolge γ -Absorption durch die Schrödinger Gleichung

$$(E-H)\Psi = F \quad (1)$$

beschrieben, wobei die Wechselwirkung $H^{\text{ext}}(\gamma)$ des elektromagnetischen Feldes mit den Nukleonen des Target Zustandes ϕ_T in Störungsrechnung behandelt wird. Der Quellterm für die Nukleonenemission ergibt sich in Bornscher Näherung zu $F = H^{\text{ext}}(\gamma) \phi_T$; H ist der Kernhamiltonoperator. Der Modellraum wird durch Projektionsoperatoren $Q = \sum_i |\phi_i\rangle \langle \phi_i|$ und $P = 1 - Q$ in Zustände mit A-Teilchen in diskreten Zuständen sowie Streuzustände mit einem Teilchen im Kontinuum unterteilt. Nach Barz et al. [1] erhält man für

$$\Psi = \xi + \sum_R \tilde{\Omega}_R^{(+)} \frac{1}{E - E_R + \frac{i}{2} \Gamma_R} \langle \tilde{\phi}_R^* | H_{QP} (E - H_{PP})^{-1} + Q | F \rangle. \quad (2)$$

Der Wirkungsquerschnitt enthält drei verschiedene Reaktionsanteile einschließlich ihrer Interferenzterme

(1) ξ genügt der Schrödinger Gleichung

$$(E - H_{PP})\xi = PF \quad (3)$$

und beschreibt die direkte Emission von Nukleonen in das Kontinuum infolge γ -Absorption.

- (2) Das Matrixelement $\langle \tilde{\phi}_R^* | F \rangle$ stellt die Wahrscheinlichkeitsamplitude für die unmittelbare Anregung der Resonanzzustände $\tilde{\phi}_R$ dar, die sich aus der Diagonalisierung eines effektiven Hamiltonoperators im Q-Raum ergeben

$$(H_{QQ} + H_{QP}(E - H_{PP})^{-1} H_{PQ}) \tilde{\phi}_R = (E_R - \frac{i}{2} \Gamma_R) \tilde{\phi}_R \quad (4)$$

Die komplexen Eigenwerte beschreiben die Lage der Resonanzen E_R und deren Breite Γ_R , die die Lebensdauer gegen Zerfall in das Einteilchenkontinuum charakterisieren. Die Wellenfunktion für einen Resonanzzustand ist daher durch

$$\tilde{\Omega}_R = \tilde{\phi}_R + (E - H_{PP})^{-1} H_{PQ} \tilde{\phi}_R \quad (5)$$

gegeben.

- (3) Der dritte Beitrag ist die sogenannte Kanal-Resonanzstreuung, wobei $\langle \tilde{\phi}_R^* | H_{QP}(E - H_{PP})^{-1} | F \rangle$ die Wahrscheinlichkeitsamplitude für eine virtuelle direkte Anregung in das Kontinuum infolge γ -Absorption mit anschließender Resonanzstreuung darstellt.

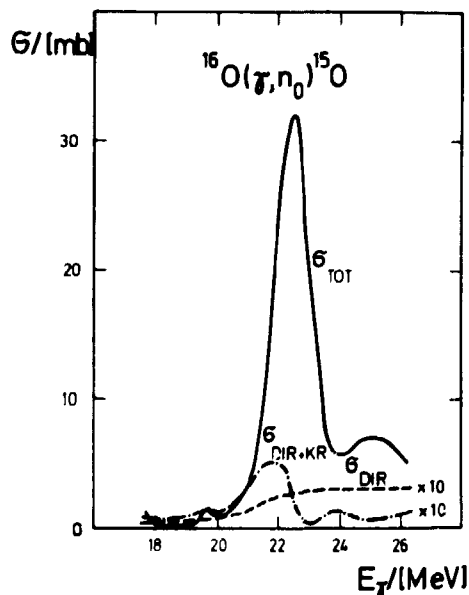


Abb. 1

Reaktionsanteile in der GDR der Photoneutronreaktion am Kern ^{16}O

- TOT: gesamter Absorptionsquerschnitt
- DIR: Absorptionsquerschnitt für direkte Photoabsorption
- DIR+KR: Absorptionsquerschnitt für direkte und Kanal-Resonanz-Streuung

Diese Reaktionsbeiträge einschließlich ihrer Interferenzeffekte sind in der Abb. 1 am Beispiel einer 1p-1h-Modellrechnung für die GDR im (γ, n_0) -Kanal des Kernes ^{16}O dargestellt. Der direkte Prozeß (1) zeigt erwartungsgemäß eine schwache Energieabhängigkeit und einen kleinen Absorptionsquerschnitt. Die Summe aus direkter (1) und Kanal-Resonanz-Streuung (3) einschließlich der Interferenzen ist von der gleichen Größenordnung (man beachte den Maßstabsfaktor), zeigt jedoch resonante Struktur. Der gesamte (γ, n_0) -Querschnitt wird daher im wesentlichen durch den Prozeß (2) der unmittelbaren Resonanzabsorption bestimmt.

Dieses Ergebnis gilt für magische Kerne und rechtfertigt die traditionell übliche Beschreibung der Photoabsorption an derartigen Kernen in einem reinen Resonanzmodell. Bei nichtmagischen Kernen, wie beispielsweise ^{13}C [2], wird im Maximum der GDR ein etwa dreimal größerer Reaktionsanteil beobachtet.

L i t e r a t u r

- [1] Barz, M.W. et al., Nucl. Phys. **A275** (1977) 111
- [2] Höhn, J. et al., wird veröffentlicht

3.6. DIE BESCHREIBUNG VON γ -ABSORPTIONSPROZESSEN AN LEICHTEN DEFORMIERTEN KERNEN.

H.W. Barz

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Der Einschluß des Einteilchenkontinuums hat zu einem bedeutenden Fortschritt in der Beschreibung der Dipolriesenresonanzen (GDR) geführt. Am einfachsten können die Rechnungen im 1p-1h-Konfigurationsraum für magische Kerne durchgeführt werden, während nichtmagische Kerne die Mitnahme komplizierter Konfigurationen erfordern [1]. In letzter Zeit ist der 1p-1h-Formalismus auf deformierte Kerne unter Benutzung einer diskreten Basis zur Berechnung der GDR im ^{20}Ne angewandt worden [2]. Hochangeregte Zustände in deformierten Kernen mit Massenzahlen 7, 8 oder 9 erfordern dagegen die Berücksichtigung des deformierten Einteilchenkontinuums. Zur Behandlung dieses Problems wird die adiabatische Näherung vorgeschlagen.

Die Nukleonenemission nach Absorption eines Photons mit der Polarisation p infolge elektromagnetischer Dipolwechselwirkung ergibt sich aus dem asymptotischen Verhalten der Wellenfunktion Ψ , die der Gleichung

$$(E-H)\Psi = r Y_{1p}(\vec{r}) \phi_T \quad (1)$$

genügt. Im Grenzfall starker Kopplung [3] kann sowohl die Targetwellenfunktion ϕ_T als auch die Lösung Ψ als Produkt innerer Wellenfunktionen χ und den Wigner-Funktionen $D(\theta)$ für die Rotationsbewegung geschrieben werden, also

$$\Psi = D_{pM}^1(\theta) [D_{M_T K_T}^{I_T}(\theta) \chi_M^{(+)}(\vec{r}') + (-)^{I_T - \frac{A}{2}} D_{M_T - K_T}^{I_T}(\theta) \chi_{-M}^{(+)}(\vec{r}')] \quad (2)$$

Die Wellenfunktionen $\chi_M^{(+)}$ beschreiben die Absorption eines Photons mit der Spinprojektion M entlang der körperfesten z -Achse. Wird die innere Wellenfunktion χ_T des Targetzustandes als Slater-Determinante angenommen, dann können die Wellenfunktionen $\chi_M^{(+)}$ aus 1p-1h-Komponenten in einer deformierten Basis aufgebaut werden. Entwickelt man $\chi_M^{(+)}$ gemäß

$$\chi_M^{(+)} = \frac{1}{r} \sum_l Y_{ljm} \xi_{hlj}(r) a_h |h_T\rangle \quad (3)$$

nach Restkernzuständen mit einem Loch im deformierten Einteilchenzustand h , so entsteht für die Radialwellenfunktionen ξ ein gekoppeltes Gleichungssystem

$$(E + \frac{1}{2} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{d}{dr}) \xi_{ljh}^{(M)}(r) - \sum_{h' l' j'} (\delta_{ll'} V_{def, h' l' j'} + V_{h' l' j', h l j}^{(M)}) \xi_{h' l' j'}^{(M)}(r) = D_{h l j}^{(M)}(r) \quad (4)$$

$$- \sum_{h''} u_{h'' l' j'}^{(M, m_h)}(r) \int dr' \sum_{l'' j''} u_{h'' l'' j''}^{(M, m_h)}(r') \left[\sum_{h' l' j'} V_{h' l' j', h l j}^{(M)} \xi_{h' l' j'}^{(M)}(r') + D_{h' l' j'}^{(M)}(r') \right],$$

das mit den Methoden von [1] gelöst werden kann. Gl. (4) enthält den kinetischen Energieoperator T , das deformierte Einzelteilchenpotential V_{def} , das Kopplungspotential $V^{(M)}$, das aus einer Nullreichweitkraft resultiert, und die Dipolwechselwirkung $D^{(M)}$. Die Summe h'' berücksichtigt das Pauli-Prinzip und läuft über alle besetzten deformierten Bahnen $u_{h'' l' j'}(r)$.

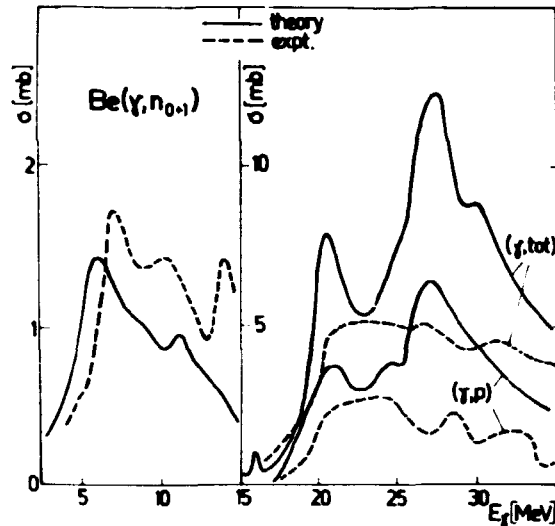


Abb. 1

Berechnete Photo-Absorptionsquerschnitte am ^9Be im Vergleich mit dem Experiment

$\hbar^2/2g [I(I+1) - 2K^2]$ noch verbessert werden, wodurch eine Glättung des Querschnittes erreicht wird.

Ergebnisse wurden für die γ -Absorption am ^9Be erhalten. Die Einzelteilchenenergien können durch ein deformiertes Woods-Saxon-Potential mit der Deformation $\delta = 1.3$ angepaßt werden, dessen Form damit einem Zweizentrenpotential entspricht. Mit einer Restwechselwirkungsstärke von 900 MeVfm^3 ergibt sich der in Abb. 1 gezeigte Wirkungsquerschnitt. Der niederenergetische Teil wird durch das schwach gebundene Valenzneutron bestimmt. Die vom p-d-Übergang herrührende Komponente der GDR ist stark aufgespalten und überlappt mit den Resonanzen, die durch die Anregung der 1s-Nukleonen entstehen. Dieses Ergebnis kann durch Berücksichtigung der Rotationsenergien

L i t e r a t u r

- [1] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. A275 (1977) 111
- [2] Schmid, K.W. und G. Do Dang, Phys. Rev. C15 (1977) 1515
- [3] Bohr, A., Dan. Mat. Fys. Medd. 27 (1952) No. 14

3.7. UNTERSUCHUNG DER $^{11}\text{B}(p,n)$ -REAKTION IM KONTINUUM-SCHALENMODELL

J. Höhn, J. Kayser, W. Pilz, D. Schmidt und T. Streil
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Das von Barz et al. [1] entwickelte Kontinuum-Schalenmodell unter Berücksichtigung von komplizierten Konfigurationen ist zur Beschreibung der Resonanzreaktion $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ angewendet worden. Anregungsfunktionen und Winkelverteilungen für die n_0 - und n_1 -Zerfallskanäle wurden für Protonenenergien zwischen 5.4 MeV und 7.5 MeV in Energieschritten von 30 keV mit hoher Auflösung am Rossendorfer Tandem-Generator unter Verwendung eines Multidetektorsystems gemessen [2].

Zur Erzeugung der im interessierenden Energiebereich hauptsächlich beobachteten Resonanzzustände negativer Parität sind 1p-1h- und 2p-2h-Konfigurationen vom Typ $(2s,1d)1p_{3/2}^{-1}$ sowie $[(2s,1d)1p_{1/2}] 1p_{3/2}^{-2}$ verwendet worden. In den Restkernen ^{11}B und ^{11}C sind Konfigurationen durch Nukleonenanregungen in der 1p-Schale ausreichend, um den Q-Wert der Reaktion sowie den jeweils ersten angeregten Zustand, die neben den Grundzuständen in einer Rechnung mit vier gekoppelten Kanälen verwendet wurden, befriedigend zu reproduzieren. Für die Schalenmodellrechnungen haben wir eine Nullreichweite-Kraft mit den Parametern verwendet, die sich aus der Beschreibung der GDR in ^{12}C im 1p-1h-Modell ergeben.

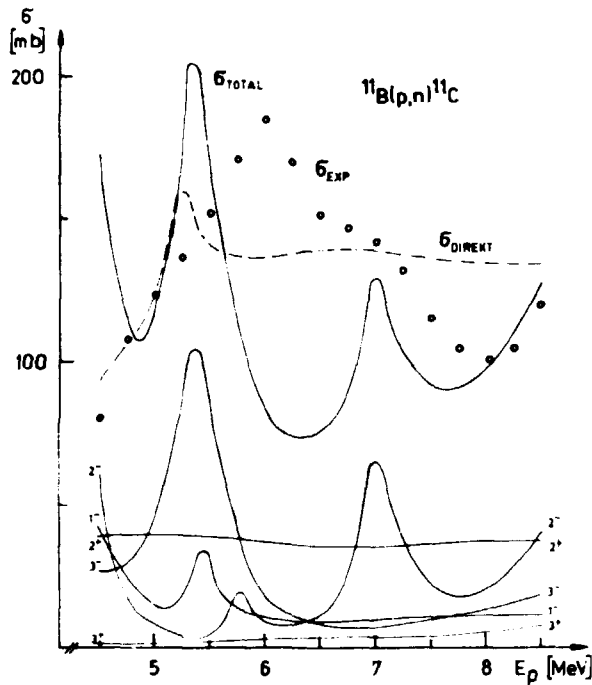


Abb. 1

Totaler und direkter Wirkungsquerschnitt sowie Partialquerschnitte im Vergleich mit den experimentellen Daten

funktionen reproduzieren den bevorzugten Zerfall der Resonanzen zum Grundzustand sowie das beobachtete n_1/n_0 -Verhältnis. Nach Abb. 2 wird die bevorzugte Rückwärtsstreuung im n_0 -Kanal bzw. Vorwärtsstreuung im n_1 -Kanal mit wachsender

Aus Abb. 1 ist zu ersehen, daß Grobstruktur und Größe des experimentell beobachteten Wirkungsquerschnittes im wesentlichen wiedergegeben werden. Der Peak bei 5.3 MeV im sonst glatten direkten Reaktionsanteil rührt von einer $f_{7/2}$ -Einteilchenresonanz her, die nicht in den Raum der diskreten Einzelteilchenzustände eingeschlossen wurde. Die Breiten der im Anregungsenergiebereich zwischen 20 MeV und 23 MeV berechneten 5 Resonanzen sind im Vergleich mit den experimentellen Werten kleiner, außerdem haben alle Resonanzen einen dominierenden Isospin, $T = 0$, wobei die $T=1$ -Beimischung über das Kontinuum klein bleibt. Die Struktur der Resonanzen wird zu etwa 70 % durch $2p-2h$ -Konfigurationen bestimmt. Die berechneten differentiellen Anregungs-

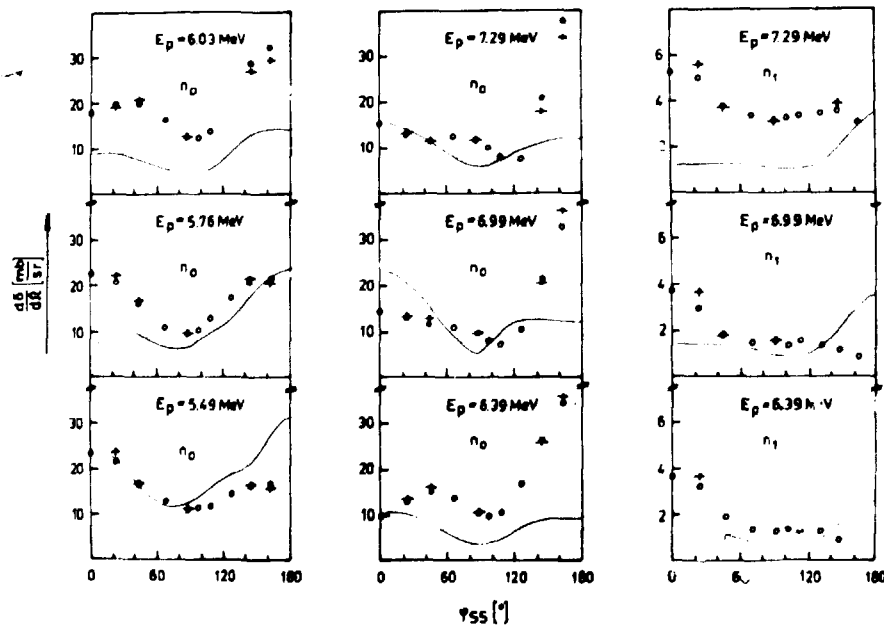


Abb. 2

Berechnete und experimentelle [2] Winkelverteilungen für die Reaktion $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$

Protonenenergie nicht ausreichend beschrieben. Verbesserungen sind bezüglich der Struktur und der Breite der Resonanzen in Rechnungen mit realistischeren Spin-Bahn-Kopplungspotentialen sowie der Berücksichtigung weiterer Kanäle zu erwarten.

L i t e r a t u r

- [1] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. A275 (1977) 111
- [2] Kayser, J. und W. Pilz, Dissertation, TU Dresden, wird veröffentlicht

3.8. OBERFLÄCHENSCHWINGUNGEN UND KONTINUUM-SCHALENMODELL

L. Münchow

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Ein mikroskopisches Modell für Oberflächenschwingungen (gekoppelt mit Volumenschwingungen) ist die RPA im Ortsraum [1]. Für die Fourier-Komponente der Dichteveränderung gilt die Integralgleichung

$$\rho(r, \omega) = \int A(rr', \omega) V(r'r'') \rho(r'', \omega) dr' dr'' .$$

Dabei beschreibt $A(rr', \omega)$ die Ausbreitung eines Teilchens und Lochs und ist durch

$$A(rr', \omega) = \sum_{\nu \nu'} \frac{n_{\nu'} - n_{\nu}}{\omega - \epsilon_{\nu} + \epsilon_{\nu'}} \varphi_{\nu}(r) \varphi_{\nu'}(r') \varphi_{\nu'}^*(r') \varphi_{\nu}^*(r)$$

gegeben. Setzt man $n_{\nu'} = 1$ und $n_{\nu} = 0$ und beschränkt sich auf p-h-Anregungen in der Umgebung der Fermi-Kante, so folgt für $\rho_{\nu \nu'}(r) = \int dr' \varphi_{\nu'}^*(r') \varphi_{\nu}(r') \rho(r', \omega)$ die gewöhnliche TD-Gleichung

Die RPA im Ortsraum enthält aber auch Komponenten vom p-h-Typ, die weiter von der Fermi-Kante entfernt sind. Der Ausdruck für $A(rr', \omega)$ läßt sich nämlich wie folgt umschreiben

$$A(rr', \omega) = - \sum_{\nu'} n_{\nu'} \varphi_{\nu'}^*(r) \varphi_{\nu'}(r') G_0(\omega + \epsilon_{\nu'}, rr')$$

worin $G_0(\omega + \epsilon_{\nu'}, rr')$ die Einteilchen-Green'sche-Funktion für das Einteilchenpotential mit Kontinuum ist. Benutzen wir diese Relation sowie die Definitionsgleichung $(H_0 - \omega) G_0(\omega, rr') = \delta(r-r')$, so folgt für die Funktion $t_{\nu \nu'}(r)$, die durch

$$\rho(r, \omega) = \sum_{\nu \nu'} t_{\nu \nu'}(r) \varphi_{\nu'}(r) n_{\nu'}$$

definiert ist, die folgende Relation

$$(H_0 - \omega - \epsilon_{\nu'}) t_{\nu \nu'}(r) = \sum_{\nu_1 \nu_1'} \int \varphi_{\nu_1}^*(r) V(rr') \varphi_{\nu_1'}(r') t_{\nu_1 \nu_1'}(r') dr' .$$

Das ist aber die Gleichung der Methode der gekoppelten Kanäle von Buck und Hill [2] (ohne Austausch), mit deren Hilfe das Kontinuum-Schalenmodell formuliert werden kann. Diese Methode ist demnach physikalisch der mikroskopischen Beschreibung von Oberflächenschwingungen äquivalent oder mathematisch der Lösung der Integralgleichung für $\rho(r, \omega)$.

L i t e r a t u r

- [1] Chodel, V.A., Jad. Fiz. 19 (1974) 792
- [2] Buck, B. and A.D. Hill, Nucl. Phys. A95 (1967) 271

3.9. KERNSPEKTROSKOPIE MIT HOCHENERGETISCHEN TEILCHEN

R. Wünesch

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

In einer Reihe von Modellrechnungen im Rahmen des Kontinuum-Schalenmodells [1] wurden die Vorteile einer Verwendung hochenergetischer Teilchen zur Anregung von Atomkernen untersucht, mit dem Ziel der Bestimmung der Struktur angeregter Zustände, insbesondere oberhalb der Teilchen-Emissionsschwelle. Dabei zeigte es sich, daß man durch Variation des übertragenen Impulses - im Experiment durch eine Änderung des Streuwinkels realisiert - bestimmte Zustände unterdrücken, andere aber herausheben kann. Darin unterscheidet sich eine Anregung durch hochenergetische Teilchen von der traditionellen Anregung durch γ -Quanten, bei der übertragener Impuls q und übertragene Energie E durch die Relation $E = \hbar c q$ miteinander gekoppelt sind. Weitere Information kann durch Verwendung verschiedener Teilchenarten gewonnen werden, deren Wechselwirkung spezifische Auswahlregeln hervorruft. Es zeigt sich allerdings, daß zu einer eindeutigen Identifizierung der Anregungsniveaus diese Möglichkeiten nicht ausreichen [2]. Für Zustände oberhalb der Teilchenemissionsschwelle können noch die Korrelationen zwischen den emittierten niederenergetischen Nukleonen und den zur Anregung benutzten inelastisch gestreuten hochenergetischen Teilchen gemessen werden. Zur Vorbereitung entsprechender Experimente werden Untersuchungen im Kontinuum-Schalenmodell durchgeführt.

L i t e r a t u r

- [1] Barz, H.W. et al., Nucl. Phys. A275 (1977) 111
- [2] Wünesch, R. et al., Jad. Fiz. (im Druck)

3.10. EIN QUANTENMECHANISCHES DREIKÖRPERMODELL ZUR BERECHNUNG VON KERNNOLEKÜL-ZUSTÄNDEN VOM TYP $^{12}\text{C}-\alpha-^{12}\text{C}$

H.-J. Wiebicke

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

M.V. Zhukov

Kurtschatov-Institut Moskau

Es wurde eine quantenmechanisch weitgehend exakte Dreikörpernäherung zur Berechnung von Kernmolekülzuständen des Typs $^{12}\text{C}-\alpha-^{12}\text{C}$ benutzt. Alle sechs möglichen kollektiven Freiheitsgrade wurden berücksichtigt. Durch Übergang in das körper-feste Koordinatensystem wurde eine fast vollständige Aufspaltung der kinetischen Energie in Rotation und drei verschiedene Vibrationsmoden erreicht. Zwischen den Bestandteilen des Kernmoleküls wurden effektive Zweiteilchenpotentiale angenommen, deren Parameter aus den Spektren der Zweiteilchensysteme $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ und $\alpha-^{12}\text{C}$ bestimmt wurden.

Es zeigt sich, daß Zustände mit hohem Spin annähernd lineare Struktur haben, während Zustände unterhalb eines kritischen Drehimpulses $L_{cr} \approx 8$ eine Dreieckstruktur besitzen, bei der alle drei Bestandteile des Moleküls in Kontakt sind. Die Kenntnis dieser inneren Struktur ist wichtig bei der Durchführung von Experimenten, in denen nach dem Dreiteilchenzerfall des Moleküls gesucht wird. Die Symmetrie des Moleküls gestattet die Zustände mit $K = 0$, $\pi = +$, $L = 0, 2, 4, \dots$ und $K > 0$, $\pi = (-)^K$, $L \geq K$ beliebig. Die $K=1$ -Bande wird durch die Nichtaxialität des Problems stark aufgespalten, wobei die Zustände mit geradem Drehimpuls stark abgesenkt werden, während die Zustände mit ungeradem Drehimpuls angehoben werden.

Die Ergebnisse der Untersuchungen wurden in den Arbeiten [1-3] zusammengefaßt.

L i t e r a t u r

- [1] Wiebicke, H.-J. und M.V. Zhukov, Intern. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- [2] Wiebicke, H.-J. und M.V. Zhukov, Jad. Fiz. (1978) (im Druck)
- [3] Wiebicke, H.-J. und M.V. Zhukov, Jad. Fiz. (wird eingereicht)

3.11. UNTERSUCHUNGEN DER ZAHL DER GEBUNDENEN ZUSTÄNDE IM DREITEILCHENSYSTEM MIT SEPARABLER ZWEITEILCHENWECHSELWIRKUNG

K. Möller

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Es ist bekannt, daß in einem Zweiteilchensystem, in dem die Wechselwirkung zwischen den beiden Teilchen durch ein nichtlokales separables Potential der Form $v(r,r') = -\lambda g(r)g(r')$ beschrieben wird, für $\lambda \rightarrow \infty$ nur ein einziger gebundener Zustand existiert. In einem anziehenden lokalen Potential mit nicht verschwindender Reichweite hingegen sind unendlich viele gebundene Zustände möglich, wenn der Stärkeparameter des Potentials gegen unendlich strebt. Interessant ist nun die Frage, ob das angegebene separable Potential auch zu einer Begrenzung der Zahl der möglichen gebundenen Zustände in einem Dreiteilchensystem führt. Dieses Problem ist besonders in Zusammenhang mit der Untersuchung von Resonanzen in Dreiteilchensystemen von Bedeutung [1]. Es kann gezeigt werden, daß mit abnehmender Wechselwirkung die gebundenen Zustände des Systems ins Kontinuum übergehen und sich dort als Resonanzen äußern. Wenn also die Zahl der gebundenen Zustände bekannt ist, ist auch die Zahl der zu erwartenden Resonanzen bekannt. Die Grundlage für die Berechnung der gebundenen Zustände in Dreiteilchensystemen ist die Faddeev-Gleichung. Die Energien der gebundenen Zustände können aus der Bedingung gefunden werden, daß für die Energiewerte der gebundenen Zustände jeweils einer der Eigenwerte des Integralkerns der Faddeev-Gleichung gleich Eins wird. Die Zahl der gebundenen Zustände bei gegebener Stärke der Zweiteilchenwechselwirkung wird durch die Zahl der Eigenwerte gegeben, die gleich oder größer als Eins sind. Das hier interessierende Verhalten der Eigenwerte bei $\lambda \rightarrow \infty$ kann aus dem Verhalten des Kerns für $\lambda \rightarrow \infty$ beurteilt werden. Es konnte gezeigt werden, daß die Elemente des Kerns in einem gewissen Bereich der Variablen des Kerns für $\lambda \rightarrow \infty$ gegen unendlich streben. Daraus folgt, daß die Eigenwerte in diesem Grenzfall unendlich groß werden, woraus folgt, daß es unendlich viele gebundene Zustände gibt - im Gegensatz zum

Zweiteilchenfall. Der Beweis läßt sich sowohl für den S- als auch für den P-Zustand erbringen. Wie üblich, wird bei den Untersuchungen im Zweiteilchenunter-
system nur die Wechselwirkung im S-Zustand berücksichtigt. Durch numerische
Rechnungen konnte bestätigt werden, daß die Größe der Eigenwerte mit wachsen-
dem λ zunimmt und die Zahl der gebundenen Zustände wächst. Überraschenderweise
wurde festgestellt, daß neben positiven Eigenwerten auch negative auftreten.
Das widerspricht der allgemein verbreiteten Annahme, daß der Kern in diesem
Energiegebiet positiv definit ist. Ein strenger mathematischer Beweis dafür, daß
der Kern positiv definit ist, ist nicht bekannt.

L i t e r a t u r

- [1] Möller, K., Proc. Europ. Symp. on Few Body Problems in Nuclear Physics,
Potsdam (1977)

3.12. DEFORMATIONEFFEKTE IN DER WINKELVERTEILUNG TIEFUNELASTISCHER STÜSSE ZWISCHEN SCHWEREN IONEN

R. Schaidt und V.D. Toneev

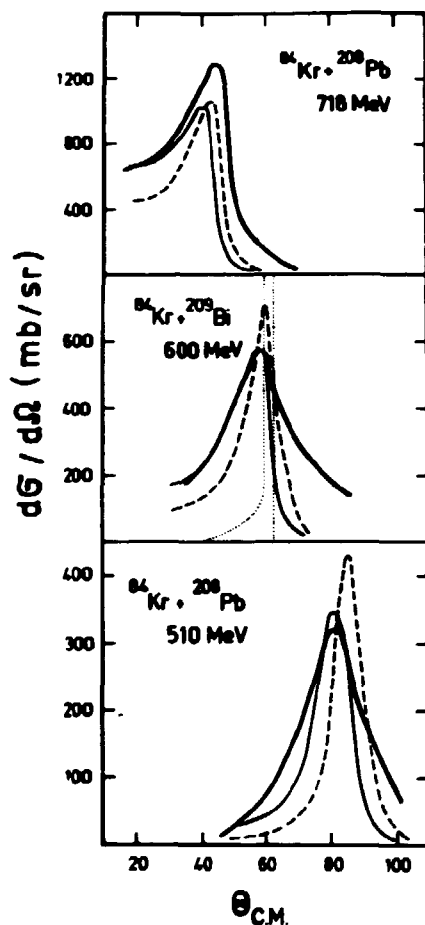
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Tiefunelastische Stöße zwischen schweren Ionen können auf der Grundlage einer
Kopplung der klassischen Trajektorie der Relativbewegung an statistische Anre-
gungen der inneren Freiheitsgrade der Systeme behandelt werden [1]. Im klassi-
schen Grenzfall genügt die Dichteverteilung im Phasenraum der kollektiven Frei-
heitsgrade einer Fokker-Planck-Gleichung, deren Lösung die Mittelwerte und
Fluktuationen der kollektiven Koordinaten und Momente aus einem gekoppelten
System von Differentialgleichungen 1. Ordnung anzugeben gestattet.

Die Winkelverteilung tiefunelastischer Stöße zwischen schweren Ionen wurde aus
einer Fokker-Planck-Gleichung in Polarkoordinaten mit proximity-Potential und
dem Reibungstensor nach Gross und Kalinowski [2] berechnet. Um eine Deformation
des Gesamtsystems zu berücksichtigen, wurde das Ion-Ion-Potential im Ausgangs-
kanal um die entsprechende Deformationsenergie korrigiert [3]. Bei den unter-
suchten Reaktionen führte der Einfluß der Deformation zu einer um etwa 5 % ver-
größerten Reaktionszeit, so daß der mittlere Ablenkwinkel zu größeren Winkeln
verschoben wird. Außerdem erhält man eine um etwa 25 % breitere Verteilungs-
funktion im Winkel. Die Energieabhängigkeit der Winkelverteilung (Anstieg des
Querschnitts unter Vorwärtswinkeln mit wachsender Einschußenergie) wird gut
reproduziert. Von sehr großen Reaktionswinkeln abgesehen, verbessert die Berück-
sichtigung der Deformation die Übereinstimmung von Theorie und Experiment
(Abb. 1).



Literatur

- [1] Hofmann, H. und P.J. Siemens, Nucl. Phys. **A275** (1977) 464
- [2] Gross, D.H.E. and H. Kalinowski, Phys. Lett. **488** (1974) 302
- [3] Siwek-Wilczynska and J. Wilczynski, Nucl. Phys. **A264** (1976) 115
- [4] Vandenbosch, R. et al., Nucl. Phys. **A269** (1976) 210

Abb. 1

Vergleich der gemessenen [4] und berechneten Winkelverteilungen für verschiedene Reaktionen und Einschüßenergien

- Experiment
- Fokker-Planck-Gleichung, ohne Deformation
- Fokker-Planck-Gleichung mit Deformation
- .-.- klassische Theorie

3.13. ANREGUNG VON ZUSTÄNDEN NICHT-NORMALER PARITÄT IN TRANSFERREAKTIONEN ZWISCHEN SCHWEREN IONEN

M.I. Yousef und R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Es wird gezeigt, daß das Diffraktionsmodell die Winkelverteilung von Übergängen in Zustände nicht-normaler Parität bei Transferreaktionen zwischen schweren Ionen gut beschreibt, wenn man Rückstoßeﬀekte berücksichtigt. Die gestörten Wellen werden in einer Taylor-Entwicklung bis zur ersten Ordnung in M_c/M_p bzw. M_c/M_R (M : Masse von Projektil (P), Restkern (R) und übertragenem Teilchen (c)) eingesetzt. Für den Reflexionskoeffizienten η_1 gilt:

$$\eta_1 = \frac{d}{dI} \left\{ g_1 + \frac{1}{u} \frac{d}{dI} g_1 \right\}$$

$$g_1 = [1 + \exp((l_0 - l)/\Delta)]^{-1}.$$

Mit den Parameterwerten $R_0 = 1.49$ fm, $\Delta = 0.82$, $u = 1.3 \Delta$, $l_0 = 29$ wird bei der Reaktion $^{29}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{30}\text{P}$, $E_{\text{Lab}} = 73.5$ MeV für den Grundzustandsübergang (1^+) ausgezeichnete Übereinstimmung mit der gemessenen Winkelverteilung erreicht.

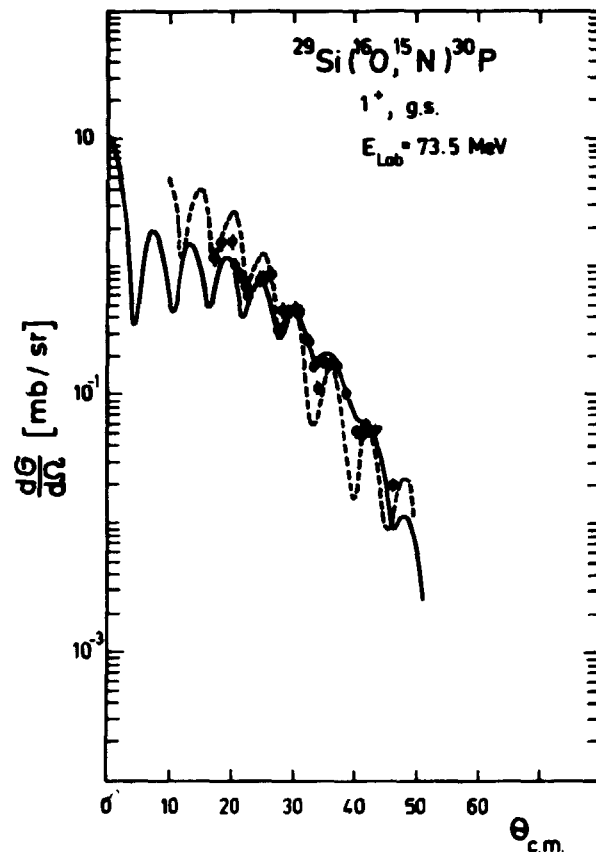


Abb. 1

Vergleich der gemessenen und berechneten Winkelverteilung für die Reaktion $^{29}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})^{30}\text{P}$, 1^+ ($E_{\text{Lab}} = 73.5 \text{ MeV}$)

— Diffraktionsmodell, - - - DWBA

3.14. SPINRELAXATION BEI KERNREAKTIONEN MIT POLARISIERTEN TEILCHEN

P. Mädler, R. Reif und C. Auerbach

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Unelastische Streuexperimente mit polarisierten Teilchen liefern wertvolle Informationen über den Reaktionsmechanismus. Eine Erweiterung derartiger Messungen auf höhere Anregungsenergien sollte aus dem Grad der Depolarisation in Abhängigkeit von der Anregungsenergie Aussagen über Präcompounds sowie im Reaktionsablauf ermöglichen. In diesem Zusammenhang ist eine Abschätzung der Spinrelaxation im angeregten Compoundsystem von Interesse.

Die Betrachtung der Relaxation von Energie, Impuls und Teilchenzahl [1] wurde auf den Spin erweitert, indem im Hamiltonoperator Spin-flip-Terme eingeführt und der Ansatz für den statistischen Operator durch Glieder der Form $B_1(t) S_1$ ergänzt wurde (S_1 : Projektion des Gesam spins im Untersystem 1; B_1 : zu S_1 thermodynamisch konjugierter Parameter). Dadurch treten zum System gekoppelte Relaxationsgleichungen für die thermodynamischen Parameter entsprechende Gleichungen

chungen für $B_1(t)$ hinzu, die bei Vernachlässigung der Kreuzkorrelationen für den einfachsten Fall von zwei energetischen Untersystemen ($\epsilon \gg \epsilon_F$) für $i, k = 1, 2$ lauten:

$$L_{SS}(B_1 B_i - B_k B_k) = - \frac{d}{dt} (B_1 B_i) \langle S^2 \rangle_i \quad \text{mit } i \neq k$$

(B_i : inverse Temperatur im Untersystem i). Daraus folgt eine einfache Abschätzung der Spinrelaxationszeit, ausgedrückt durch den kinetischen Koeffizienten L_{SS} und die verallgemeinerten Suszeptibilitäten der beiden Untersysteme $\langle S^2 \rangle_{1,2}$:

$$\tau_S = [L_{SS} (\frac{1}{\langle S^2 \rangle_1} + \frac{1}{\langle S^2 \rangle_2})]^{-1}$$

Wird das Verhältnis der gemittelten Spin-flip- zu Nicht-Spin-flip-Matrixelementen mit α bezeichnet, dann erhält man eine Spinrelaxationszeit von

$$\tau_S \approx \tau_0 [1 + \alpha^2 (0.5 + \gamma)]^{-1}$$

wobei τ_0 die Spinrelaxationszeit bei Vernachlässigung der Spin-flip-Prozesse ist. τ_0 und γ sind stark abhängig von der Anregungsenergie E^* und haben bei $E^* \approx 20$ MeV die Werte $\tau_0 \approx 5 \cdot 10^{-22}$ s, $\gamma \approx 0.25$.

Ein Vergleich mit den Relaxationszeiten für Energie τ_E , Impuls τ_P und Teilchenzahl τ_N liefert die (energieunabhängigen) Relationen:

$$\tau_E, \tau_P < \tau_S \lesssim \tau_N.$$

L i t e r a t u r

[1] Mädlar, P. et al., Phys. Lett. **61B** (1976) 427

3.15. IMPULSABHÄNGIGE ZUSTANDSDICHTEN IM FERMIGASMODELL

P. Mädlar

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für ein angeregtes, nicht im statistischen Gleichgewicht befindliches System von Fermionen (z.B. Nukleonen im Atomkern) wurde in [1] für Anregungsenergien, welche statistische Betrachtungen erlauben ($E^* \gtrsim 20$ MeV), unter Benutzung des Fermigasmodells (Kastenpotential, äquidistante Energieniveaus) ein einfacher Ausdruck für die Zustandsdichte $\rho_n(E^*)$ abgeleitet (n -Excitonenzahl). Ausgangspunkt war dabei die Betrachtung eines Boltzmann-Gases von n Excitonen mit der Gesamtenergie E^* , wobei die Energien der angeregten Teilchen p und der Löcher h von der Fermi-Kante aus positiv gezählt werden.

In Erweiterung dieser Betrachtungen wurden Zustandsdichten für ein Excitonengas unter Einbeziehung seines Gesamtimpulses $\vec{P}$ betrachtet. Dies ist am einfachsten im Laborsystem zu verwirklichen, da hier die Erhaltungsgröße $\vec{P}$ für das Excitonengas durch den Impuls des eingeschossenen Teilchens im Kern gegeben ist. Damit Energie E und Impuls $\vec{P}$ bei Änderung der Excitonenzahl infolge von Zweiteilchenwechselwirkung im Kern für das betrachtete Excitonengas Erhaltungsgrößen sind, müssen die Einteilchenenergien ϵ_i und -impulse $\vec{p}_i$ vom Zentrum der Fermi-Kugel

aus gezählt und die Lochenergien und -impulse ε_h und $\vec{p}_h$ mit negativem Vorzeichen versehen werden. Somit ist

$$E = p_0 \varepsilon_F + \varepsilon^* = \sum_{i=1}^p \varepsilon_{p_i} - \sum_{i=1}^h \varepsilon_{h_i}$$

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^p \vec{p}_{p_i} - \sum_{i=1}^h \vec{p}_{h_i} \approx \frac{\sqrt{2mE}}{p_0} \vec{n}$$

wobei p_0 die Nukleonenzahl des Inzidentteilchens darstellt. Die Zustandssumme für das betrachtete Boltzmann-Gas aus $n = p + h$ Excitonen ist nun

$$Z_{p,h}(\beta, \vec{v}) = \sum_k \exp \left\{ -\beta \left[\sum_{i=1}^p \varepsilon_{p_i} - \sum_{i=1}^h \varepsilon_{h_i} \right]_k + \vec{v} \left[\sum_{i=1}^p \vec{p}_{p_i} - \sum_{i=1}^h \vec{p}_{h_i} \right]_k \right\}$$

Unter Vernachlässigung der Wechselwirkung kann man entsprechend der üblichen Verfahrensweise zum Integral über die Einteilchenzustände übergehen und erhält unter Beachtung von $|\vec{p}_p| > p_F$ und $|\vec{p}_h| < p_F$ sowie der Symmetrie der Aufgabenstellung ($\vec{v} \parallel z$ -Achse) die Zustandssumme zu:

$$Z_{p,h}(\beta, \vec{v}) \equiv Z(\beta, v) = \frac{1}{p! h!} \left(\frac{g}{2v\sqrt{2m\beta}} \right)^n \exp \left\{ \frac{(p-h)mv^2}{2\beta} \right\} \times$$

$$\times \left[\phi(\sqrt{2\beta\varepsilon_F} + v\sqrt{\frac{m}{\beta}}) - \phi(\sqrt{2\beta\varepsilon_F} - v\sqrt{\frac{m}{\beta}}) \right]^p \times$$

$$\times \left[i \left\{ \phi(i\sqrt{2\beta\varepsilon_F} - v\sqrt{\frac{m}{\beta}}) + 2\phi(i\sqrt{\frac{m}{\beta}}) - \phi(i\sqrt{2\beta\varepsilon_F} + v\sqrt{\frac{m}{\beta}}) \right\} \right]^h$$

mit $\phi(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt$.

Es ist offensichtlich $\lim_{v \rightarrow 0} Z_{p,h}(\beta, v) = \frac{1}{p! h!} \left(\frac{g}{2} \right)^n$, woraus sich für $\varrho_{p,h}(E^*)$ der bekannte Ausdruck [1] ergibt.

Die Zustandsdichte $\varrho_{p,h}(E, p_z)$ erhält man hieraus nach

$$\varrho_{p,h}(E, p_z) = \frac{1}{(2\pi i)^2} \int_{-i\infty-\delta}^{i\infty+\delta} \int_{-\infty-\delta}^{\infty+\delta} d\beta dv e^{\beta E - v p_z} Z_{p,h}(\beta, v)$$

mit Hilfe der Sattelpunktmethode. Da die Bestimmungsgleichungen für den Sattelpunkt (β_0, v_0) recht kompliziertes Aussehen haben, kann dieser nur numerisch gefunden werden. Im Fall $v\sqrt{\frac{m}{\beta}} \ll \sqrt{2\beta\varepsilon_F}$, 1 jedoch ist es möglich, $\varrho_{p,h}(E, p_z)$ in analytischer Form darzustellen.

L i t e r a t u r

[1] Ericson, T., Adv. Physics 2 (1960) 423

3.16. UNTERSUCHUNG DER PAIRING IN ROTIERENDEN KERNEN

R. Bengtsson

NORDITA Kopenhagen

S. Frauendorf

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Form rotierender Kerne kann man untersuchen, indem man die Schalenkorrekturmethode auf den Routhian $R = H - \omega I_x$ anwendet [1]. Für mittlere Drehimpulse $I \lesssim 20$ muß man die Pairing berücksichtigen. Dies erfordert, die Quasiteilchengleichungen zu lösen, welche durch R definiert sind, wobei H das deformierte Potential (in unserem Fall modified oscillator) und die Monopolpairing enthält. Die Kernform, die durch entsprechende Parameter δ festgelegt ist, und die Stärke der Paarkorrelationen, parametrisiert durch Δ , erhält man durch Minimierung der Gesamtenergie

$$E(\delta, \Delta, I, N) = \langle H \rangle.$$

Der Erwartungswert wird mit teilchenzahlprojizierten BCS-Wellenfunktionen gebildet und auf die Tröpfchenenergie renormalisiert [1]. Die Winkelgeschwindigkeit ω und das chemische Potential λ werden aus den Erwartungswerten des Drehimpulses und der Teilchenzahl bestimmt.

Es wurden Rechnungen für die Kerne ^{154}Er , ^{166}Er , ^{176}Hf durchgeführt. In allen Fällen sind bis zu einem Drehimpuls $I \approx 20$ sowohl die Kernform als auch die Paarkorrelation verhältnismäßig stabil (siehe Abb. 1). Man sollte daher für

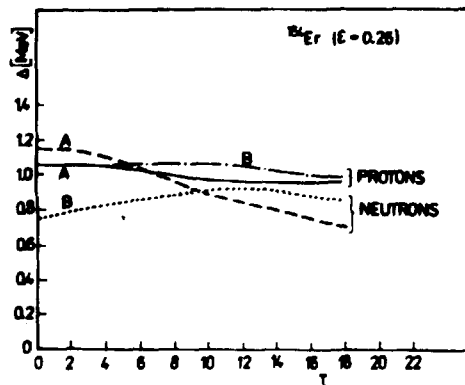


Abb. 1

Der Energiespalt Δ als Funktion des Drehimpulses. Die Konfigurationen A und B entsprechen der Grundzustandskonfiguration und der Aligned-Zwei-Quasiteilchenkonfiguration.

diesen Drehimpulsbereich das Spektrum von gg-Kernen nahe der Yrastlinie als die Null- und Zwei-Quasiteilchenkonfigurationen von R interpretieren können. Abb. 2 demonstriert, daß dies tatsächlich möglich ist. Bei der Zuordnung ist die Signatur α der jeweiligen Konfiguration wichtig. Diese ist durch das Verhalten der deformierten Wellenfunktion ϕ bei einer Drehung $D_x(\pi)$ um die x-Achse charakterisiert

$$D_x(\pi) \phi = e^{-i\pi\alpha} \phi.$$

Die Signatur ist über die Beziehung

$$I - \alpha = \text{gerade}$$

mit dem Drehimpuls verknüpft.

Wie in Abb. 3 dargestellt ist, führt die Überschneidung der zwei niedrigsten Banden mit $\alpha = 0$ (Grundzustandskonfiguration und Aligned-Zwei-Quasiteilchenkonfiguration A und B in Abb. 2) zum Auftreten von backbending in der durch den Pfeil angedeuteten Yrastfolge von ^{164}Er . Der als Kreuzung sichtbare kontinuierliche Übergang einer Konfiguration in die andere ist eine Folge der Näherungen und muß eliminiert werden. Das wird durch Interpolation (punktierte Verbindungen) erreicht. Nach dieser Korrektur findet man eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten über die zwei Banden.

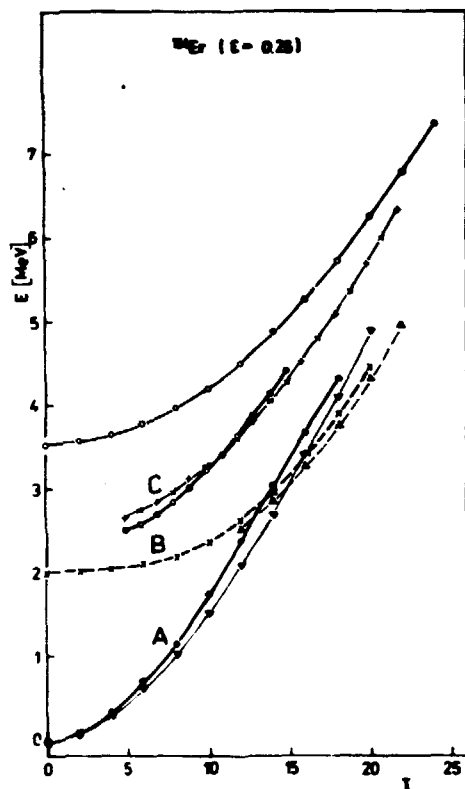


Abb. 2

Rotationsbanden in ^{164}Er . Die starken Linien beziehen sich auf die Rechnungen, die dünnen auf die Experimente [2]. Die Konfigurationen C entsprechen Zweiquasiteilchenkonfigurationen mit negativer Parität und beiden Signaturen $\alpha = 0,1$. Sowohl die experimentellen als auch die theoretischen Punkte sind für C um 1 MeV nach oben verschoben.

L i t e r a t u r

- [1] Neegard, K. et al., Nucl. Phys. A262 (1976) 61
Andersson, G. et al., Nucl. Phys. A263 (1976) 205
- [2] Kistener, C.C. et al., private Mitteilung

3.17. ZUR INTERPRETATION VON HOCHSPINZUSTANDEN

R. Bengtsson

NORDITA Kopenhagen

S. Frauendorf

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Untersuchungen der Paarkorrelationen und der Form stabil deformierter Kerne zeigen, daß sich die entsprechenden Parameter bis zu einem Drehimpuls von etwa 20 $\hbar$ nur wenig ändern. Demzufolge sollte es möglich sein, das Spektrum nahe der Yrastlinie als Quasiteilchenkonfigurationen des Routhian $R = H - \omega I_x$ zu inter-

In Übereinstimmung mit dem Experiment ergeben die Rechnungen für ^{166}Er und ^{176}Hf eine starke Wechselwirkung zwischen den analogen Konfigurationen, was das Auftreten von backbending in diesen Kernen verhindert.

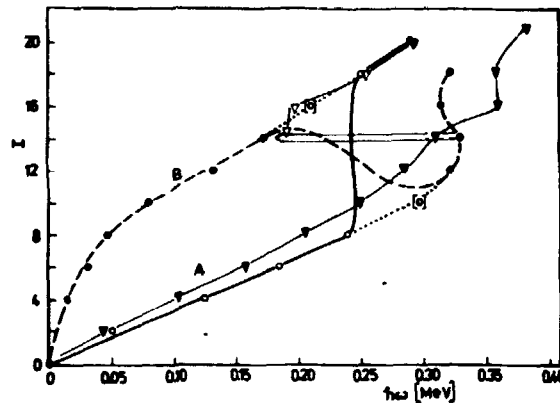


Abb. 3

Der Drehimpuls I als Funktion der Winkelgeschwindigkeit ω . Die dicken Kurven beziehen sich auf die Rechnungen, die dünnen auf die Experimente [2]. Die punktierten Linien wurden durch Interpolation erhalten.

pretieren. Die Berechnung der Energien dieser Konfigurationen (siehe Bericht 3.16.) ist jedoch ziemlich aufwendig. Es zeigt sich, daß die Anregungsenergien bezüglich der Yrastkonfiguration in guter Näherung durch die entsprechenden Kombinationen der Quasiteilchenenergien gegeben sind. Die Quasiteilchenenergien sind die Eigenwerte der durch R definierten Quasiteilchengleichungen, wobei H das deformierte Feld und die Monopolpaaring enthält. Abb. 1 zeigt das Quasineutronenspektrum für die Kerne um ^{164}Er . Die Zustände sind durch die Parität und die Signatur α (siehe Bericht 3.16.) klassifiziert.

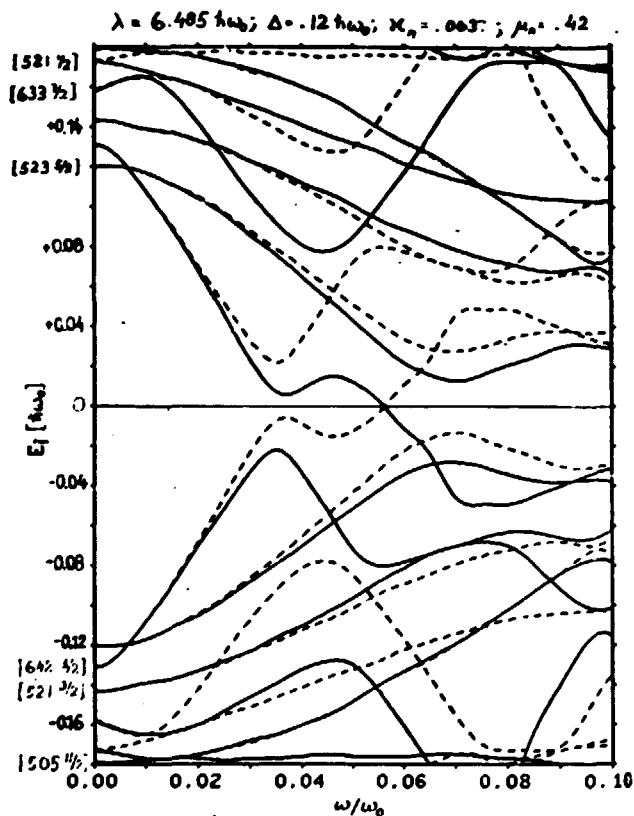


Abb. 1

Quasiteilchenenergien E_1 als Funktionen der Winkelfrequenz ω . Die Energieeinheit ist $\hbar\omega_0 = 7.49$ MeV. Die punktierten Niveaus entsprechen $\alpha = 1/2$, die durchgezogenen $\alpha = -1/2$. Die Niveaus sind durch ihre Quantenzahlen bei $\omega = 0$ bezeichnet.

Um einen direkten Vergleich mit Diagrammen wie Abb. 1 zu ermöglichen, berechnen wir aus den experimentellen Energien $E(I)$ die experimentelle Routh-Funktion $R(\omega)$. Diese ist durch

$$R(\omega) = [E(I) + E(I-2)]/2 - \omega I_x(I-1) + \frac{\omega^2}{2} \mathcal{J}$$

$$I_x(I) = \sqrt{I(I+1) - K^2} \quad \text{und} \quad \omega = [E(I) - E(I-2)]/[I_x(I) - I_x(I-2)]$$

definiert, wobei I der Drehimpuls und K dessen Projektion auf die Symmetrieachse bezeichnen und $\mathcal{J} = 3/E(2)$ das Trägheitsmoment im Grundzustand ist. Die Routh-Funktion $R(\omega)$ ist für eine Spinfolge $I = I_0, I_0 + 2, I_0 + 4, \dots$ definiert, d.h. entspricht der Signatur $\alpha = I_0 = \text{gerade}$.

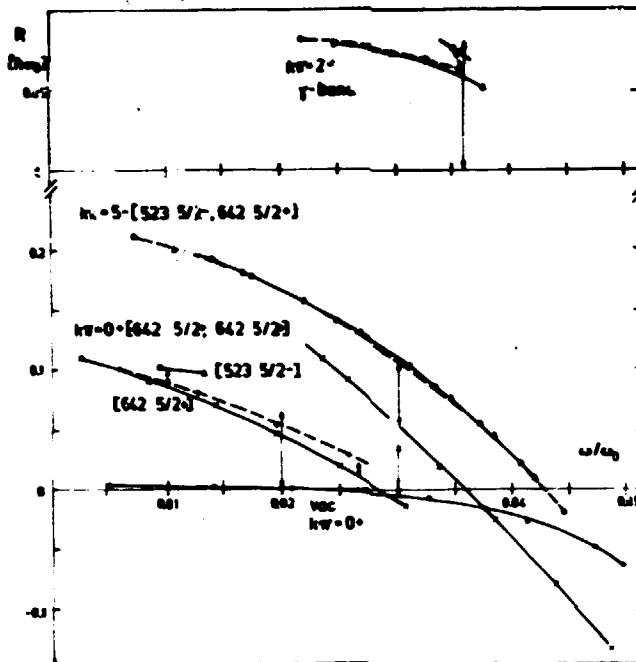


Abb. 2

Die experimentellen Routh-Funktionen für die Neutronenkonfigurationen von ^{164}Er und ^{165}Er . Die Experimente sind [1,2] entnommen. Für ^{165}Er entsprechen die gestrichelten Kurven $\alpha = 1/2$ und die durchgezogenen $\alpha = -1/2$, für ^{164}Er die gestrichelten Linien $\alpha = 1$ und die durchgezogenen $\alpha = 0$. Die Länge der Pfeile gibt die Energie der entsprechenden Quasiteilchenkombination in Abb. 1 an.

zung der zwei Niveaus $5/2^+ [642]$ $\alpha = \pm 1/2$ mit positiver Energie (und entsprechende Befreiung der negativen Partner) erhält. Diese Kreuzung ist für backbending in ^{164}Er verantwortlich. Ebenso erhält man die Bande negativer Parität $\alpha = 0,1$ durch Besetzung der Zustände $5/2^+ [642]$ $\alpha = -1/2$ und $5/2^- [523]$ $\alpha = \pm 1/2$. Es ist ersichtlich, daß die Topologie des Niveaudiagramms (Abb. 1) durch die Routh-Funktionen widerspiegelt wird. Die Pfeile deuten an, daß auch die quantitativen Beziehungen recht gut wiedergegeben werden.

L i t e r a t u r

- [1] Kistner, C.C. et al., private Mitteilung
- [2] Hjorth, S. et al., Nucl. Phys. **A144** (1970) 13

3.18. THOMAS-FERMI-THEORIE ROTIERENDER KERNE

L. Münchow und H. Schulz

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Eine systematische Thomas-Fermi-Theorie als halbklassische Näherung zur selbstkonsistenten Hartree-Fock-Methode kann formuliert werden, wenn man vom exakten Ausdruck für die Einteilchendichtematrix $\rho = \theta(\epsilon_F - \hat{h})$ ausgeht und für diesen Operator eine Entwicklung nach Kommutatoren durchführt [1]. Danach hat man die selbstkonsistente Thomas-Fermi-Gleichung $\rho_0^2/2m = \epsilon_F - V(r, \rho_0)$ zu lösen,

Abb. 2 zeigt die experimentellen Routh-Funktionen von ^{165}Er und vom Neutronensystem von ^{164}Er . Die Routh-Funktionen im ungeraden System entsprechen Ein-Quasiteilchenanregungen und sollten daher direkt mit den theoretischen Quasiteilchenenergien zusammenfallen. Abb. 2 demonstriert, daß die bekannten Banden in ^{165}Er tatsächlich das Verhalten der tiefsten Quasiteilchenzustände $5/2^+ [642]$ und $5/2^- [523]$ widerspiegeln.

Die Routh-Funktionen von ^{164}Er entsprechen Zwei-Quasiteilchenanregungen und sind demzufolge durch die Summe zweier Quasiteilchenenergien gegeben.

Abb. 2 zeigt die Grundzustandsbande (vac) $\alpha = 0$, die sich nahe $R = 0$ befindet, und der Besetzung aller Niveaus negativer Energien entspricht. Diese kreuzt mit der Aligned-Zwei-Quasiteilchenkonfiguration $\alpha = 0$, welche man durch Beset-

Wird $p_0(r)$ der ortsabhängige Fermi-Impuls ist. Für eine δ -förmige Wechselwirkung erhält man nur die Lösung $p_0 = \text{const}$ und somit $\rho = \text{const}$. Um den Dichteabfall in der Oberfläche zu erhalten, muß eine endliche Reichweite der Wechselwirkung berücksichtigt werden und die Thomas-Fermi-Gleichung wird zur Integral- bzw. Differentialgleichung. Gleichzeitig müssen dann aber auch die Inhomogenitätskorrekturen zur kinetischen Energie, d.h. der sog. Weizsäcker-Term mitgenommen werden.

Bei der Untersuchung der Rotation betrachten wir einen sphärischen Kern, der sich um die Z-Achse dreht. Das ist natürlich nur klassisch möglich, bzw. wir sehen darin eine Vorschrift, Zustände mit vorgegebener Projektion des Bahndrehimpulses auf die Z-Achse $M = \sum_i n_i m_i$ zu konstruieren. In beiden Fällen ist der Ausgangspunkt der Hamiltonian

$$\hat{h}' = \hat{h} - \omega l_z - \omega \sigma_z.$$

Beiträge zu $M(\omega)$ kommen durch Überschneidung von Zuständen benachbarter j-Schalen zustande. Dadurch wird $M(\omega)$ eine mit ω wachsende Stufenfunktion.

Aufgabe der Thomas-Fermi-Theorie rotierender Kerne ist die klassische, geglättete Näherung für $M(\omega)$ und $E(\omega)$. In niedrigster Näherung beschreibt die Thomas-Fermi-Gleichung eine verschobene Fermi-Kugel

$$\frac{p_0'^2}{2m} = \frac{p'^2}{2m} = \varepsilon_F - V(r, p_0') + \frac{1}{2} m [\vec{\omega} \cdot \vec{r}]^2$$

mit

$$p' = p + m[\vec{\omega} \cdot \vec{r}].$$

Aus der entsprechend geänderten Dichteverteilung erhält man

$$M = \omega \tilde{g} = \omega \cdot m \int Q(r)(x^2 + y^2) dV \quad \text{und} \quad E(\omega) = E(0) + \frac{1}{2} \tilde{g} \omega^2$$

Die Forderung nach Selbstkonsistenz verlangt wieder Quantenkorrekturen zur kinetischen Energie, die jetzt auch die Rotationsenergie einschließt, zu berücksichtigen. Zur Orbitalbewegung kommt dabei ein Betrag hinzu, der dem sog. Landau-Diamagnetismus analog ist [2]

$$\tilde{g}' = -\frac{2}{3} \hbar^2 Q(\varepsilon_F),$$

worin $Q(\varepsilon_F)$ die Zustandsdichte an der Fermi-Kante ist. Der Term $-\omega \sigma_z$ schließlich bedingt eine Spinpolarisation, die dem Pauli-Paramagnetismus entspricht. Obwohl die genannten Korrekturen zum Trägheitsmoment klein sind, spielen sie für die korrekte Beschreibung des Dichteverlaufs des rotierenden Kernes im Oberflächenbereich eine Rolle.

L i t e r a t u r

- [1] Kiržnic, D.A., Feldmethoden in der Vielteilchentheorie (russ.), Gosatomizdat, Moskau (1963)
- [2] Dąbrowski, J., Phys. Lett. 59B (1975) 132

3.19. DICHTEVERTEILUNG IN SCHNELL ROTIERENDEN KERNEN

L. Münchow und H. Schulz

Zentralinstitut für Kernforschung Rosaendorf, Bereich KF

Bei Hochspinrotation nahe der Yrast-Linie kann die Rotationsenergie einen merklichen Anteil der Bindungsenergie des Kernes ausmachen. Unter solchen Bedingungen ist mit einer Änderung solcher glatten Kerncharakteristika wie Dichteverteilung oder Oberflächenspannung zu rechnen. Zur Untersuchung dieser Frage benutzten wir das Energiedichtefunktional

$$E[\varrho] = |W_0| \int \left(-2 \frac{\varrho}{\bar{\varrho}} + \frac{\varrho^2}{\bar{\varrho}^2} \right) \varrho dV + \eta \int (\nabla \varrho)^2 dV + \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2 \bar{\varrho}(\varrho)} \quad (1)$$

mit $W_0 = -16.44$ MeV, $\eta = 78.174$ MeV, $\bar{\varrho} = 0.159 \text{ fm}^{-3}$; $\bar{\varrho} = \frac{1}{\pi} \int \varrho(x^2+y^2) dV$ ist das Trägheitsmoment. Wir bestimmten die Dichte aus der Variation von $E[\varrho]$. Dabei wurde die Funktionsform $\varrho(r)$ folgendermaßen vorgegeben

$$\varrho = \varrho_0 / (1 + \exp(\frac{r-R}{a})), \quad R = R_0 (1 - \beta Y_{20}(\vartheta)) \quad (2)$$

$$a = a_0 + a_2 \sin^2 \vartheta$$

Damit lassen wir die Möglichkeit von Volumeneffekten der Dichteänderung (R_0), der Oberflächendickeänderung (a_0 und a_2) sowie eine durch die Rotation erzeugte Deformation β zu. Wie in der Literatur gezeigt wurde, kann man mit der angenommenen Woods-Saxon-Verteilung bei $\omega = 0$ die Energie des Tröpfchenmodells gut reproduzieren [1]. Unsere Rechnung entspricht demnach der halbmikroskopischen Beschreibung eines rotierenden Tropfens.

Eine einfache Abschätzung für den Volumeneffekt der Rotation (Vergrößerung von R bzw. Abnahme der Zentraldichte bei Berücksichtigung der Teilchenzahlerhaltung) ergibt

$$\delta R/R_0 \approx \frac{E_{\text{rot}}}{9 |E_{\text{vol}}|} \propto I^2 \cdot A^{-8/3} \quad (3)$$

Ähnlich folgt für die Vergrößerung der Dicke des diffusen Bereichs der Dichteverteilung

$$\delta a/a_0 \approx \frac{14}{3} \pi^2 \frac{E_{\text{rot}}}{E_{\text{surf}}} \cdot \frac{a_0^2}{R_0^2} \propto I^2 \cdot A^{-3} \quad (4)$$

Einige Resultate der numerischen Analyse sind in der Tabelle 1 enthalten.

Tabelle 1

Effekt der Kernrotation auf die Dichteverteilung für $A = 40$ und $a_0 = 0.419$ fm

R [fm]	a_2 [fm]	β	ϱ_0 [fm ⁻³]	E [MeV]	I [$\hbar$]
3.909	-	-	0.1436	-395.01	0
4.069	-	-	0.1283	-283.31	40
3.934	0.105	-	0.1360	-290.07	40
3.997	-	0.527	0.1275	-304.20	40
3.914	0.062	0.534	0.1322	-304.20	40

Der durch a_2 charakterisierte anisotrope Dichteeffall und die Deformation des Tröpfchens verhindern einen starken Volumeneffekt. Trotzdem ist bei $A = 40$ und höchstem Spin doch mit einer merkbaren Änderung der Zentralkichte ρ_0 und des Parameters a zu rechnen.

L i t e r a t u r

- [1] Dworzecka, M. and S. Moszkowski, Phys. Rev. 12C (1975) 519

3.20. KONSTRUKTION EINER QUASITEILCHENBASIS IM CORE-TEILCHEN-MODELL UND VERALLGEMEINERUNG DES CORIOLIS-KOPPLUNGSSCHEMAS

F. Döna u und S. Frauendorf

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In traditionellen Core-Teilchen-Modellen, zu denen auch die Rotor-Modelle zu rechnen sind, kann die Änderung der Teilchen-Loch-Struktur der Zustände bei einer dynamischen Formfluktuation, wie sie in Übergangskernen zu erwarten ist, nicht berücksichtigt werden. Im allgemeinen Quasiteilchen-plus-Core-Modell [1] wird dieser Effekt für beliebige Formen der kollektiven Quadrupolbewegung in Rechnung gezogen. Ausgangspunkt der Betrachtungen ist der sogenannte adiabatische Feldanteil H_{af} , der aus dem vollen Core-Teilchen-Hamiltonian in der Grenze verschwindender Core-Energien $E_R \rightarrow 0$ entsteht. Dieser Anteil ist im Gegensatz zum ursprünglichen Core-Teilchen-Hamiltonian wie ein HFB-Hamiltonian antisymmetrisch gegenüber Teilchen-Loch-Konjugation, sofern die Eigenschaften der beiden Cores $A \pm 1$ (gerade Nachbarkerne) als gleich vorausgesetzt werden. Das hat zur Folge, daß der adiabatische Feldanteil paarweise Eigenwerte $E_k^\pm = \pm \sqrt{(\epsilon_k - \lambda)^2 + \Delta^2}$ besitzt, und daß die zugehörigen Eigenlösungen in voller Analogie als Quasiteilchenzustände (positive Eigenwerte) bzw. Quasilochezustände (negative Eigenwerte) interpretiert werden können. Die Energien ϵ_k ergeben sich dabei im ersten Schritt, wenn man den diagonalen Einteilchenanteil H_{sp} und die Quadrupolwechselwirkung ohne den Pairinganteil diagonalisiert.

Im nächsten Schritt werden die endlichen Core-Energien berücksichtigt, die wegen der nun endlichen Geschwindigkeit des Core-Feldes ("Frequenzen" $E_R/\hbar$) zu einer Mischung der adiabatischen Quasiteilchenzustände führen. Im Fall des axialen Rotors ist diese Mischung hauptsächlich durch die Coriolis-Wechselwirkung induziert. Setzt man die Existenz eines Quasiteilchenvakuum voraus, das durch den Einfluß der Core-Energien nicht verändert wird, kann die Diagonalisierung der Core-Teilchen-Energiematrix auf den Unterraum der Quasiteilchen-Lösungen beschränkt werden. Das bedeutet formal eine Projektion des Hamiltonians auf den Unterraum der 1qp-Zustände. Dieses Vorgehen ist eine direkte Verallgemeinerung der Coriolis-Kopplungsmethode [2] für beliebige Core-Felder.

L i t e r a t u r

- [1] Döna u, F. and S. Frauendorf, Phys. Lett. (im Druck)
[2] Davidson, I.P., Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 105

3.21. CORE-TEILCHEN-MODELL FÜR DEN FALL UNTERSCHIEDLICHER CORE-SYSTEME

F. Döna und S. Frauendorf

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Das allgemeine Core-Teilchen-Modell [1] läßt sich auch auf solche ungeraden Übergangskerne anwenden, deren gerade Nachbarkerne sich in ihren Eigenschaften voneinander unterscheiden. Das ist z.B. der Fall, wenn die Deformation der Cores $A \pm 1$ merklich voneinander verschieden ist. Die Energiematrix H in der Core-Teilchen-Beschreibung [1] hat die Struktur

$$H = \begin{bmatrix} e-\lambda + E_C^{A-1} + \Gamma^{A-1} & \Delta^{A-1} \\ \Delta^{A+1} & -e+\lambda + E_C^{A+1} - \Gamma^{A+1} \end{bmatrix} \quad (1)$$

wobei $e-\lambda$ der diagonale Einteilchenanteil, $E_C^{A\pm 1}$ der Anteil der Core-Energien bezüglich der Cores $A \pm 1$ darstellt, während $\Gamma^{A\pm 1}$ der Beitrag der Quadrupolkraft und $\Delta^{A\pm 1}$ der Pairinggap für das jeweilige Core bedeuten. Der adiabatische Feldanteil H_{af} wird als der bezüglich Teilchen-Loch-Konjugation antisymmetrische Anteil der Energiematrix H definiert, mit dem man die adäquate Quasiteilchenbasis (siehe Bericht 3.20.) konstruieren kann. In unserem Fall wird die Teilchen-Loch-Konjugation explizit durch die Matrix

$$\sigma = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$$

vermittelt. Damit ergibt sich für den adiabatischen Feldanteil

$$H_{af} = \frac{1}{2} (H - \sigma^\dagger H \sigma) = \begin{bmatrix} e-\lambda + E_C^{(-)} + \Gamma^{(+)} & \Delta^{(+)} \\ \Delta^{(+)} & -e+\lambda - E_C^{(-)} - \Gamma^{(+)} \end{bmatrix} \quad (2)$$

mit $E_C^{(-)} = \frac{1}{2} (E_C^{A-1} - E_C^{A+1})$ und $\Gamma^{(+)} = \frac{1}{2} (\Gamma^{A-1} + \Gamma^{A+1})$, etc.

Das für den Fall symmetrischer Cores $A+1$ angegebene Verfahren (siehe Bericht 3.20.) kann dann sinngemäß auf diese kompliziertere Situation übertragen werden. Im zweiten Schritt bewirkt der gegenüber Teilchen-Loch-Konjugation symmetrische Anteil $H_g = \frac{1}{2} (H + \sigma^\dagger H \sigma)$ eine Mischung der $1q$ -Zustände (positive Eigenwerte von H_{af}). Diese Methode bezieht erstmals die Eigenschaften beider Core-Systeme in die Core-Teilchen-Kopplung ein.

L i t e r a t u r

[1] Döna, F. and S. Frauendorf, Phys. Lett. (im Druck)

3.22. POLARISATIONSEFFEKTE IN ^{123}I

F. Dönnau und U. Hagemann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Bei der Beschreibung der in ^{123}I beobachteten Bandenstrukturen [1] wurde das Core-Teilchen-Modell (siehe Bericht 3.20. und 3.21.) angewandt, wobei berücksichtigt wurde, daß die geraden Nachbarkerne (Cores) ^{122}Te und ^{124}Xe sehr unterschiedliche Eigenschaften haben (Energie des ersten 2^+ -Zustands in ^{122}Te ist 564 keV im Vergleich zu 354 keV in ^{124}Xe). Es zeigte sich, daß eine Anwendung dieses Formalismus nicht genügt, um das experimentelle Spektrum zu erklären. Die Systematik der Bandenstrukturen kann nur verstanden werden, wenn man annimmt, daß die Anwesenheit des ungeraden Teilchens eine zusätzliche Polarisation der Cores bewirkt. Wie in Strutinsky-Rechnungen gezeigt, führt die Blockierung eines Niveaus durch das ungerade Teilchen in kritischen Fällen zu einer drastischen Änderung der Kernform bzw. Potentialfläche, die in einer Core-Teilchen Rechnung i.a. nicht erfaßt werden kann. Dies gilt besonders für eine Änderung, die durch den Pairinganteil hervorgerufen wird. In unserer Rechnung wurde dieser Effekt phänomenologisch behandelt, indem die Matrixelemente des Quadrupoloperators für das Teilchen mit einem Polarisationsfaktor modifiziert wurden:

$$\langle j || r^2 Y_2 || j' \rangle \longrightarrow \frac{1}{2} (p_j + p_{j'}) \langle j || r^2 Y_2 || j' \rangle \quad (1)$$

Wir wählten $p_j = \pm 1$ entsprechend der Lage des Minimums des Strutinsky-Potentials, das mit einem geblockten Einteilchenzustand berechnet wurde. Das theoretische Niveauschema ist in Abb. 1 dem experimentellen gegenübergestellt.

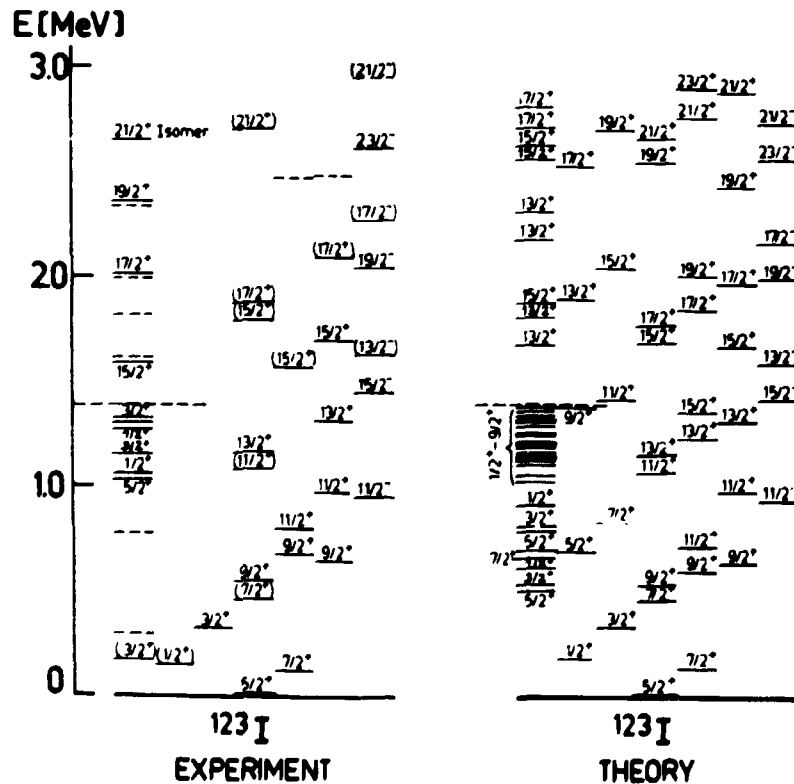


Abb. 1

Experimentelles und theoretisches Niveauschema von ^{123}I . Die Bandenstrukturen sind separat gezeichnet. Oberhalb der gestrichelten Linie sind nur noch Niveaus mit höheren Spinwerten dargestellt.

Der Kern ^{123}I "verletzt" die in [2,3] angegebenen Vorzeichenregeln, die den Charakter einer Bandenstruktur mit einer bestimmten Besetzung der Einteilchenzustände in dem untersuchten Kern verknüpft. Diese Regeln sind jedoch für den Fall abgeleitet worden, daß die Form des Core-Feldes unabhängig von dem Einteilchenzustand ist, den das ungerade Teilchen besetzt. Diese Voraussetzung ist in ^{123}I offenbar nicht erfüllt. Eine strengere Behandlung der Polarisationseffekte erfordert die Einbeziehung weiterer Freiheitsgrade (z.B. Pairingvibration) der Core-Systeme, die bisher vernachlässigt wurden.

Mit der Parametrisierung (1) der Polarisationseffekte können sowohl das Energiespektrum (Abb. 1) als auch die E2- und M1-Übergänge gut beschrieben werden.

L i t e r a t u r

- [1] Hagemann, U. et al., Nucl. Phys. A289 (1977) 292
- [2] Döna, F. and U. Hagemann, Nucl. Phys. A256 (1976) 27
- [3] Alaga, G. and V. Paar, Phys. Lett. 61B (1976) 119

3.23. DIE VERTEILUNG DER 1s-LOCHSTARKE IN DEN KERNEN DER 1p-SCHALE

M. Kirchbach und H.-U. Jäger

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In letzter Zeit wurden Schalenmodellrechnungen im Raum aller $1h\omega$ -Anregungen für die Zustände nichtnormaler Parität der 1p-Schalen-Kerne durchgeführt ($A = 11, \dots, 16$ [1], $A = 9, \dots, 12$ [2]), in denen für ein größeres Massegebiet ein einheitlicher effektiver Hamiltonoperator verwendet wurde. Die in diesen Rechnungen gemachten Annahmen über die Wechselwirkung mit der 1s-Schale (1s-Lochennergie, Teilchen-Loch-Wechselwirkung) sind nicht gut begründet, da der Hamiltonoperator primär an Energien niedrigliegender Zustände angepaßt wurde. Es zeigte sich jedoch [3], daß bestimmte E1-Übergänge zwischen niedrigliegenden Zuständen empfindlich von den kleinen 1s-Lochkomponenten in den Wellenfunktionen für diese Zustände abhängen.

Im Berichtszeitraum wurde im Rahmen eines einfachen Modells untersucht, inwieweit die Annahme einer einheitlich festgelegten Wechselwirkung mit der 1s-Schale für alle 1p-Schalen-Kerne berechtigt ist. Wir berechneten spektroskopische Faktoren und Wirkungsquerschnitte für die $(p,2p)$ -Reaktion mit Hilfe zweier Sätze von Wellenfunktionen [2], die sich durch die Berücksichtigung nichtzentraler Komponenten in der Teilchen-Loch-Wechselwirkung unterscheiden. Dabei wurde die Impulsapproximation mit ebenen Wellen (PWIA) verwendet; der energieabhängige Teil der Spektralfunktion wurde als eine Summe von Breit-Wigner-Resonanzen mit konstanten Breiten (vgl. [4]) angenommen.

Aus dem Vergleich [5] der linearen energiegewichteten Summenregel [6] mit der experimentellen mittleren Separationsenergie (mean removal energy) [7] und aus dem Vergleich der Bindungsenergiespektren [5] kann die Schlußfolgerung gezogen werden, daß beide Wechselwirkungen die Schwerpunkte der 1s-"knock out"-Spektren am oberen Ende der 1p-Schale ($A = 12, \dots, 16$) gut reproduzieren, sofern man im Falle der nichtzentralen Teilchen-Loch-Wechselwirkung die 1s-Lochennergie neu festlegt ($\epsilon_{1s} = -17 \text{ MeV}$). Solch ein Wert von ϵ_{1s} wurde kürzlich auch für das $A=11$ -System [3] verwendet.

Für die leichteren Kerne ($A = 7, 9$) liefert die Zentralkraft keine zufriedenstellende Beschreibung des Verlaufs des Wirkungsquerschnitts (Abb. 1). Bei der Abspaltung eines $1s$ -Protons aus dem Grundzustand von ${}^7\text{Li}$ oder ${}^9\text{Be}$ ($J^\pi = 3/2^-$) können Zustände mit $J^\pi = 1^-$ oder 2^- im Restkern angeregt werden. Riou et al. [8] beobachteten in der ${}^7\text{Li}(p,2p){}^6\text{He}$ -Reaktion drei Peaks, die ${}^6\text{He}$ -Anregungsenergien von 13.4 MeV, 15.3 MeV und (19) MeV entsprechen. Das Niveau bei 15.3 MeV wurde als ein 2^- -Zustand und die anderen beiden als mögliche 1^- -Zustände interpretiert. In der Arbeit [9] konnten diese Niveaus allerdings nicht beobachtet werden, es wurde lediglich ein asymmetrischer Peak mit einer $1s$ -Winkelverteilung bei etwa 15 MeV ($E_S \approx 25$ MeV) gesehen (Abb. 2a). Unsere Ergebnisse mit der nichtzentralen Wechselwirkung stimmen mit der Messung [8] gut überein. Wir erhalten einen 2^- -Zustand mit großem spektroskopischen Faktor bei 15.39 MeV. Der Schwerpunkt der $1s$ -Lochstärke in den 1^- -Zuständen liegt bei 14.07 MeV Anregungsenergie. Außerdem scheint der theoretische 1^- -Zustand bei 17.14 MeV mit dem im Experiment angedeuteten 19-MeV-Peak korreliert zu sein.

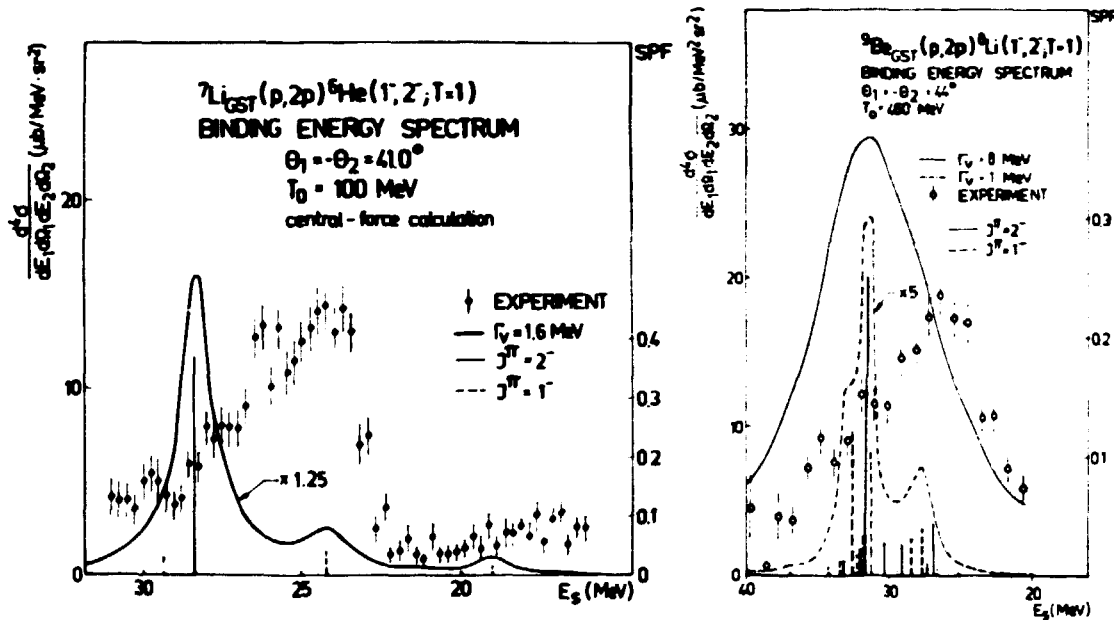
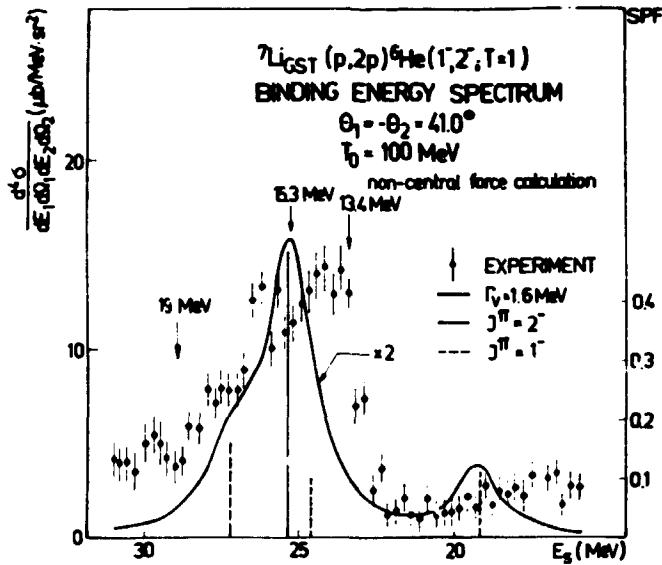


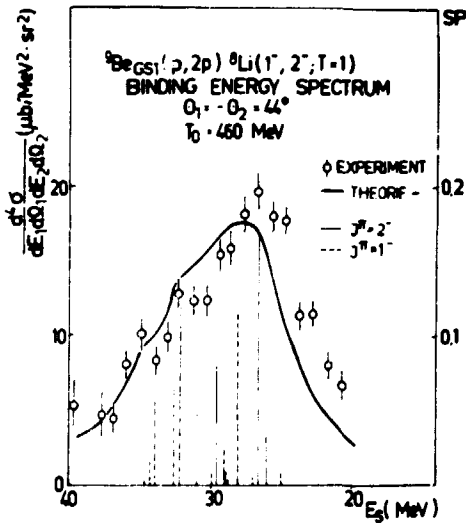
Abb. 1

Vergleich der mit einer zentralen Teilchen-Loch-Wechselwirkung berechneten Bindungsenergiespektren mit dem Experiment [6,9] für (1a) ${}^7\text{Li}(p,2p)$ und (1b) ${}^9\text{Be}(p,2p)$

Die Wellenfunktion des 2^- -Zustandes in ${}^6\text{He}$ mit dem größten spektroskopischen Faktor besteht zu mehr als 50 % aus der Konfiguration $(1s)^3(1p_{3/2})^3$. Die Verschiebung dieses Zustandes zu niederen Anregungsenergien in Abb. 2a gegenüber Abb. 1a kann qualitativ verstanden werden, wenn man berücksichtigt, daß eine Tensorkraft in dieser Konfiguration die Eigenschaft hat, die 2^- - und 1^- -Zustände in entgegengesetzter Richtung zu verschieben, ohne dabei deren gemeinsamen Schwerpunkt zu verändern. Ähnliches gilt für den Einfluß der Tensorkraft auf die Inversion der Endzustände der Reaktion ${}^9\text{Be}(p,2p){}^8\text{Li}$ mit $J^\pi = 1^-$ und 2^- .



Auch in diesem Falle können wir den Wirkungsquerschnitt mit einer nichtzentralen Kraft (Abb. 2b) besser als mit einer Zentralkraft (Abb. 1b) reproduzieren. Aus diesen Betrachtungen folgt, daß die Aufnahme von nichtzentralen Komponenten in die effektive Teilchen-Loch-Wechselwirkung der 1p-Schale zu einer wirklich besseren Beschreibung des Strukturaspekts in 1s-"knock out"-Reaktionen führt.



SPF Literatur

- [1] Millener, D.J. und D. Kurath, Nucl. Phys. **A255** (1975) 315
- [2] Jäger, H.U. und M. Kirchbach, ZfK-321 (1977); Nucl. Phys. (im Druck)
- [3] Teeters, W.D. und D. Kurath, Nucl. Phys. **A275** (1977) 61
- [4] Wille, U. und R. Lipperheide, Nucl. Phys. **A189** (1972) 113
- [5] Jäger, H.U. und M. Kirchbach, Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977) 158; Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, ZfK-336 (1977) 117
- [6] French, J.R., Proc. Int. School of Physics "Enrico Fermi" (XXXVI)
- [7] Tyren, H. et al., Nucl. Phys. **79** (1966) 321
- [8] Roynette, J.C. et al., Nucl. Phys. **A95** (1967) 545;
- [9] Bhowmik, R.K. et al., Phys. Rev. **C13** (1976) 2105

Abb. 2

Vergleich der mit einer nichtzentralen Teilchen-Loch-Wechselwirkung berechneten Bindungsenergiespektren mit dem Experiment für (2a) ${}^7\text{Li}(p,2p)$ und (2b) ${}^9\text{Be}(p,2p)$

3.24. DIE ROLLE DER ZENTRALE KRAFT IN DER EFFEKTIVEN TEILCHEN-LOCH-WECHSELWIRKUNG

M. Kirchbach, F.-U. Jäger und H.R. Kisserer

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Bestimmung der effektiven Restwechselwirkung (der renormierten Restwechselwirkung im Modellraum) stellt ein zentrales Problem für jede Schalenmodellrechnung dar. Die Teilchen-Loch-Wechselwirkung, deren Kenntnis bei der Beschreibung der Zustände nichtnormaler Parität erforderlich ist, wurde in der Mehrzahl der Schalenmodelluntersuchungen als eine zentrale Zweikörperaustauschwechselwirkung

betrachtet. Tensorkomponenten, die in dem fundamentalen Nukleon-Nukleon-Potential einen bedeutenden Platz einnehmen, wurden meist vernachlässigt, da kaum eindeutige Beispiele bekannt waren, die dieser Annahme widersprechen. Man war der Ansicht, daß die Tensorkraft im Kern nur sehr schwache Effekte hervorrufen kann, die durch eine geeignete Kombination der vier bekannten Zentralkräfte simuliert werden können. Einen Hinweis darauf, daß die effektive Restwechselwirkung im Kern einen allgemeinen nichtzentralen Charakter hat, lieferten bereits 1963 die Schalenmodelluntersuchungen zur Aufspaltung der Grundzustandskonfigurationen $(2g_{9/2})^{-1}(1h_{9/2})^{-1}$ in ^{210}Bi bzw. $(3p_{1/2})^{-1}(3s_{1/2})^{-1}$ in ^{206}Tl [1] und [2]. Es erwies sich, daß eine attraktive zentrale triplet-even-Kraft die Lage der 0^- - und 1^- -Zustände zueinander nicht erklären kann. Erst die Berücksichtigung von Tensorkomponenten in der effektiven Restwechselwirkung ermöglicht die Reproduktion der experimentellen Reihenfolge der beiden Niveaus, womit eine korrekte Angabe der Grundzustandspins erreicht werden kann.

Um Schlußfolgerungen bezüglich der Struktur der effektiven Restwechselwirkung ziehen zu können, ist es wichtig, solche experimentelle Daten zu finden, die den Parametern der einzelnen Kraftkomponenten gegenüber besonders empfindlich sind. Für die Kerne der $1p$ -Schale (Massenzahl $A = 5, \dots, 16$) wurde bis jetzt in der Literatur nur eine Situation analysiert, in welcher der Tensoranteil der effektiven Teilchen-Loch-Wechselwirkung wesentlich werden kann. Es ist die im Experiment beobachtete und durch eine Zentralkraft nicht beschreibbare Umordnung der $2s_{1/2}$ - und $1d_{5/2}$ -Schalen beim Übergang von ^{15}C zum ^{17}O [3].

Der vorliegende Beitrag liefert weitere Beispiele für die Bedeutung einer Tensorkraft bei der Beschreibung der Zustände nichtnormaler Parität in dem betrachteten Massengebiet.

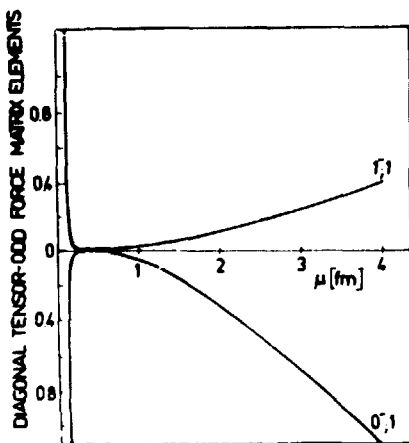


Abb. 1

J-Aufspaltung der Konfiguration $(1p_{1/2})^{-1}(2s_{1/2})^{-1}$ als Funktion des Reichweiteparameters μ unter dem Einfluß einer abstoßenden odd-triplet-Tensorkraft mit einer Yukawa-Form

Die Aufspaltung der tiefliegenden Konfiguration $(1p_{1/2})^{-1}(2s_{1/2})^{-1}$ im ungeraden-ungeraden ^{16}N stellt eine bezüglich Stärke und Reichweite der odd-triplet-Tensorkraft kritische Situation dar. Die $T=1$ -Zustände des $A=16$ -Systems sind auf Grund ihrer stark ausgeprägten Einteilchen-Einloch-Struktur eines der geeignetsten Testbeispiele für die Qualität der Teilchen-Loch-Wechselwirkung. Es kann analytisch gezeigt werden, daß die Tensorkraft in der Basis der antisymmetrisierten Zweiteilchen-Wellenfunktionen bei der J-Aufspaltung einer Teilchen-Loch-Konfiguration vom Typ $(n_1 j_1)^{-1}(n_2 s_{1/2})^{-1}$ die Eigenschaft besitzt, den Schwerpunkt der Zustände $J_+ = j_1 + 1/2$ und $J_- = j_1 - 1/2$ unverändert zu lassen [4]. Zum Unterschied von der Zentralkraft schiebt die Tensorkraft die Niveaus J_+ und J_- in entgegengesetzte Richtungen, wobei im Falle der $(1p_{1/2})^{-1}(2s_{1/2})^{-1}$ -Konfiguration der J_- -Zustand energetisch tiefer als J_+ liegt (Abb. 1). Aus diesem Grund kann durch Einschalten einer

odd-triplet- (d.h. $T=1$) Tensorkraft erreicht werden, daß der Zustand 0^- tiefer als 1^- liegt (Abb. 2).

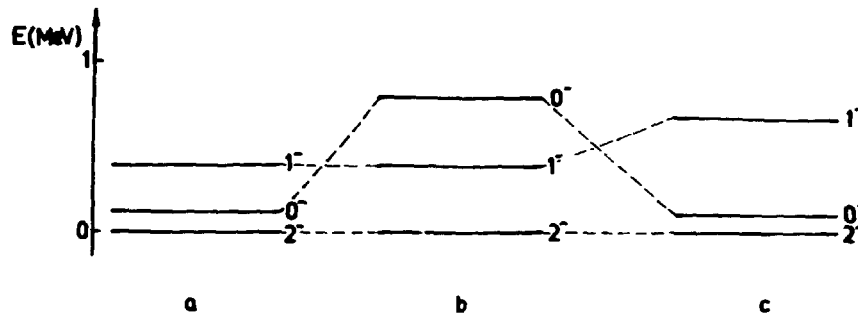


Abb. 2

Lage der Dublett-Zustände $(1p_{1/2})^{-1}(2s_{1/2})^1; J^\pi = 0^-, 1^-$ in ^{16}N

- a) experimentelle Daten
- b) Ergebnisse der Zentralkraftrechnung (siehe [8], Wechselwirkung I)
- c) Ergebnisse der Rechnung mit der Wechselwirkung I plus abstoßender odd-triplet-Tensorkraft (Stärke = 6 MeV, $b/\mu = 0.9$)

Die nichtzentralen Komponenten in der effektiven Teilchen-Loch-Wechselwirkung haben ebenfalls einen merklichen Einfluß auf die Struktur des Photoabsorptionsquerschnitts einiger Kerne aus dem betrachteten Massengebiet [5]. Die Zentralkraft kann den ersten Riesenresonanzpeak bei 20.5 MeV in der Dipolanregung von ^{13}C nicht reproduzieren (Abb. 3). Das in der Zentralkraftrechnung vorausgesagte Maximum bei 19 MeV hat eine ausgeprägte T_z -Struktur, und seine Zuordnung zum

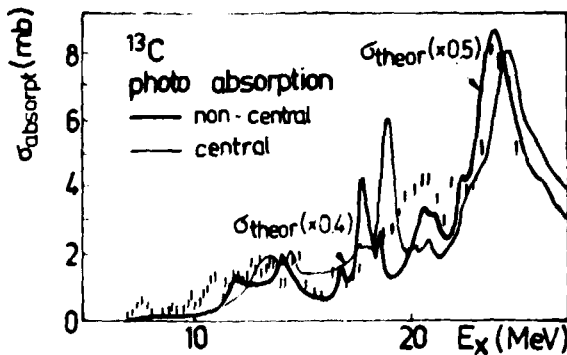


Abb. 3

Photoabsorptionsquerschnitt von ^{13}C . Die experimentellen Daten entstammen der Arbeit [6].

Rechnung mit der nichtzentralen Teilchen-Loch-Wechselwirkung um 1 MeV tiefer und ist offensichtlich als ein von der Theorie vorausgesagter und vom Experiment nicht bestätigter Feinstruktureffekt aufzufassen.

Riesenresonanzpeak bei 20.5 MeV, wie das in [6] vorgeschlagen wurde, widerspricht der in der ^{13}C -Riesenresonanz gut bekannten Isospinaufspaltung [7]. Die Berechnung der Dipolzustände in ^{13}C mit Hilfe einer nichtzentralen Kraft (siehe [8], Wechselwirkung II) erhöht im Energiebereich zwischen 20 und 22 MeV die Zustandsdichte (um den Faktor 2) und die Konzentration der Dipolstärke (um $\sim 50\%$), wodurch ein selbständiges Maximum mit einer vorwiegend T_z -Struktur herausgebildet wird. Das Maximum bei 19 MeV aus der Zentralkraftrechnung erscheint in der

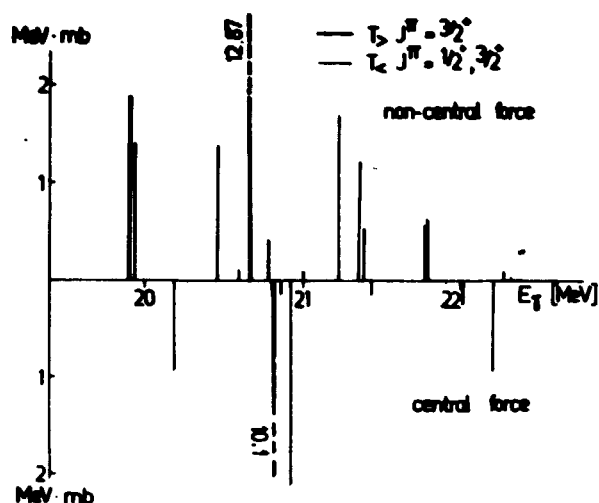


Abb. 4

Dipolstärke im Energiebereich 20...22 MeV der ^{13}C -Photoabsorption für die beiden benutzten Teilchen-Loch-Wechselwirkungen

L i t e r a t u r

- [1] Mello, P.A. and J. Flores, Nucl. Phys. 47 (1963) 177;
Kim, Y.E. and J.O. Rasmussen, Nucl. Phys. 47 (1963) 184
- [2] Silverberg, L., Arkiv Fysik 20 (1962) 355
- [3] Millener, J.J. and D. Kurath, Nucl. Phys. A255 (1975) 315
- [4] Kirchbach, M., Dissertation, wird veröffentlicht
- [5] Kirchbach, M. and H.R. Kiseener, Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, ZfK-336 (1977) 111
- [6] Koch, R. and H.H. Thies, Nucl. Phys. A272 (1976) 296
- [7] Patrick, B.H. et al., J. Phys. G1 (1975), 874
- [8] Jäger, H.-U. and M. Kirchbach, Nucl. Phys. (im Druck); ZfK-321 (1977)

3.25. SCHALENMODELLANALYSE DES PIONSTRAHLUNGSEINFANGES AN LEICHTEN KERNEN

H.R. Kiseener

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

G.E. Dogotar, R.A. Eramzhyan und R.A. Sakaev

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Die Schalenmodellanalyse neuer, mit hoher Energieauflösung gemessener Anregungskurven im (π^-, γ) -Prozeß mit gestoppten Pionen an leichten Kernen [1] wurde für eine Variante des Kernhamiltonians (Zentralkräfte) abgeschlossen. Die Ergebnisse bestätigen die Konzeption des Resonanzmechanismus.

Die Großstruktur der beobachteten (π^-, γ) -Spektren bei 1p-Schalenkernen im Anregungsgebiet des Endkerns $E_x = 0...25$ MeV kann durch einige kollektive Anregungen (M1-Resonanzen, Spin-Dipol-Resonanzen) gut beschrieben werden [2-5]. Lediglich bei den Targets $A = 7$ und 11 liefert die Rechnung mit Zentralkräften die Lage der Hauptmaxime (E_x) um etwa 4 MeV zu tief; die Berücksichtigung nicht-zentraler Komponenten im Kernhamiltonian verringert die Diskrepanz zum Experiment.

Die Schalenmodellrechnungen im Konfigurationsraum $\{0\hbar\omega, 1\hbar\omega\}$ ergeben generell zu wenig Anregungsstärke im Gebiet oberhalb der Riesenresonanz. Bei Berücksichtigung von $2\hbar\omega$ -Anregungen wird auch der niederenergetische Schwanz im γ^- -Spektrum ($E_\gamma \approx 60 \dots 100$ MeV) wiedergegeben (Beispiel ^{16}O , [6]), der in der Literatur oft als direkter Reaktionsanteil interpretiert wurde.

Die Systematik der vorausgesagten Spins J der dominierenden Resonanzen ($\Delta J = 2$ oder 1) läßt sich, außer im Fall der halbgefüllten $1p$ -Schale ($A = 11$) auf Grund der Struktur des Grundzustandes im LS-Kopplungsschema und der Auswahlregeln für den führenden Term der Übergangsamplitude erklären [4,5]. Für $A = 11$ läßt sich der Spin der dominierenden Resonanz nicht voraussagen, da die Grundzustandswellenfunktion mehrere Komponenten mit vergleichbarem Gewicht enthält; die Rechnung ergibt für den stärksten Partialübergang zu Niveaus positiver Parität $\Delta J = 0$, während in der analogen Photoanregung von ^{11}B , wie üblich, eine $\Delta J=1$ -Resonanz dominiert.

Die experimentelle Bestimmung der J -Struktur der Resonanzen im (π^-, γ^-) -Prozeß wäre ein kritischer Test für das zugrunde liegende Kernmodell; sie könnte z.B. direkt durch Messung der Winkelverteilung von Primärquanten bestimmter Energie beim Einfang von Pionen im Fluge oder indirekt durch Messung von Verzweigungsverhältnissen bei der Abregung der Resonanzen erfolgen. Ausgewählte Koinzidenzexperimente wurden für die Kerne $A = 11, 13$ und 14 vorgeschlagen [7].

Die vorhandenen Daten zur Elektroanregung von ^{13}C im Riesenresonanzgebiet bei ähnlichem Impulstransfer wie beim analogen (π^-, γ^-) -Prozeß werden mit den gleichen Modellparametern ebenfalls gut reproduziert. Ein Vergleich der starken $M1$ -, $M2$ - und $E1$ -Übergänge im Prozeß (e, e') mit den analogen starken (π^-, γ^-) -Resonanzen bekräftigt deren Spinzuzuordnung.

Vorläufige Berechnungen der (π^-, γ^-) -Ausbeuten unter Berücksichtigung der Fermi-Bewegung der Nukleonen ergeben gegenüber der Rechnung ohne Berücksichtigung der Fermi-Bewegung generell eine Verschiebung der Anregungsstärke zu niedrigangeregten Zuständen des Zwischenkerns, aber keine Änderung der Großstruktur der Resonanzen.

L i t e r a t u r

- [1] Kissener, H.R. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 80
- [2] Dogotar, G.E. et al., in: Rascheti struktury jadra i jadernych reakzii, Shtiinza, Kischinev (1977) 19
- [3] Dogotar, G.E. et al., Nucl. Phys. A282 (1977) 474; Preprint E2-10185 Dubna (1977)
- [4] Kissener, H.R. et al., Preprint E2-10509 Dubna (1977); Nucl. Phys. (eingereicht)
- [5] Dogotar, G.E. et al., Proc. 7. Int. Konf. HEPNS, Zürich, (1977) 32; Nucl. Phys. (eingereicht)
- [6] Eramzhyan, R.A. et al., Nucl. Phys. (im Druck)
- [7] Kissener, H.R. et al., Proc. 7. Int. Konf. HEPNS, Zürich, (1977) 31

3.26. GENAUERE BERECHNUNG DER HOCHENERGETISCHEN QUASIMOLEKULAREN RÖNTGENSTRAHLUNG AUS ION-ATOM-STÖßEN

H.-U. Jäger, K.-H. Heinig, H. Richter und H. Woittennek
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF
N.F. Truskova
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

In einem engen Ion-Atom-Stoß entstehen K-Vakanzen (z.B. durch "electron promotion"), die anschließend durch Emission von Röntgenquanten und Auger-Elektronen zerfallen. Während des vakanzproduzierenden Stoßes (Primärstoß) und in den möglicherweise noch stattfindenden Folgestößen (Sekundärstöße) ist das strahlende System "Ion-Atom" (Quasimolekül) ein Dipol mit stark zeitabhängiger Übergangsfrequenz, Übergangswahrscheinlichkeit und Orientierung. Des weiteren hängt die Locherzeugung im Primärstoß stark von der Zeit ab.

Im Vorjahr hatten wir das hochenergetische kontinuierliche Röntgenspektrum berechnet, das beim Beschuß von Festkörpertargets mit Ionen gleicher Kernladung ($Z_1 = Z_2$) emittiert wird. Dabei wurden vorerst die Zeitabhängigkeit der Strahlungsmatrixelemente sowie die Rotation des Quasimoleküls vernachlässigt und eine "plötzliche" Vakanzproduktion angenommen. Die berechneten Spektren stimmen in einem Energiegebiet, das ungefähr durch die K-Linien der isolierten ($Z = Z_1$) und vereinigten ($Z = Z_1 + Z_2$) Systeme begrenzt wird, in Form und Größenordnung mit dem Experiment gut überein [1]. Bei höheren Energien treten systematische Abweichungen auf. Die Annahme einer plötzlichen Vakanzproduktion bedingt für die charakteristischen Linien eine Lorentz-Form, die in diesem Energiegebiet, das vom Linienzentrum weit entfernt ist, dominiert und offensichtlich falsch ist [2].

Auf Grund dieser Ergebnisse wurde nun ein theoretisches Modell entwickelt, in dem die quasimolekulare hochenergetische Röntgenstrahlung aus symmetrischen Stößen und die infolge der Stöße emittierten hochenergetischen Ausläufer der charakteristischen Linien einheitlich beschrieben werden. Die Zeitabhängigkeit aller eingangs erwähnten dynamischen Größen wird berücksichtigt. Dabei wird angenommen, daß sich die Kerne längs klassischer Coulomb-Trajektorien bewegen. Das Elektronensystem und seine Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld wird durch die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung unter Verwendung adiabatischer Korrelationsdiagramme beschrieben. Die Abhängigkeit der Strahlungsmatrixelemente vom Kern-Kern-Abstand wurde aus Rechnungen für das Ein-Elektron-Zwei-Zentren-Problem [3] übernommen. In Abb. 1 werden unsere neuen Ergebnisse mit denen der bisherigen Theorie verglichen. Wir erhalten jetzt eine merklich bessere Übereinstimmung mit dem Experiment oberhalb des "united atom limit" und haben damit ein gutes Modell (und das zugehörige Rechenmaschinenprogramm XRAY77) zur Verfügung, um Aussagen über neue Experimente zu machen, in denen das nichtcharakteristische Spektrum bis zu höheren Energien bzw. in Koinzidenz mit dem wegfliegenden Ion gemessen wird.

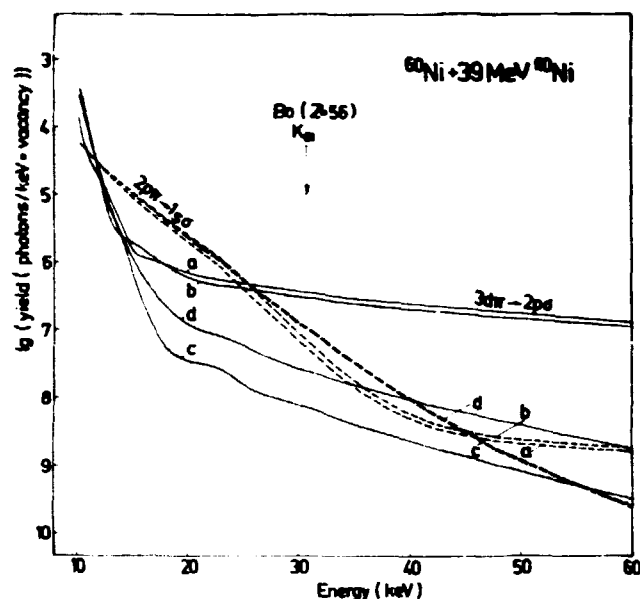


Abb. 1

Berechnete Ausbeute an hochenergetischer Röntgenstrahlung aus den stärksten Strahlungsübergängen im Primär- (—) und Sekundärstoß (---) für verschiedene Näherungen:

- a) Ergebnisse der bisherigen Theorie [1],
- b) im Unterschied zu a) Berücksichtigung der Abhängigkeit der Übergangsmatrixelemente vom Kern-Kern-Abstand im Quasimolekül,
- c) im Unterschied zu b) Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit der Vakanzproduktion im Primärstoß bzw. Integration längs der gesamten Bahntrajektorie im Sekundärstoß,
- d) im Unterschied zu c) Berücksichtigung der Rotation der Molekülachse während des Stoßes.

L i t e r a t u r

- [1] Heinig, K.-H. et al., J. Phys. B10 (1977) 1321
- [2] Heinig, K.-H. et al., J. Phys. B (im Druck)
- [3] Truskova, N.F., Preprint P11-10207, Dubna (1976)

3.27. WINKELVERTEILUNG DES C1-RÖNTGENKONTINUUMS BEI SYMMETRISCHEN ION-ATOM-STÖßEN

H. Richter und H.-U. Jäger

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

N.F. Truskova

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

In verschiedenen symmetrischen Stoßsystemen mittelschwerer Ionen, z.B. Nb + Nb, Ge + Ge [1] und Nb + Nb, Ni + Ni [2], wurden bei Inzidenzenenergien von etwa 1 MeV pro Nukleon im Röntgenkontinuum oberhalb der K-Linien zwei Anisotropie-Peaks beobachtet. Der eine befindet sich etwa am Ende des C1-Kontinuums und ist relativ schmal, der andere ist sehr breit und hat sein Maximum etwa bei der K_{α} -Energie des vereinigten Stoßsystems.

Wir arbeiten daran, die Prozesse im Quasi-Molekül zu finden, die den C1-Anisotropie-Peak verursachen. Unsere theoretische Beschreibung der Winkelverteilung der Strahlung lehnt sich dabei an die Arbeit von Briggs und Dittmann [3] an. Dort wurde für die stoßparameterabhängige Emissionswahrscheinlichkeit (pro Energieintervall $d\omega$ und Raumwinkel $d\Omega$) folgender Ausdruck gefunden:

$$\frac{dP_{f1}(b, \omega, \Omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega}{6\pi^2 c^3} |\underline{D}|^2 \left(1 - A \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2}\right) \quad (1)$$

mit

$$\underline{D} = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \hat{R}(\gamma) \sum_{nm} a_n^{-1} a_m^+ \langle \chi_n | \underline{p} | \chi_m \rangle \exp\left[i \int_0^t (\epsilon_n - \epsilon_m) dt'\right], \quad (2)$$

$$\hat{R}(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma & 0 & -\sin \gamma \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \gamma & 0 & \cos \gamma \end{pmatrix}, \quad A = \frac{3|\underline{D}_z|^2 - |\underline{D}|^2}{2|\underline{D}|^2}.$$

$\underline{D}_z$ ist die Komponente des Vektors $\underline{D}$, die der Inzidenz-Richtung parallel ist. Die Größen $\chi_n(R)$ und $\epsilon_n(R)$ sind die Eigenfunktionen und Eigenwerte des Zweizentren-Hamiltonian (bei festem Zentrenabstand R). Der Winkel γ wird zwischen Molekülachse und z-Richtung gemessen. Der Operator $\hat{R}(\gamma)$ beschreibt die Rotation der Molekülachse um die y-Achse und damit auch die Orientierung der zeitabhängigen Impulsmatrixelemente bzgl. des Laborsystems (xyz). Die Indizes i bzw. f bezeichnen Anfangs- bzw. Endkonfiguration des Mehrelektronensystems, die durch die Gesamtheiten der Besetzungsamplituden a_m^+ ($t = -\infty$) bzw. a_n^- ($t = +\infty$) gegeben sind. In Gleichung (1) ist bereits über alle Polarisationsrichtungen und Stoßweiten gemittelt, so daß der Ausdruck unabhängig vom Azimutwinkel φ ist (θ ist der Winkel zwischen Photonenimpuls und z-Achse). Den Emissionsquerschnitt erhält man durch Summation von Gl. (1) über alle Endkonfigurationen und Stoßparameter

$$\frac{d\sigma(\theta, \omega)}{d\omega d\Omega} = \int_0^\infty 2\pi b db \sum_f \frac{dP_{f1}}{d\omega d\Omega}. \quad (3)$$

Wir haben die Winkelverteilung der C1-Strahlung bisher unter stark vereinfachten Annahmen berechnet, um Erfahrungen über das Problem zu sammeln.

Diese Strahlung wird hauptsächlich in solchen Stößen (Primärstößen) emittiert, in denen als Anfangskonfiguration eine $2p\pi_x$ -Vakanz vorliegt [4]. Diese Vakanz kann bei kleinen Kernabständen R durch Coriolis-Kopplung in den $2p\sigma$ -Zustand gelangen und hier hauptsächlich durch Dipolübergänge von $3d\pi_x^-$, $3d\pi_y^-$ und $3d\sigma^-$ -Elektronen strahlend zerfallen. Es wurden H_2^+ -ähnliche Energien und Impulsmatrixelemente verwendet [5]. Die zeitabhängigen Amplituden für $2p\sigma^-$ und $2p\pi_x^-$ -Zustand sind das Ergebnis einer Rechnung mit zwei gekoppelten Kanälen ($2p\sigma^-$ - $2p\pi_x^-$ -Coriolis-Kopplung). Sämtliche dynamischen Kopplungen der $3d\pi_x^-$, $3d\pi_y^-$ und $3d\sigma^-$ -Elektronen wurden vorerst vernachlässigt. Ihre Amplituden sind dann zeitlich konstant, wodurch man diese Zustände als verschiedene Endkonfigurationen betrachten muß, über die inkohärent summiert wird.

Diesen hier zugrunde gelegten Prozessen entspricht die Strahlung von drei senkrecht aufeinanderstehenden Dipolen mit zeitabhängigen Schwingungsamplituden und Frequenzen, die kurzzeitig mit der Winkelgeschwindigkeit γ rotieren.

L i t e r a t u r

- [1] Frank, W. et al., Z. Phys. A279 (1976) 213;
Frank, W. et al., Preprint E7-10700 Dubna (1977)
- [2] Vincent, P. and J.S. Greenberg, ICPEAC X (Paris 1977), Abstracts II, p. 914
- [3] Briggs, J.S. and K. Dettmann, J. Phys. B10 (1977) 1113
- [4] Heinig, K.H. et al., J. Phys. B10 (1977) 1321
- [5] Truskova, N.F., Preprint P11-10207 Dubna (1976)

3.28. EIN INFORMATIONSTHEORETISCHER ZUGANG ZUR QUANTENMECHANISCHEN VIELTEILCHENTHEORIE

E. Heiner

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Das Einteilchenverhalten eines quantenmechanischen Fermionensystems, das durch einen zeitunabhängigen Hamiltonoperator $H = H_{\text{system}} - \mu N$ (μ ist das chemische Potential, N der Teilchenzahloperator) definiert ist, soll durch eine Korrelationsfunktion beschrieben werden:

$$\langle A_1^\dagger(0) A_j(t) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int d\omega e^{-i\omega t} \frac{S_{j1}(\omega)}{e^{\beta\omega} + 1} \quad (1)$$

$\langle \dots \rangle = \text{Tr} (\dots e^{-\beta H}) / \text{Tr} e^{-\beta H}$ ist der thermodynamische Mittelwert, $A_1^\dagger(0)$, $A_j(t)$ sind Fermionen-Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren zu den Zeiten 0 und t in der Heisenberg-Darstellung. Die spektrale Gewichtsfunktion (SWF) $S_{j1}(\omega)$ enthält die Information über die Dynamik des quantenmechanischen Systems. Die zentrale Aufgabe jeder Vielteilchentheorie besteht in der möglichst guten Bestimmung dieser Funktion $S_{j1}(\omega)$. Sie ist gegeben als Fourier-Transformation

$$S_{j1}(\omega) = \int dt \langle [A_j(t), A_1^\dagger] \rangle e^{i\omega t} \quad (2)$$

des Antikommutators der zugehörigen Fermi-Operatoren [1] bzw. über ihre spektrale Darstellung

$$S_{j1}(\omega) = 2\pi f^{-1}(\omega) \sum_{m,n} \langle n | A_1^\dagger | m \rangle \langle m | A_j | n \rangle e^{\beta(\Omega - E_n)} \times \quad (3)$$

$$\times \delta(\omega + E_m - E_n)$$

[2]. In (3) bedeuten $f(\omega) = (e^{\beta\omega} + 1)^{-1}$ die Fermi-Funktion, Ω das thermodynamische Potential des Systems, $|n\rangle$ und $|m\rangle$ bzw. E_n und E_m Eigenfunktionen und Eigenwerte der zum Vielteilchenhamiltonoperator H gehörenden Schrödinger-Gleichung $H|n\rangle = E_n|n\rangle$. Summiert wird in (3) zweimal über den vollständigen Satz von Eigenfunktionen. Da für ein allgemeines Vielteilchensystem die Schrödinger-Gleichung nicht explizit gelöst werden kann, stellt (3) nur eine formale Lösung dar.

Gesucht ist eine Methode zur genäherten Berechnung der SWF $S_{j1}(\omega)$, die ohne Entwicklung nach kleinen Parametern auskommt und darüber hinaus selbstkonsistent ist. Wir benutzen als Ausgangspunkt die Methode der spektralen Momente, wie sie in den Arbeiten [1-3] angegeben wird.

Zur Spektralgewichtsfunktion $S_{j1}(\omega)$ werden durch n-maliges Anwenden der Bewegungsgleichung für Heisenberg-Operatoren die ersten $(n+1)$ Spektralmomente eingeführt.

$$\begin{aligned} M_0 &= \langle [A_j, A_{j+}^\dagger] \rangle = \frac{1}{2\pi} \int d\omega S_{j1}(\omega) = \delta_{jj} , \\ &\vdots \\ M_n &= \langle [[[A_j, H], H, \dots], A_{j+}^\dagger] \rangle = \frac{1}{2\pi} \int d\omega \omega^n S_{j1}(\omega) . \end{aligned} \quad (4)$$

Für exakt lösbare Systeme bricht die Hierarchie der Momente in einer bestimmten Ordnung ab, alle höheren Momente lassen sich eindeutig auf niedere zurückführen. In diesem Fall erhält man für die SWF eine endliche Summe von gewichteten δ -Funktionen.

Für jedes echte Vielteilchensystem geht dagegen die SWF in eine kontinuierliche Funktion über, die, wie aus (3) und (4) leicht zu sehen ist, die Eigenschaften einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$\begin{aligned} S_{j1}(\omega) &\geq 0 \\ d\omega S_{j1}(\omega) &= 1 \end{aligned} \quad (5)$$

für die Diagonalelemente der Funktionenmatrix $S_{j1}(\omega)$ hat. Wir definieren ein zugehöriges Informationsfunktional

$$J = \int d\omega S_{j1}(\omega) \ln S_{j1}(\omega) \quad (6)$$

[4], dessen Zahlenwert eine Aussage über die in $S_{j1}(\omega)$ enthaltene Information gibt und dessen Minimum die wahrscheinlichste Information zu einer gegebenen SWF S_{j1} liefert. Physikalisch gibt $S_{j1}(\omega)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte an, mit der die durch den Satz von Quantenzahlen i bestimmte Mode an der Stelle der Energie ω angeregt ist. Um die wahrscheinlichste Funktion $S_{j1}(\omega)$ bei Kenntnis der ersten $(n+1)$ -Momente zu finden, wird nach dem Lagrangeschen Verfahren das Funktional

$$I = \int d\omega S_{j1}(\omega) [\ln S_{j1}(\omega) + \sum_{l=0}^n \alpha_l \omega^l] \quad (7)$$

minimiert. Nach Ausführung der entsprechenden Prozedur erhält man

$$S_{j1}(\omega) = A \exp \left\{ - \sum_{l=1}^n \alpha_l \omega^l \right\} . \quad (8)$$

Die α_l sind Lagrangesche Parameter. Aus Normierbarkeitsgründen folgt

$$S_{j1}(\omega) = A \exp \left\{ - \sum_{l=1}^{n/2} a_l (\omega - b_l)^{2l} \right\} \quad (a_n > 0) . \quad (9)$$

Die $(n+1)$ -Parameter der Funktion S_{j1} müssen aus der Kenntnis der Momente (4) selbstkonsistent berechnet werden. Die dabei in einer bestimmten Ordnung auftretenden höheren Korrelationsfunktionen sind als Polynome in ω multipliziert mit $S_{j1}(\omega)$ darzustellen. Der angegebene Ansatz ist eine heuristische Verfahrensweise, die eine genäherte SWF für das thermodynamische Gleichgewicht liefert,

ähnlich wie ein willkürlicher Abbruch einer Green-Funktionshierarchie oder eine Aufsummation bestimmter Graphen. In dieser Hinsicht ordnet sich das angegebene Verfahren der Forderung nach Entropiemaximierung des physikalischen Gesamtsystems unter. Generell ist zu sagen, daß das Fehlen eines kleinen Parameters in der Entwicklung mit auftretenden Nichtlinearitäten in den Momentengleichungen erkauft werden muß.

L i t e r a t u r

- [1] Kalashnikov, O.K. and E.S. Fradkin, phys. stat. sol. (b) 59 (1973) 9
- [2] Lonke, A., J. Math. Phys. 12 (1971) 2422
- [3] Parlinski, K., Acta phys. pol. A39 (1971) 507
- [4] Rényi, A., Wahrscheinlichkeitsrechnung, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1977, 481

4. ANWENDUNG KERNPHYSIKALISCHER METHODEN

Von Arbeitsgruppen der BA Freiberg, der FSU Jena, der HU Berlin, der KNU Leipzig und des ZfK Rossendorf werden auch in diesem Jahr zahlreiche Ergebnisse festkörper- und atomphysikalischer Untersuchungen mittels kernphysikalischer Methoden vorgestellt.

Die Untersuchungen halbleitender und metallischer Verbindungen mit Hilfe der gestörten Winkelkorrelationen wurden fortgesetzt und weitere Ergebnisse, z.B. über den Nachweis der Ausheilung von Strahlenschäden in Verbindungshalbleitern erhalten. An nitrierten Fe-Legierungen sind Untersuchungen mittels Mößbauer-Spektroskopie durchgeführt worden. Die Untersuchungen an Festkörpern mit der elastischen und inelastischen Neutronenstreuung wurden in bewährter Weise weitergeführt. Zu Texturuntersuchungen mit der Neutronenflugzeitmethode am IBR-30 des VIK Dubna liegen erste Ergebnisse vor. In Einzelbeiträgen wird über den Einfluß des Phasenüberganges im VO_2 auf die Intensitäten der Mesoröntgenübergänge berichtet und die Entstehung hochenergetischer linearpolarisierter γ -Strahlung bei planarer Kanalleitung von ultrarelativistischen Positronen vorhergesagt. Mit der Methode der Positronenannihilation wurden die Untersuchungen des physikalisch-chemischen Verhaltens von Lösungen fortgesetzt sowie Eigenschaften von Kieselglas bestimmt.

Zur Ioneninduzierten Röntgenemission werden neue Ergebnisse vorgelegt und es wird über die Anwendung des protoneninduzierten Kosselleffekts zur Bestimmung von Gitterdeformationen berichtet. Für Untersuchungen des Ausheilverhaltens implantierter Silizium-Einkristalle nach Laserbestrahlung, für die Untersuchung dünner Schichten und zur weiteren Klärung des Einflusses der Magnetisierung auf die Kanalisierung ist die Rutherford-Rückstreuung eingesetzt worden. Zur Erklärung des Mechanismus der Laserausheilung implantierter Schichten wird ein Modell vorgeschlagen, das auf Grund ausführlicher Rechnungen zur Wärmeausbreitung in bestrahltem Silizium entstand.

In weiteren Beiträgen werden Untersuchungen an implantierten Schichten mit einem Ionenstrahl-Mikroanalysator, mit Hilfe von TSC- und gepulsten HF-CV-Messungen sowie anderen Verfahren beschrieben und wird über den Einsatz der Ionenimplantation für die Herstellung spezieller Bauelemente berichtet. Die chemischen Arbeiten zur Ionenimplantation werden wieder, wie in den vergangenen Jahren, in einem zusammengefaßten Beitrag dargestellt.

Erstmals sind im Jahresbericht auch Ergebnisse von Untersuchungen der Eigenschaften von Glasoberflächen enthalten.

K. Hohmuth

4.1. UNTERSUCHUNGEN VON STRAHLENDEFEKTEN IN CdS UND CdTe MIT DER METHODE DER GESTÖRTEN WINKELKORRELATION (PAC)

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

Die binären Verbindungshalbleiter CdS und CdTe wurden mit 13.5-MeV-Deuteronen beschossen. Dabei entstehen ^{111}In -Kerne mit einer Rückstoßenergie von etwa 200 keV. Die ^{111}In -Kerne zerfallen zu den für die Untersuchung der gestörten Winkelkorrelation (PAC) geeigneten Sondenkernen ^{111}Cd , die sich damit in einer strahlengeschädigten Umgebung befinden. Zur Untersuchung des Ausmaßes dieser Strahlenschädigung und deren Ausheilverhalten bei Temperung wurden PAC-Messungen angestellt.

CdS weist eine relativ geringfügige Strahlenschädigung auf. Vor wie nach der Temperung überwiegt eine axialsymmetrische Wechselwirkung mit der kleinen Wechselwirkungsfrequenz $\omega_1 = 6.6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Durch die Temperung verschwindet lediglich die Frequenzverschmierung und der Beitrag von etwa 30 % der Sondenkerne, die eine diskrete, wesentlich höhere Wechselwirkungsfrequenz vorfinden (Abb. 1).

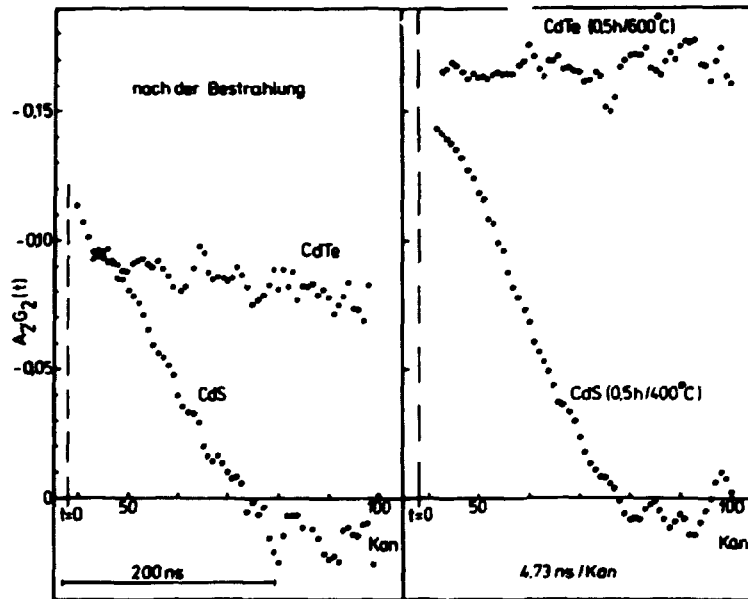


Abb. 1

Die zeitabhängigen Anisotropiekoeffizienten A_2G_2 von CdS und CdTe vor (links) und nach der Temperung (rechts)

Die Wechselwirkungsfrequenz ω_1 von CdS steigt mit zunehmender Temperatur stark an:

T [°C]	25	378	745
$\omega_1/10^6 \text{ s}^{-1}$	6.6 ± 0.5	7.6 ± 0.5	8.8 ± 0.6

Bei CdTe erkennen wir vor der Temperung vorwiegend kubische Umgebungen mit geringfügiger Frequenzverteilung. Nach der Temperung ist die Anisotropie größer und die Kristallstruktur ungestört kubisch (Abb. 1).

CdS kristallisiert meist in der hexagonalen Wurtzitstruktur. Deshalb liegt ein axialsymmetrischer elektrischer Feldgradient (EFG) vor. Da im Wurtzitgitter zwei hexagonal dichteste Kugelpackungen ineinandergeschachtelt sind, ist der EFG sehr klein. Gitterschäden in den ersten Sphären um das Sondenatom verursachen wesentlich höhere diskrete Wechselwirkungsfrequenzen, Gitterdefekte in den höheren Sphären die Frequenzverschmierung.

Von CdTe ist nur die kubische ZnS-Struktur bekannt. Hier verursachen Gitterschäden in den ersten Sphären die verkleinerte Anisotropie.

Bei gleicher Deuteronen-Dosis ist die Strahlenschädigung in den binären Systemen CdS und CdTe weitaus geringer als bei den ternären Halbleitern (CdSiP_2 , CdGeP_2 , CdCr_2Se_4). Während in den ternären Systemen nach den Ergebnissen der PAC-Untersuchungen [1] amorphisierte Umgebungen auftreten, bleibt die Gitterstruktur bei den binären Halbleitern weitgehend erhalten.

Von elektrischen und elektronenmikroskopischen Untersuchungen ist bekannt [2], daß bei CdS und CdTe eine Amorphisierung im Gegensatz zu den Elementhalbleitern nicht erreicht wird und auch die Ausheilung der Strahlenschädigung bei relativ niedrigen Temperaturen erfolgt. Das deckt sich völlig mit unseren Ergebnissen bei diesen binären Halbleitern.

L i t e r a t u r

- [1] Unterricker, S. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 92
- [2] Rohde, H.J., Int. Arbeitstagung über Ionenimplantation in Halbleiter
Rossendorf, ZfK-236 (1972) 205

4.2. DIE KONZENTRATIONSABHÄNGIGKEIT DES ELEKTRISCHEN FELDGRADIENTEN (EFG) FÜR DAS LEGIERUNGSSYSTEM $\text{Mg}_x\text{Cd}_{1-x}$

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

Zur Ergänzung der Messungen [1] im mittleren Konzentrationsbereich wurden $\text{Mg}_x\text{Cd}_{1-x}$ -Legierungen mit $x = 0.749$, 0.466 und 0.396 untersucht. Die beiden ersten Gehalte befinden sich in der Nähe der Zusammensetzungen Mg_3Cd bzw. MgCd . Die Messungen wurden auf eine Temperatur von 310°C reduziert, da hierfür Gitterdaten zur Verfügung stehen [2] und die Cd- und Mg-Atome im ganzen Konzentrationsbereich statistisch auf die Gitterplätze verteilt sind. Im Bereich $x < 0.30$ wird der EFG durch den Verlauf des Gitterbeitrages genau wiedergegeben [3], wie aus Abb. 1 ersichtlich ist. Bei größeren Mg-Konzentrationen liegt jedoch der gemessene EFG wesentlich über dem Gitterbeitrag. Da in diesem Gebiet ($x > 0.30$) der Gitterbeitrag sehr klein ist, überwiegen die Beiträge zum EFG, die aus der statistischen Besetzung der Gitterplätze durch Cd- und Mg-Atome resultieren (Feldgradientverteilung). Erst für sehr große Mg-Gehalte ($x = 0.99$) nähern sich beide Kurven wieder. In diesem Fall liegt praktisch reines Mg vor und damit verschwindet der Unordnungsfeldgradient.

Die Frequenzsprünge beim Phasenübergang Ordnung - Unordnung in der Nähe der Zusammensetzungen Cd_3Mg , CdMg und CdMg_3 betragen +100 % [4], +7 % und +20 %.

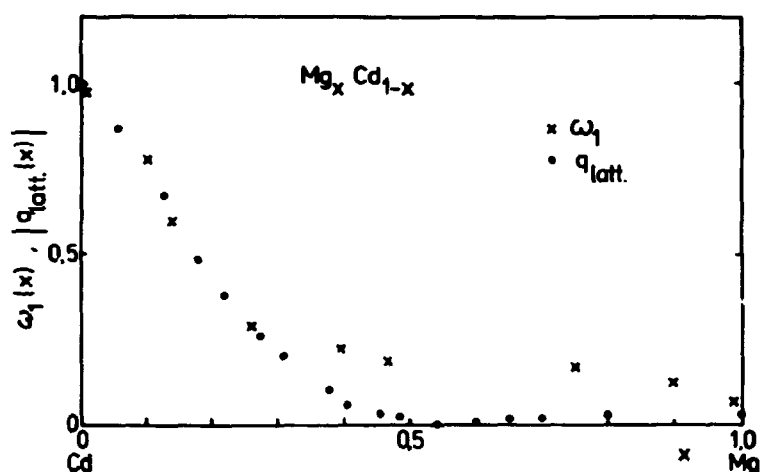


Abb. 1
Gemessener elektrischer Feldgradient (EFG) $\sim \omega_1$ und berechneter Gitterbeitrag $|q_{latt}|$ in Abhängigkeit von der Mg-Konzentration x

L i t e r a t u r

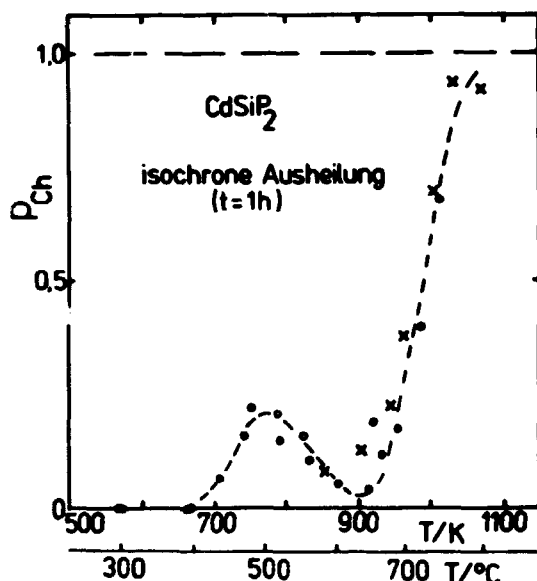
- [1] Unterricker, S. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 84
- [2] Hume-Rothery, W. and G.V. Raynor. Proc. Royal Soc. A174 (1940) 471
- [3] Raghavan, P. et al., Phys. Rev. B13 (1976) 2835
- [4] Unterricker, S. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 93

4.3. UNTERSUCHUNGEN ZUM AUSHEILVERHALTEN VON STRAHLENGESCHÄDIGTEM $CdSiP_2$ IM BEREICH DER ERSTEN AUSHEILSTUFE

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

Nach Untersuchungen mit gestörten Winkelkorrelationen (PAC) treten bei der Ausheilung von strahlengeschädigtem $CdSiP_2$ zwei Ausheilstufen auf [1]. Im Verlauf der zweiten sehr steilen Stufe bildet sich die endgültige Chalkopyritstruktur. Detaillierte Messungen im Verlauf der ersten Ausheilstufe, bei der weitgehend kubische Umgebungen der PAC-Sondenkerne entstehen, ergeben, daß schon bei relativ niedrigen Temperaturen Chalkopyritstrukturen auftreten, die bei höheren Temperaturen wieder restlos verschwinden. Abb. 1 zeigt den Verlauf der isochronen Ausheilkurve (p_{Ch} ist der relative Anteil der Sondenkerne in einer Chalkopyritumgebung).

Ab 400 °C wird die für das ausgeheilte Chalkopyritgitter typische periodische Wechselwirkung mit der Grundfrequenz $\omega_{12} = 106 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ sichtbar. Bei 500 °C erreichen ca. 20 % der Sondenkerne eine geordnete Chalkopyritstruktur, die bis 620 °C wieder restlos verschwindet. Hier ist die erste Ausheilstufe vollständig beendet, die durch die geringe Wechselwirkungsfrequenz $\omega_{11} \approx 20 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ mit einer Frequenzverteilung $\delta \approx 0.3$ gekennzeichnet ist [1]. Darauf folgt die steile zweite Ausheilstufe.



Eine derartige negative Ausheilung ist besonders bei der Implantation von Bor in Silizium bekannt (reverse annealing). Hierbei nimmt zwischen etwa 550 und 700 °C nach Aussage von elektrischen und Channeling-Messungen die Zahl der substituierten B-Atome wieder ab [2,3]. Danach folgt erst die endgültige Ausheilung.

Abb. 1
Relativer ^{111}Cd -Anteil in Chalkopyritumgebung pch in Abhängigkeit von der Temperatur

L i t e r a t u r

- [1] Unterricker, S. und J. Hausbrand, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 92
- [2] Müller, H., Dissertation, TU München (1973)
- [3] Schirmer, G. und C. Schrödel, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 127

4.4. MESSUNG DER AUSHEILUNG VON STRAHLENSCHADEN UND DER QUADRUPOLOWECHSELWIRKUNG IN CdGeP_2 MIT PAC

J. Hausbrand und S. Unterricker

Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Ch. Berth und E. Buhrig

Bergakademie Freiberg, Sektion Metallurgie und Werkstofftechnik

Der ternäre Verbindungs- CdGeP_2 hat wie CdSiP_2 Chalkopyritstruktur. Bei gleichen Bestrahlungsbedingungen wie in [1] werden zunächst völlig zerstörte Sondenkerne gemessen. Nach einer Temperung bei 720 °C zeigen die PAC-Messungen ein ungestörtes Chalkopyritgitter an. Es ergibt sich eine axialsymmetrische Quadrupolwechselwirkung mit einer Grundfrequenz $\omega_1 = 85 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Sie liegt niedriger als bei CdSiP_2 [2]. Verstandlich wird dies, wenn man die Abweichung beider Verbindungen von der kubischen Symmetrie, die durch die Größe $2-c/a$ beschrieben wird, vergleicht (Tab. 1).

Tabelle 1

Die Wechselwirkungsfrequenz ω_1 in Abhängigkeit von der tetragonalen Stauchung $2-c/a$ sowie die Ausheiltemperatur der Chalkopyritstruktur T_{Ch} im Vergleich zur Schmelztemperatur T_s

	$2-c/a$	$\omega_1 [10^6 \text{ s}^{-1}]$	$T_s [^\circ\text{C}]$	$T_{\text{Ch}} [^\circ\text{C}]$
CdSiP_2	0.163	106	1150	760
CdGeP_2	0.122	85	780	720

Je geringer das Chalkopyritgitter tetragonal gestaucht ist, d.h., je stärker es sich einem kubischen Gitter nähert, um so geringer müssen auch die elektrischen Feldgradienten und damit auch die Wechselwirkungsfrequenzen sein. Wie bei CdSiP_2 (siehe Bericht 4.3.) durchläuft die Aueheilung zwei Stufen [1]. Sie liegen aber bei etwas niedrigeren Temperaturen. Das erwartet man auch an Hand der geringeren Schmelztemperatur von CdGeP_2 (Tab. 1).

L i t e r a t u r

- [1] Unterricker, S. und J. Hausbrand, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 92
- [2] Unterricker, S. und J. Hausbrand, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 90

4.5. PAC-UNTERSUCHUNGEN AN DEM FERROMAGNETISCHEN VERBINDUNGSHALBLEITER

CdCr_2Se_4

P. Hlodek und M. Zvěřa

Karls-Universität Prag, Institut für Physik

S. Unterricker

Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

CdCr_2Se_4 ist ein ferromagnetischer Verbindungshalbleiter mit Spinellstruktur. Seine Curie-Temperatur liegt bei 130 K.

Zur Untersuchung innerer Felder am Cadmium-Sonden-Ort wurden PAC-Untersuchungen [1] (vgl. Bericht 4.1.) angestellt.

Nach der Bestrahlung mit Deuteronen ergibt sich eine Wechselwirkung mit breiter Frequenzverteilung $\delta > 0.3$ und einer mittleren Wechselwirkungsfrequenz $\bar{\omega} \approx 140 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Sie resultiert aus Umgebungen mit starker Strahlenschädigung (displacement spikes). Schon nach einer Temperung bei 400°C tritt eine dominierende periodische Wechselwirkung zu Tage. Die Grundfrequenz ω_1 beträgt $(53 \pm 2) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Bei höheren Temperaturen ändert sich an den periodischen Strukturen nichts mehr, ein Teil der Kerne befindet sich jedoch dann in Umgebungen mit verschwindendem elektrischen Feldgradienten (EFG). Die Frequenz ω_1 nimmt nahezu linear mit der Temperatur zu:

T [°C]	25	420	732
$\omega_1 [10^6 \text{ s}^{-1}]$	53 ± 2	61 ± 2	66 ± 3

Messungen bei $T = 77 \text{ K}$ ergeben, daß eine vollständige Phasenumwandlung erfolgt. Die Quadrupolwechselwirkung verschwindet. Legt man eine magnetische Wechselwirkung zugrunde (Nullfeldmessung), so erhält man für den Betrag des inneren Magnetfeldes am Ort eines Teiles der ^{111}Cd -Kerne den Wert $(100 \pm 10) \text{ kG}$.

Die Sondenatome liegen zunächst als ^{111}In (Wertigkeit 3) vor und zerfallen zu ^{111}Cd (Wertigkeit 2). Nur während der Meßdauer von etwa 100 ns sind die Sondenatome als Cd anzutreffen.

CdCr_2Se_4 ist ein normaler Spinell, bei dem die Cd^{2+} -Ionen eine tetraedrische und die Cr^{3+} -Ionen eine trigonal verzerrte oktaedrische Umgebung besitzen. Man erwartet deshalb nur auf den Cr-Plätzen einen axialsymmetrischen EFG [2].

Die Meßergebnisse zeigen, daß die Sondenatome in erster Linie die Cr-Plätze einnehmen. Bei höheren Temperaturen befindet sich jedoch auch ein Teil auf Cd-Plätzen mit tetraedrischer Umgebung und verschwindendem EFG ($A_2 \cdot G_2(t)$ zeitunabhängig).

NMR-Messungen [3] von $CdCr_2Se_4$ ergeben am Ort des Cd bei 77 K ein magnetisches Hyperfeinfeld von +107 kG.

L i t e r a t u r

- [1] Unterricker, S. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 90
- [2] Mizoguchi, T. and M. Tanaka, J. Phys. Soc. Jap. 18 (1963) 1301
- [3] Stauss, G.H., Phys. Rev. 181 (1969) 636

4.6. MOßBAUERSPEKTROMETRISCHE UNTERSUCHUNGEN AN NITRIERTEN Fe-LEGIERUNGEN

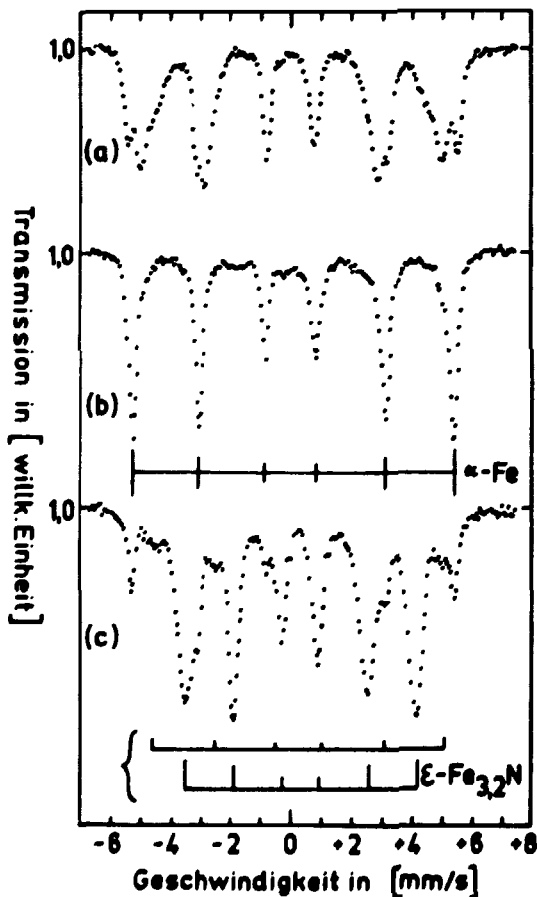
E. Fritzech

Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

H.-J. Hunger und B. Röhlig

Technische Hochschule Karl-Marx-Stadt, Sektion Chemie und Werkstofftechnik

Als rationelle Verfahren zur Erhöhung der Festigkeit, der Verbesserung der Verschleißfestigkeit sowie der Steigerung der Wechselfestigkeit von Stählen sind



das Nitrieren bzw. Karbonitrieren von Bedeutung. Um die Verfahren optimal zu gestalten, ist es wichtig, die Art der entstehenden Phasen und deren Kinetik zu kennen. Zur Analyse der entstehenden Nitridphasen wurde die Mößbauer-Spektroskopie eingesetzt. Die Untersuchungen wurden an Armco-Fe sowie an verschiedenen Eisenlegierungen vorgenommen. Im folgenden werden erste Ergebnisse an Fe-Cr-Legierungen mitgeteilt.

Es wurden 20 μ m dicke Folien einer Fe-Legierung mit 8 % Cr 40 min, 1 h, 1.5 h und 2 h bei 570 °C nitriert und danach bei Raumtemperatur die Mößbauer-Spektren aufgenommen. Drei der erhaltenen Spektren sind in Abb. 1 dargestellt. Abb. 1a zeigt das Spektrum für die nichtnitrierte Ausgangsphase. Typisch

Abb. 1

Mößbauer-Spektren für Fe mit 8 % Cr

- (a) Ausgangsspektrum
- (b) 1 h nitriert bei 570 °C
- (c) 2 h nitriert bei 570 °C

für diese Legierung ist die Aufspaltung der Linien (besonders der beiden äußeren) infolge der Wechselwirkung des Mößbauer-Kerns ^{57}Fe mit den nächstbenachbarten Cr-Atomen [1]. Wird die Probe nitriert, so beobachtet man, daß die Intensität der Satellitenlinien abnimmt, bis nach einer Nitrierzeit von 1 h das Spektrum des reinen Eisens vorliegt (Abb. 1b). Bei weiterer Nitrierung werden die Spektren wieder komplizierter. Nach einer Nitrierzeit von 2 h sind drei Sextette erkennbar. Das eine gehört zu dem noch nicht umgewandelten α -Fe, während die beiden anderen Sextette ϵ - $\text{Fe}_{3,2}\text{N}$ (innere Magnetfelder $H_1 = 298 \text{ kOe}$ und 238 kOe , Isomerieverschiebungen $\delta = 0.24 \text{ mm/s}$ und 0.33 mm/s bezogen auf α -Fe [2]) zugeordnet werden müssen (Abb. 1c). Die Ergebnisse zeigen, daß der Stickstoff eine größere Affinität zum Cr hat als zum Fe. Dadurch entstehen beim Nitrieren zunächst Chromnitride, die direkt im Mößbauer-Spektrum nicht erscheinen, sich indirekt aber dadurch bemerkbar machen, daß die Fe-Matrix an Chrom verarmt, was zu einer Abnahme der Satellitenlinien führt, bis schließlich das Spektrum des reinen Eisens vorliegt. Erst dann setzt die Bildung der Fe-Nitride ein. Überraschenderweise tritt nicht erst die Bildung des Fe-reichen Fe_4N auf, sondern es wird sofort $\text{Fe}_{3,2}\text{N}$ gebildet.

Untersuchungen an Eisenlegierungen mit 1 % Cr geben analoge Resultate, nur daß hier auf Grund des niedrigeren Chromgehaltes die Bildung der Chromnitride eher abgeschlossen ist und somit die Bildung des ϵ - $\text{Fe}_{3,2}\text{N}$ wesentlich früher einsetzt.

L i t e r a t u r

- [1] Eickel, K.H. und W. Pitch, *phys. stat. sol.* **39** (1970) 121
- [2] Dubiel, S. und K. Krop, *J. de Physique, Colloqu.* **35** (1974) C6-459

4.7. ZUR γ -RADIOAKTIVITÄT VON ATMOSPHERISCHEM SCHWEBESTAUB

G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

G. Just

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Fachbereich geophysikalische Erkundung und Geologie

Die Kontrollmessungen der γ -Radioaktivität atmosphärischen Schwebstaubes wurden fortgesetzt. Während von Anfang 1975 bis Mitte 1976 die Aktivität künstlicher Radionuklide im Staub deutlich abnahm [1], trat Ende 1976 eine starke Zunahme auf (Abb. 1, 2). Aus Abb. 1 erkennt man, daß im Dezember 1976 die Intensitäten von Linien kurzlebiger Isotope (^{141}Ce , ^{95}Zr , ^{95}Nb) beträchtlich größer waren als die Intensität der ^{137}Cs -Linie. In diesem Zusammenhang kann die langlebige Aktivität des ^{137}Cs , ähnlich wie die der natürlichen Strahler ^{208}Tl und ^{214}Bi , zur Normierung verschiedener Messungen verwendet werden. Zum Vergleich ist auf Abb. 2 das γ -Spektrum einer Staubprobe vom März 1975 dargestellt. Eine Analyse des Aktivitätsverhältnisses von ^{141}Ce und ^{144}Ce deutete darauf hin [1], daß die kurzlebigen Nuklide von den Kernwaffenversuchen des Sommers 1974 stammten und mithin etwa ein Jahr in der Hochatmosphäre enthalten waren.

Analysiert man das Aktivitätsverhältnis der beiden Cerisotope in der Staubprobe vom Dezember 1976, so wird nahegelegt, daß die kurzlebigen Isotope von einer

Emission aus der Zeit um den 20. September 1976 herrühren und deshalb sehr wahrscheinlich von der Versuchsexplosion (VR China) am 26. 9. 1976 stammen. Die Intensität dieser Nuklide im Staub nahm nach dem Dezember 1976 rasch ab, da es offenbar noch nicht wieder zu einer größeren Aktivitätswolke in der Hochatmosphäre gekommen war.

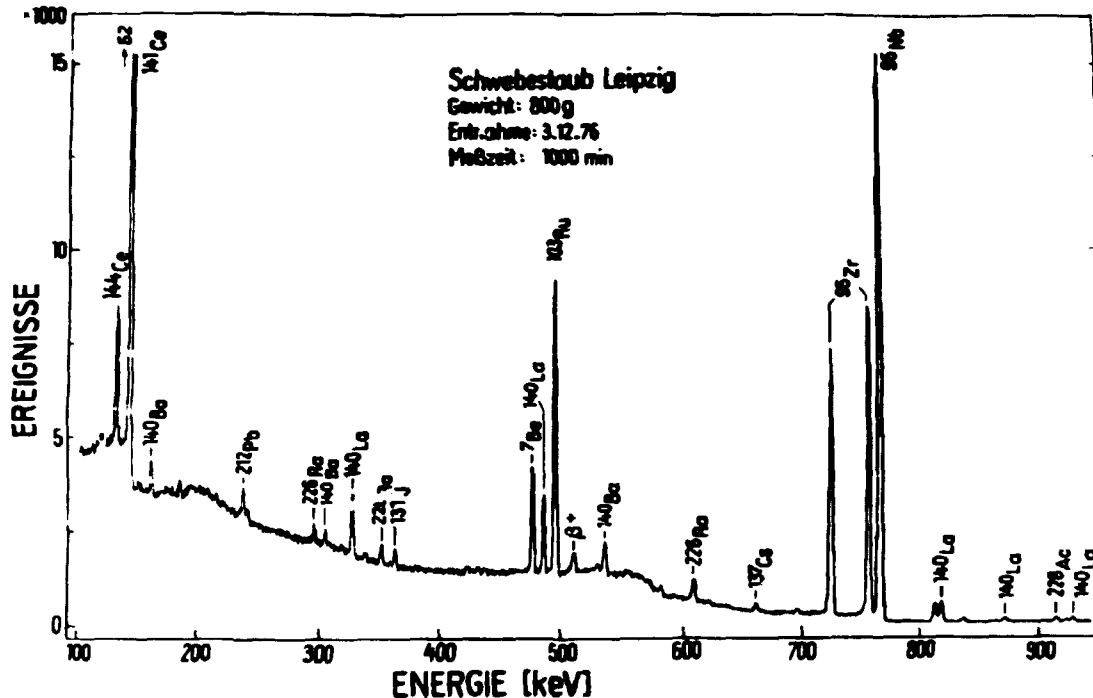


Abb. 1
Gammapektrum einer Staubprobe von Anfang Dezember 1976

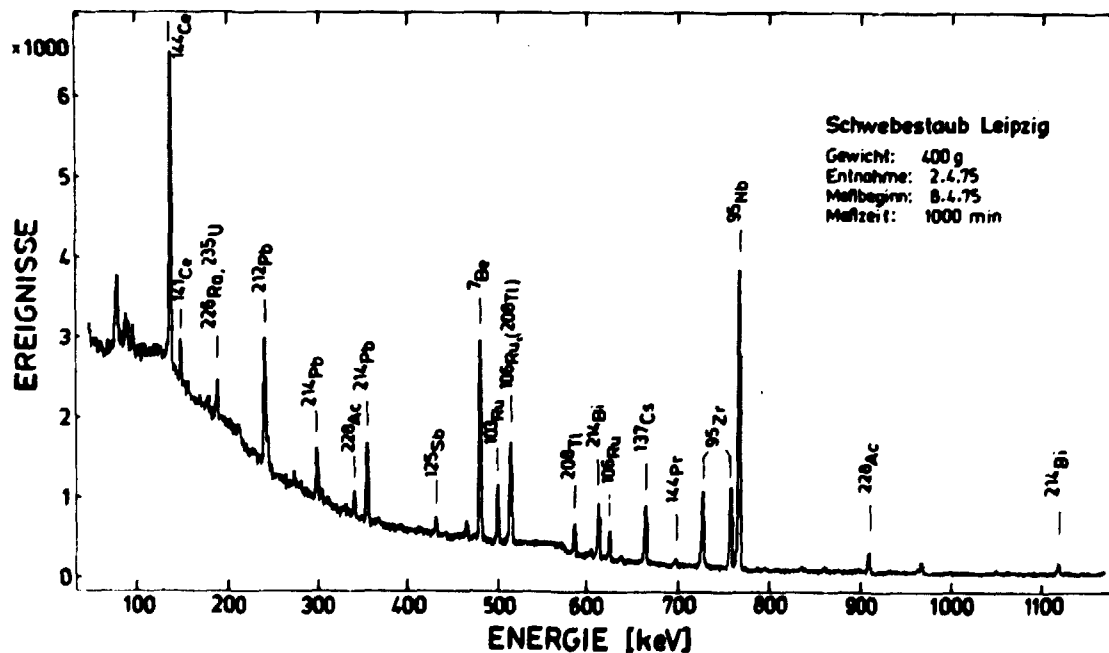


Abb. 2
Gammapektrum einer Staubprobe vom März 1975

In der Zeit vom 24. 9. 1977 bis 24. 11. 1977 wurden sechs Kontrollmessungen der γ -Radioaktivität des Staubes mit einem Szintillationszähler durchgeführt. Die spezifische Aktivität der Probe vom 9. 10. war etwa 20mal größer als diejenige der Probe vom 24. 9. Dabei wurden Liniengruppen bei den Energien 140, 490 und 750 keV ausgewertet. Es ist sehr wahrscheinlich, daß diese neuerliche Aktivitätserhöhung auf die Kernexplosion in China von Anfang September 1977 zurückzuführen ist. Am 24. 11. war die spezifische Aktivität bereits aus 1/6 des maximalen Wertes abgefallen.

L i t e r a t u r

[1] Winter, G. und G. Just, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 112

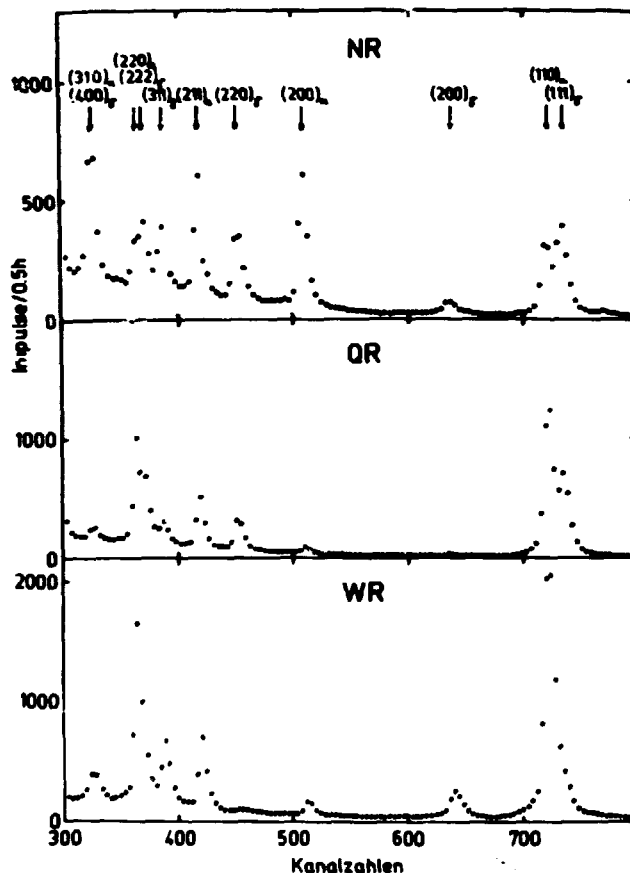
4.8. TEXTURUNTERSUCHUNGEN MITTELS NEUTRONENFLUGZEITMETHODE

M. Betzl, K. Feldmann, K. Hennig, A. Mücklich und P. Urwank
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF
K. Walther
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Seit mehreren Jahren wird am Rossendorfer Forschungsreaktor auf dem Gebiet der neutronografischen Texturanalyse von Proben mit kubischer Kristallsymmetrie gearbeitet [1]. Soll die Textur niedrigersymmetrischer Systeme quantitativ bestimmt werden, ist die Vermessung einer bedeutend größeren Zahl von Polfiguren als im kubischen Fall erforderlich. Eine solche Aufgabenstellung stößt auf ernsthafte Schwierigkeiten wegen der zunehmenden Überlappung verschiedener Bragg-Reflexe, des stark ansteigenden Meßzeitaufwandes und der Begrenzung des möglichen Bragg-Winkels infolge der Spektrometergeometrie.

Szpunar et al. [2] haben gezeigt, daß man Texturuntersuchungen auch an gepulsten Neutronenquellen mit Hilfe der Flugzeittechnik durchführen kann. Diese Methode bietet den Vorteil, daß in einem Flugzeitdiffraktionspektrum gleichzeitig alle auftretenden Reflexe registriert werden. Damit ist die Meßzeit für eine Texturuntersuchung weniger von der Kristallsymmetrie der Probe abhängig als am stationären Reaktor.

Unbedingt notwendig für eine erfolgreiche Realisierung dieser Methode ist es, sowohl den Untergrund jeder Messung als auch das Angebotespektrum des Reaktors genau zu kennen, um die einzelnen Diffraktionspeaks sauber voneinander trennen und ihre integralen Intensitäten miteinander vergleichen zu können. Dieses Problem ist bisher nicht befriedigend gelöst. Am IBR-30 in Dubna sind die Diffraktionspektren einer Probe (Mikroduplexstahl) bei 20 verschiedenen Probenstellungen, aber gleichem Streuwinkel gemessen worden. Die Spektren der drei ausgezeichneten Stellungen (Normalenrichtung der reflektierenden Netzebene in Walzrichtung (WR), Querrichtung (QR) bzw. in Richtung der Blechnormalen (NR)) sind in Abb. 1 dargestellt. Es sind deutlich die unterschiedlichen Intensitätsverhältnisse der verschiedenen Reflexe von Spektrum zu Spektrum zu erkennen. Diese Messungen dienen der methodischen Vorbereitung für den Einsatz eines Flugzeittexturdiffraktometers am IBR-2. Die Auswertung der Messungen ist auf Grund der oben genannten Schwierigkeiten und des umfangreichen neu zu schaffenden Programmsystems noch nicht abgeschlossen.



L i t e r a t u r

- [1] Kleinstück, K. et al.,
Kristall und Technik 11
(1976) 409
- [2] Szpunar, J. et al.,
Nucleonika 13 (1968) 1111

Abb. 1

Auschnitte der Flugzeitdiffraktionspektren für drei Probenstellungen: Normalenrichtung der reflektierenden Netzebene in Walzrichtung (WR), in Querrichtung (QR) und in Richtung der Blechnormalen (NR).

4.9. NEUTRONOGRAFISCHE ANALYSE DER WALZTEXTUR UND IHRER ENTWICKLUNG IN ZWEIPHASIGEN STÄHLEN MIT MIKRODUPLEXGEFÜGE

(zur Veröffentlichung in Texture und auf der 5th Int. Conf. on Textures of Materials, 19. 3. - 1. 4. 1978 Aachen (BRD) vorgesehen)

U. Schreiter, K. Kleinstück und J. Tobisch

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

G. Höttsch und P. Klimenek

Bergakademie Freiberg, Sektion Metallurgie und Werkstofftechnik

A. Mücklich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Stähle mit sogenanntem Mikroduplexgefüge sind dadurch gekennzeichnet, daß kubisch-raumzentrierte und kubisch-flächenzentrierte Phase nebeneinander und in feindisperser Form vorliegen. Daraus resultieren Besonderheiten, welche vor allem die mechanischen Eigenschaften solcher Stähle wie die Festigkeit und das Umformverhalten signifikant beeinflussen. Texturuntersuchungen an diesen Materialien haben vor allem das Ziel, die Unterschiede der Texturentwicklung in Abhängigkeit vom Walzgrad η zu jenen Werkstoffen aufzuklären, in denen die beiden Phasen allein vorliegen.

Für die Neutronen-Textur-Messungen am Rossendorfer Forschungsreaktor [1] wurde die Kugelprobentechnik [2] eingesetzt (Probenvolumen ca. 1 cm^3). Bei Transmissions- und Reflexionsstellung der Proben wurden die Polfiguren der Reflexe $\{200\}$, $\{211\}$, $\{220\}$ der kubisch-raumzentrierten Phase und $\{200\}$, $\{220\}$, $\{311\}$ der kubisch-flächenzentrierten Phase in radialer Richtung vollständig und in peripherer Richtung jeweils in einem Quadranten registriert. Die Auswertung erfolgte nach dem Reihenentwicklungsverfahren [3]. Bei $\eta = 0\%$ wird für die kubisch-raumzentrierte Phase die übliche schlauchförmige Orientierungsdichteverteilung gefunden. Die kubisch-flächenzentrierte Phase zeigt eine Textur vom Messingtyp, ergänzt durch eine Anzahl schwacher Nebenkompenten, deren Orientierungsdichte mit steigendem Walzgrad η rasch abnimmt. Parallel dazu erfolgt die Bildung von Umformartensit, wodurch sich die Zusammensetzung des Stahls immer mehr zugunsten der kubisch-raumzentrierten Phase verändert. Die Textur dieser Phase zeigt jetzt gesetzliche Abweichungen gegenüber $\eta = 0\%$. Sie lassen sich erklären, wenn man eine Texturtransformation nach Nishiyama [4] voraussetzt. Im Gegensatz dazu wird die Korrelation zwischen den Texturen von kubisch-flächenzentrierter Phase und rein ferritischem Ausgangsmaterial vor der für die Bildung des Mikroduplexgefüges verantwortlichen Glühung recht gut durch die Kurdjumow-Sachs-Beziehung [5] beschrieben.

L i t e r a t u r

- [1] Tobisch, J. und M. Betzl, Dissertation, TU Dresden (1973)
- [2] Tobisch, J. und H.J. Bunge, *Texture* 1 (1972) 125
- [3] Bunge, H.J., *Mathematische Methoden der Texturanalyse*, Akademie-Verlag Berlin 1969
- [4] Nishiyama, Z., *Sci. Rep. Tohoku Univ.* 23 (1934) 638
- [5] Kurdjumow, G. und G. Sachs, *Z. Phys.* 64 (1930) 325

4.10. UNTERSUCHUNG MAGNETISCHER VORZUGSRICHTUNGEN IN EINER Fe-Mn-BASISLEGIERUNG (an phys. stat. sol. (a) eingereicht)

J. Barton

Instytut Metaloznawstwa i Spawalnictwa, Politechnika Śląska, Gliwice

E. Wieser

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In einer früheren Arbeit [1] wurde an einer Fe-Mn-Basislegierung die Ausbildung magnetischer Vorzugsrichtungen durch Anlassen im Temperaturbereich von 400 - 700 °C nach vorausgegangener Kaltverformung (95 %) untersucht. Es wurde festgestellt, daß durch das Anlassen die Walzebene zur bevorzugten Ebene wird, und daß innerhalb der Walzebene die Walzrichtung eine bevorzugte Richtung darstellt.

In der vorliegenden Arbeit wurde an der gleichen Legierung die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Vorzugsrichtung in der Walzebene mittels magnetischer Drehmomentmessungen und Mößbauer-Spektroskopie untersucht. Beide Methoden ergänzen sich gut. Drehmomentmessungen besitzen den Vorteil hoher Empfindlichkeit. In Abb. 1a sind die hier erhaltenen Ergebnisse für vier Proben unterschiedlicher Wärmebehandlung dargestellt.

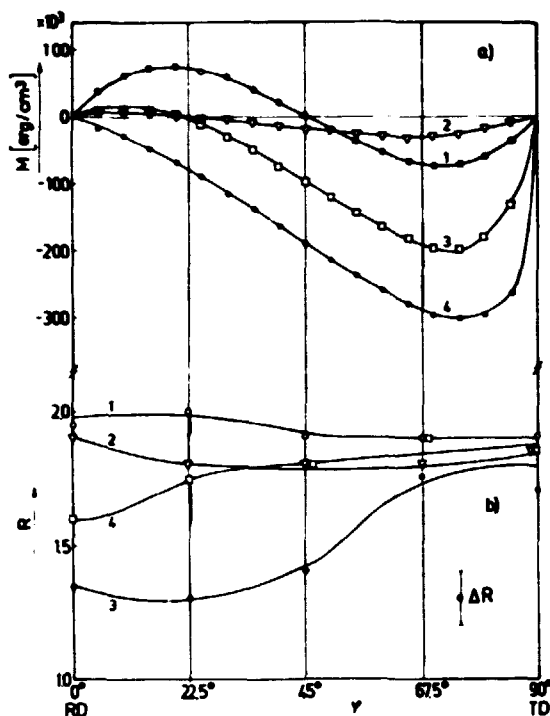


Abb. 1

Ergebnisse von Drehmomentmessungen (a) und Mössbauer-Experimenten (b) an Proben mit folgender Wärmebehandlung:

- 1 - ohne Wärmebehandlung
- 2 - 1100 °C/0.5 h/H₂O
- 3 - 500 °C/1 h/Luft
- 4 - 625 °C/1 h/Luft

(γ = Drehwinkel der Probe um die Flächennormale, RD = Walzrichtung, TD = Querrichtung, $R = 4 \sin^2 \theta / (1 + \cos^2 \theta)$)

Ohne Wärmebehandlung wird die Vorzugsrichtung durch die Kristallanisotropie in Verbindung mit der in [2] nachgewiesenen Textur vom (100)[110]-Typ bestimmt. Mit zunehmender Anlaßtemperatur wird ein zweiter Anisotropiefaktor wirksam, der die Walzrichtung bevorzugt. Eine Richtungsordnung von Fe-Mn-Paaren oder Änderungen der Form- oder Spannungsanisotropie kommen als mögliche Ursache dafür in Betracht.

L i t e r a t u r

- [1] Barton, J. et al., phys. stat. sol. (a) **39** (1977) 259
- [2] eigene unveröffentlichte Ergebnisse

Die Mössbauer-Spektroskopie gestattet es, aus der Abhängigkeit der relativen Linienintensitäten vom Winkel θ zwischen Strahlrichtung und Richtung der magnetischen Momente magnetische Vorzugsrichtungen direkt, ohne ein äußeres Magnetfeld zu bestimmen. Zu diesem Zweck wurde wie in [1] die Größe $R = 4 \sin^2 \theta / (1 + \cos^2 \theta)$ für einen Winkel von 20° zur Walzrichtung sowie für Probenstellungen, die sich durch Drehungen um 22.5°, 45°, 67.5° und 90° um die Normale der Probenfläche (Walzebene) ergeben, bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 1b dargestellt.

Die Ergebnisse beider Methoden stimmen für die Proben 3 und 4 (Anlaßtemperaturen 500 bzw. 625 °C) überein, während die Mössbauer-Spektroskopie für die Proben 1 und 2 mit schwacher Anisotropie keine signifikanter Ergebnisse liefert.

Die beobachtete Temperaturabhängigkeit der magnetischen Vorzugsrichtung (45° zur Walzrichtung ohne Wärmebehandlung, 21° zur Walzrichtung bei 500 °C Anlaßtemperatur und parallel zur Walzrichtung bei 625 °C) lassen sich wie folgt verstehen:

4.11. EIN NEUES VERFAHREN ZUR KORNGRÖSSENBESTIMMUNG IN MAGNETISCHEN WERKSTOFFEN

K. Hennig, M. Betzl und P. Urwanck

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

P. Klemm

Zentralinstitut für Festkörperphysik und Werkstoffforschung Dresden

L. Schild

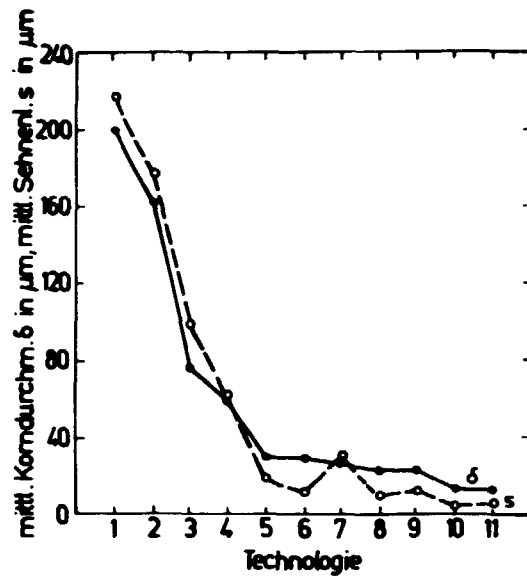
Technische Hochschule "Otto von Guericke" Magdeburg, Sektion Mathematik und Physik

Der Gefügestand eines metallischen Werkstoffes wird wesentlich durch die Korngröße charakterisiert. Ihre Kenntnis ist besonders dann von großer Bedeutung, wenn bei der metallurgischen Herstellung das Erreichen bestimmter Materialeigenschaften gefordert wird. Zur Bestimmung der Korngröße existiert eine Vielzahl von Verfahren, die größtenteils auf der Auswertung von Schlibbildern beruhen. Der manuelle und zeitliche Aufwand für die Herstellung von Schlibben hoher Güte und deren Auswertung ist sehr hoch. Zur Gefügebeurteilung kompakter Werkstoffe ist eine große Zahl von Schlibben notwendig.

Die Methode der Korngrößenbestimmung mittels Neutronen-Kleinwinkelstreuung liefert zerstörungsfrei mittlere Korngrößen, die repräsentativ für das untersuchte Probenvolumen sind [1]. Die Methode ist beschränkt auf magnetische Werkstoffe und beruht auf folgendem physikalischen Prozeß: Durchdringt ein unpolarisierter monochromatischer Neutronenstrahl der Energie E unter dem Winkel β zur Probennormale eine Probe mit der Induktion B , so werden seine Komponenten an den Domänenwänden unterschiedlich gebrochen. Zwischen den beiden entstehenden polarisierten Strahlen und der Einfallerichtung tritt nach [2] ein Winkel $\Delta\beta$ in der Größenordnung von Winkelsekunden auf, der als Breite einer Rocking-Kurve meßbar ist. Unter der Voraussetzung einer statistischen Verteilung der Orientierung der Domänenwände bezüglich der Einfallerichtung der Neutronen und einer statistischen Verteilung der Magnetisierungsrichtung in den Domänen erhält man beim Durchgang durch viele Domänen nach [3] eine Verbreiterung der Rocking-Kurve, die proportional zur Wurzel aus $d/2\delta$ (d - Probendicke, δ - Domänenstärke in Durchstrahlrichtung) ist.

Bei texturfreien und schwach texturierten Materialien besteht ein Korn in der Regel aus vielen Einzeldomänen, die durch planparallele Blochwände voneinander getrennt sind. Solche planparallele Strukturen tragen nicht zur Strahlverbreiterung bei, sie wirken wie eine Einzeldomäne, die die Größe des Kornes besitzt. Der Beitrag der Abschlußbezirke kann wegen des geringen Volumenanteils vernachlässigt werden [4].

Die Meßmethode beruht auf dem Doppelkristall-Spektrometer-Verfahren: Exakt parallel zur (111)-Netzebene des ersten Si-Kristalles ist die (111)-Netzebene des zweiten Si-Kristalles orientiert. Dreht man nun den zweiten Kristall um eine senkrecht auf der Streuebene stehende Achse, so erhält man die Rocking-Kurve des zweiten Kristalls. Gegenüber dieser Nullkurve entsteht nach Einbringen einer Probe zwischen die beiden Si-Kristalle eine verbreiterte Rocking-Kurve, deren Halbwertsbreite durch Anfitzen der Meßwerte an eine modifizierte Lorentz-Funktion bestimmt wird.



Untersucht wurden schwach texturierte Dynamobänder, die, nach unterschiedlichen Technologien hergestellt, alle eine Endbanddicke von 0,50 mm besaßen. Die ermittelten Korngrößen δ wurden, nach fallenden Werten geordnet, den am Quantimet 720 erhaltenen mittleren Sehnenlängen s in Abb. 1 gegenübergestellt. Die Übereinstimmung ist bei Berücksichtigung der Kompliziertheit der Verfahren durchaus befriedigend.

Abb. 1

Ermittelte Korngrößen im Vergleich zu den am Quantimet 720 erhaltenen mittleren Sehnenlängen s in Abhängigkeit von der Herstellungstechnologie

Die Vorteile der Neutronenmethode liegen neben der Verringerung des Zeitaufwandes im Wegfall praktisch jeglicher präparativen Arbeit, in der guten Mittelung über große Probenvolumina (Probendicke $0,1 \leq d \leq 10$ mm bei einem Strahldurchmesser bis zu 10 mm). Das Verfahren ist für die Untersuchung aller einphasigen ferromagnetischen Werkstoffe geeignet.

L i t e r a t u r

- [1] Hennig, K. and P. Klemm, DDR WP 6 01 N/200
- [2] Bacon, G.E., Neutron Diffraction, Clarendon Press Oxford (1975) 521
- [3] Shilshtein, S.Sh., Fiz. Tverd. Tela 18 (1976) 3231
- [4] Kneller, E., Ferromagnetismus, Springer-Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg (1962)
- [5] Sippel, D., Phys. Lett. 14 (1965) 174

4.12. INDIREKTER NACHWEIS NIEDEREENERGETISCHER STONER-ANREGUNGEN IN Fe_3Al DURCH BEOBSACHTUNG VON SPINWELLEN (IAEA-SM-219/86, Wien (1977))

L. Weiß und P. Urwank

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Eine charakteristische Aussage des Bändermodells des Ferromagnetismus ist, daß neben kollektiven magnetischen Anregungen (Spinwellen = Magnonen) auch ein Kontinuum der Eielektronen-Spinumkehr-Anregungen (Stoner-Kontinuum) existiert. Die Intensität der Spinwellenanregungen nimmt für Eisen und Nickel oberhalb der Energie $h\nu = (80 \text{ bis } 100) \text{ meV}$ stark ab (Mook et al. [1,2]). Diese Schwächung der Spinwellenpeaks wird als Übergang der Dispersionskurven $\nu(\vec{q})$ in das Stoner-Kontinuum gedeutet und als indirekter Beweis für die Existenz dieses Kontinuums angesehen.

Unsere Untersuchungen an den Einkristallen $\text{Fe}_{0,796}\text{Al}_{0,204}$ (I) und $\text{Fe}_{0,749}\text{Al}_{0,251}$ (II) ergaben, daß für spezielle Bandstrukturen und flach ver-

laufende Magnonendispersionskurven die Energie, bei der die Magnonen in das Kontinuum einmünden, bedeutend niedriger liegen kann. Abb. 1 zeigt das Verschwinden ausgeprägter Magnonenpeaks bereits oberhalb $h\nu \approx 12$ meV ($\nu \approx 2.8$ THz) für die Richtung $\vec{q} \parallel [111]$. Die Messungen wurden an einem Dreiachsenspektrometer am 8-MW-Reaktor des ZfK bei Zimmertemperatur durchgeführt. In der Nachbarschaft der (111)- und (220)-reziproken Gitterpunkte wurden scans in den [111]- und [110]-Richtungen gemessen. Spezielle scans im Gebiet des Oberkreuzens der Magnonen mit den longitudinal akustischen Phononen-Dispersionskurven ergeben, daß die Magnon-Phonon-Wechselwirkung nicht die Ursache des beobachteten Effektes ist. Die Spinwellenstiffness D der Dispersionskurven ($h\nu = Dq^2$) betrug

$$D(I) = (153.8 \pm 8) \text{ meV } \text{\AA}^2,$$

$$D(II) = (128.7 \pm 6) \text{ meV } \text{\AA}^2.$$

Der zweite Wert stimmt mit dem von Frikka und Mikke [3] angegebenen Wert von $(133 \pm 6.5) \text{ meV } \text{\AA}^2$ für $\text{Fe}_{0.751}\text{Al}_{0.204}$ überein.

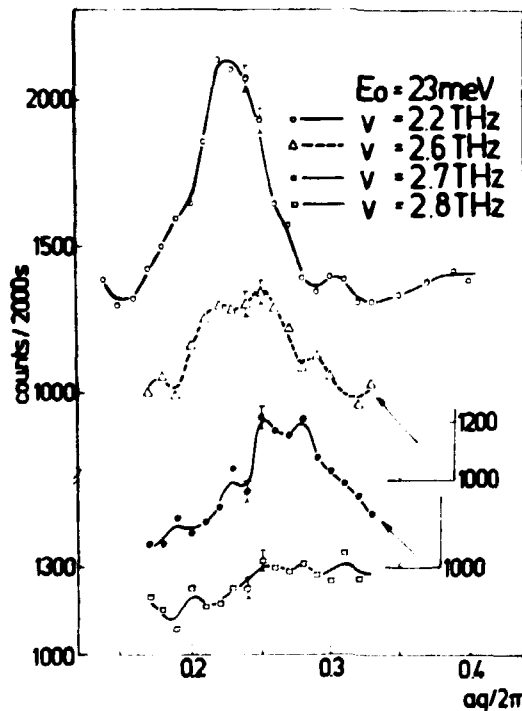


Abb. 1
const- ν -scans von $\text{Fe}_{0.796}\text{Al}_{0.204}$ in der [111]-Richtung der (111)-Zone

Der Kristall (I) besteht aus der Überstrukturphase DO_3 des Fe_3Al und der ungeordneten A2-Phase, der Kristall (II) aus der DO_3 -Phase.

Aus Bandstrukturberechnungen für die DO_3 -Phase des Fe_3Al von Ishida u.a. [4] berechneten wir für zwei in der Nachbarschaft der Fermi-Grenze verlaufende Bänder für die [111]-Richtung die Dichte der Stoner-Anregungen. Abb. 2 zeigt, daß Stoner-Anregungen bei kleinen Energien möglich sind und daß speziell bei $12 \lesssim h\nu \lesssim 20$ meV eine hohe Dichte in der Art einer Barriere auftritt, in der in Übereinstimmung mit dem Experiment die Spinwellen stark gedämpft werden. Weitere Messungen ergeben, daß die Spinwellen bei $h\nu = (18.6 \text{ bis } 20.7) \text{ meV}$ ($\nu = (4.5 \text{ bis } 5.0) \text{ THz}$) wieder auftauchen, wie es nach Abb. 2 durch das Vorliegen eines Gebietes hoher Stoner-Dichte gedeutet werden kann.

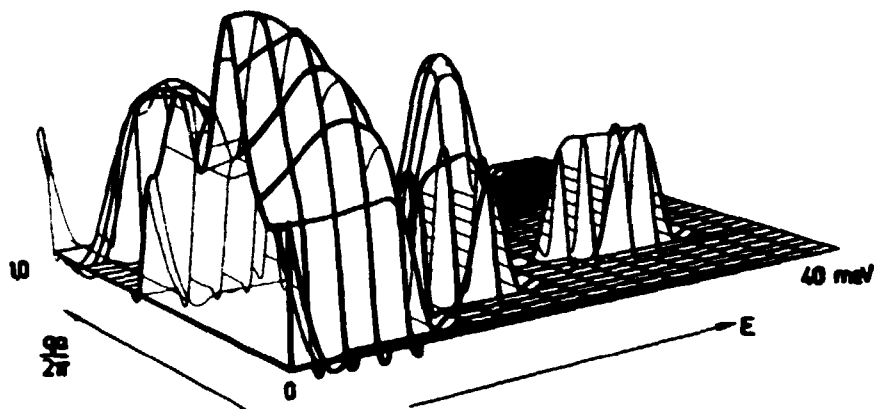


Abb. 2

Berechnete Zustandsdichte der Stoner-Anregungen (willkürl. Einheiten) des Fe_3Al für zwei spezielle Bänder ξ , η ($\vec{q}$ in $[111]$ -Richtung) als Funktion der Energie E und der Wellenzahl q

L i t e r a t u r

- [1] Mook, H.A. and R.M. Nicklow, in: Proc. Int. Conf. on Magnetism, Grenoble (1970) VEG 9
- [2] Mook, H.A. et al., J. Appl. Phys. 40 (1969) 1450
- [3] Frikke, E. and K. Mikke, Proc. Int. Conf. on Neutron Scattering Gatlinburg II (1976) 832 (B 36)
- [4] Ishida, S. et al., J. Phys. Soc. Jap. 41 (1976) 1570

4.13. PHONONENDISPERSION IN STRONTIUM-BARIUM-NIOBAT

F. Prokert

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Strontium-Barium-Niobat (SBN), $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ ($0.75 > x > 0.25$) ist ein Ferroelektrikum mit tetragonaler Wolframbronze-Struktur (P4bm). Die Elementarzelle besteht aus 5 Formeleinheiten (45 Atome) auf. Auf Grund der Zusammensetzung ist das Kristallsystem stets substitutions- und positionsfehlgeordnet und besitzt nur eine mittlere Translationssymmetrie [1,2]. Gitterdynamische Ergebnisse liegen durch optische Untersuchungen (IR-, R- und Polaritonmethoden) bisher nur für die Umgebung des Zentrums der Brillouin-Zone (BZ), den Γ -Punkt, vor [3]. Das anomale Verhalten der Wolframbronze-Ferroelektrika bei der diffusen ferroelektrischen Phasenumwandlung hat zu neuen theoretischen Modellen geführt [2,4] und diese Phonondispersionsmessungen mittels inelastischer Neutronenstreuung angeregt [5].

An SBN-Einkristallen (von Dr. J. Bohm, ZOS der AdW (Berlin-Adlershof) freundlicherweise zur Verfügung gestellt) der Zusammensetzung $x = 0.45$ (Volumen 5 cm^3 Mosaikbreite 8°) wurde bei Raumtemperatur für Wellenvektoren $\vec{q}$ in den hochsymmetrischen Richtungen Λ , Δ und Σ Phononenanregungen bis zu einer Frequenz von 3 THz gemessen. Die Messungen wurden am Dreiachsenspektrometer TKS 400 am RFR fast ausschließlich in der " $\vec{q} = \text{const}$ -Technik" ($\hbar \vec{q}$ Impulsübertragung) mit festen Einstrahlenergien (16, 20 und 27 meV) ausgeführt. Um die verschiedenen Phononenzweige ausmessen zu können, wurden die Kristallebenen (100), (110) und (001) als Streuebenen ausgewählt. Insgesamt wurden für die drei Richtungen

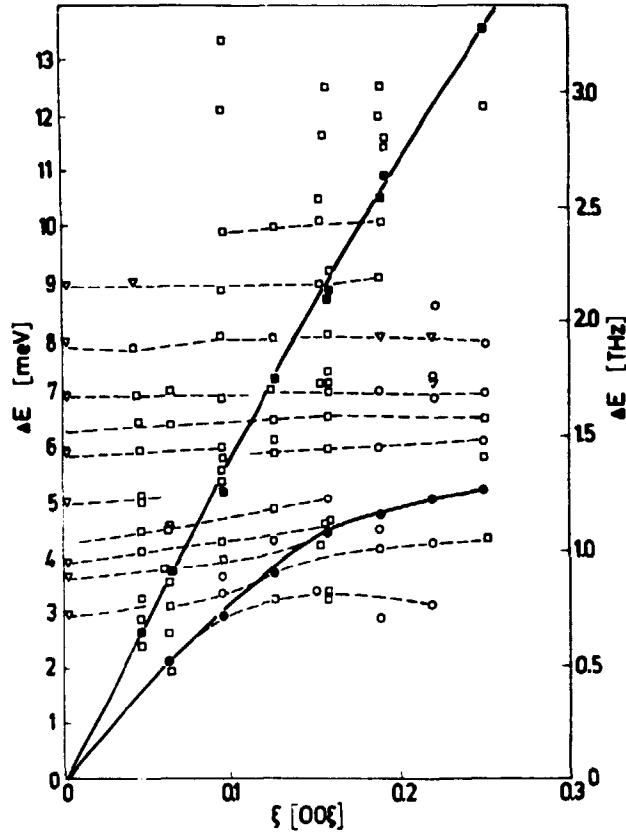


Abb. 1

Phonondispersion an SBN
($x = 0.45$) bei Raumtemperatur.
Der Verlauf der akustischen Mo-
den (TA e und LA e) und niedrig
liegender optischer Moden
(transversal o, longitudinal o
bzw. gemischt ∇ angeregt) ist
in

- a) für $\vec{q}$ entlang Λ ($\vec{q} =$
 $2\pi/c \cdot (00\xi)$) im Bereich
 $0 \leq \xi \leq 0.25$ und in
b) für $\vec{q}$ entlang Δ ($\vec{q} =$
 $2\pi/a \cdot (\xi 00)$) sowie für
 $\vec{q}$ entlang Σ ($\vec{q} =$
 $2\pi/a \cdot (\xi \xi 0)$) über die
ganze Ausdehnung der BZ
($0 = \xi = 0.5$)

dargestellt. Der für ξ gewählte
Maßstab ist jeweils auf die ent-
sprechende Ausdehnung der BZ be-
zogen.

Abb. 1a

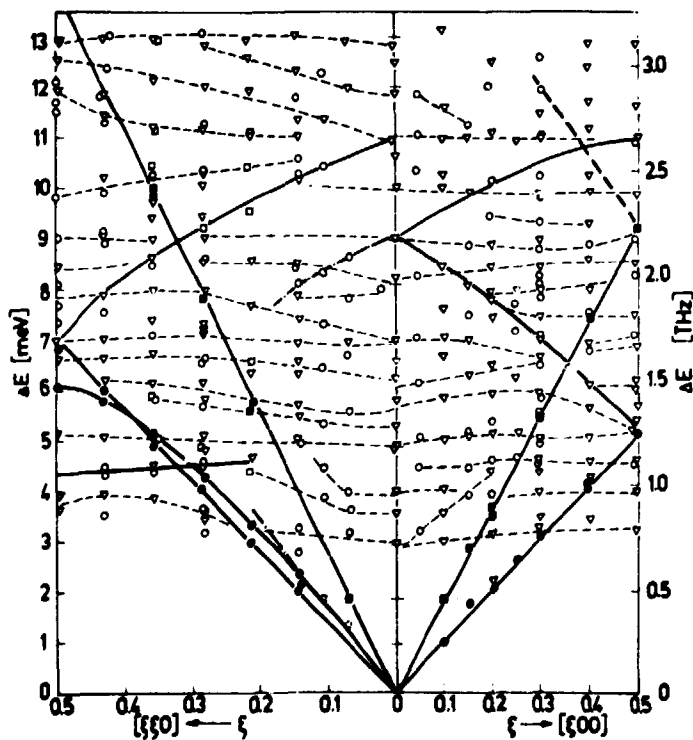


Abb. 1b

des Wellenvektors über 90 Langzeitscans in 11 verschiedenen Zonen aufgenommen. Die Ergebnisse sind in den Abb. 1a und 1b dargestellt. Für die Richtung Δ (Abb. 1a) waren auch die intensitätsärmeren akustischen Phononen nur bis zu $\vec{q}$ -Werten der halben Ausdehnung der BZ nachzuweisen. Für $\vec{q}$ entlang Δ und Σ (Abb. 1b) sind aus den Daten alle akustischen Zweige zu erkennen. Ein bemerkenswertes Resultat sind sehr flach verlaufende, tief liegende optische Phononen mit geringer Dispersion. Diese Phononenzweige liegen noch tiefer als die TO-Phononen, die auf Grund der schmalen BZ schon bei relativ niedrigen Energien an der Zonengrenze aus den TA-Moden hervorgehen. So tief liegende optische Moden wurden mit optischen Methoden in Ferroelektrika vom Wolframbronzetyp bisher nicht nachgewiesen.

Modellrechnungen und eine genaue gruppentheoretische Modenzuordnung liegen bisher nicht vor. Bedingt durch die geringe Intensität optischer Moden und Kopplungen in "mode crossing"-Gebieten (bevorzugt TA- mit optischen Moden) sowie infolge der begrenzten Energieauflösung ist der (gestrichelt) eingezeichnete Verlauf optischer Zweige nicht überall als gesichert zu betrachten.

Auf der Extrapolation des Anstiegs der TA- und LA-Zweige für $\vec{q} \rightarrow 0$ lassen sich die elastischen Konstanten ermitteln. Für SBN ergibt sich dabei eine bemerkenswert geringe elastische Anisotropie.

L i t e r a t u r

- [1] Jamison, P.B. et al., J. Chem. Phys. 48 (1968) 5048
- [2] Burns, G., Phys. Rev. B13 (1976) 215
- [3] Literaturzitate No. 37 bis 42 und 52, 53 aus [2]
- [4] Ngai, K.L. and T.L. Reinicke, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 74
- [5] Prokert, F., Abschlußbericht (1977)

4.14. VERBESSERUNG DER AUFLÖSUNG VON KRISTALLFELDOBERGÄNGEN MITTELS DOPPEL-FILTERSPEKTROMETER FÜR THERMISCHE NEUTRONEN

K. Walther und K. Kissig

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

K. Hennig

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Ein wichtiges Charakteristikum bei inelastischen Neutronenstreuexperimenten stellt die Auflösung des verwendeten Spektrometers dar.

An Impulsquellen (z.B. IBR-30) führt man die Experimente vorteilhafterweise mit der Flugzeitmethode durch, wie z.B. Spektrometer mit der sogenannten umgekehrten Geometrie. Bei diesem Spektrometer fällt auf die Probe ein "weißer" Strahl; als Energieanalysator steht ein Neutronenfilter unmittelbar vor dem Detektor. Neutronenfilter haben die Eigenschaft, Neutronen des Energiebereiches $0 < E < E_G$ (E_G ist die Grenzenergie des jeweiligen Filters, für Be ist $E_G = 5.2$ meV) relativ ungechwächt passieren zu lassen, Neutronen mit $E > E_G$ werden aus dem Strahl herausgestreut.

Aus Abb. 1 ist die experimentelle Anordnung zu ersehen. Mit ein Neutron mit der Energie E_1 die Flugstrecke L_1 (etwa 30 m) vom Moderator bis zur Probe zurück-

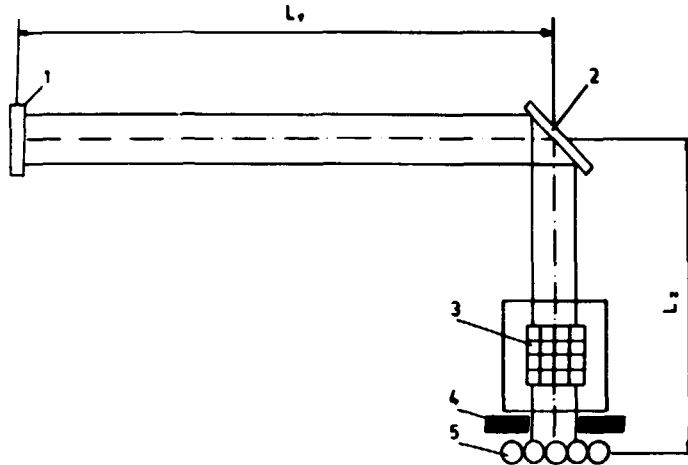


Abb. 1

Experimenteller Aufbau eines Flugzeitspektrometers mit umgekehrter Geometrie

- 1 Moderator
- 2 Probe
- 3 Neutronenfilter (Einfach- oder Doppelfilter)
- 4 Abschirmung
- 5 Detektor
- L_1 Flugstrecke Moderator - Probe
- L_2 Flugstrecke Probe - Detektor

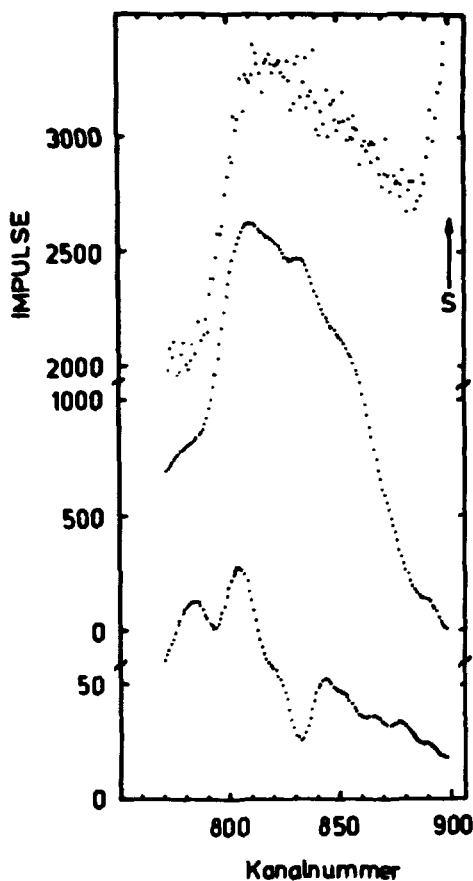
gelegt und überträgt auf die Probe die Energie E , so kann dieses Neutron nach Durchfliegen der kurzen Flugstrecke L_2 nur dann durch das Filter in den Detektor gelangen, wenn die Neutronenendenergie $E_1 - E = E_2 < E_G$ ist. Damit bestimmt der Durchlaßbereich des Filters wesentlich die Auflösungseigenschaften des Spektrometers.

Durch eine zusätzliche Reflexion der Neutronen an hinter dem Filter aufgestellten Einkristallen in seitlich angebrachte Detektoren läßt sich der Durchlaßbereich des Spektrometers einschränken [1]. Hierbei ist jedoch eine große Intensitätseinbuße durch die Reflektivität des Kristalls und durch die Einengung der Strahldivergenz zu verzeichnen.

Da die Energieanalyse jedoch im Filter erfolgt und Strahldivergenz nach dem Filter nicht im Zusammenhang mit dem Streuprozess steht, wurde nach Möglichkeiten gesucht, diese Nachteile bei der Einengung des Durchlaßbereiches zu umgehen.

Analog der bei Röntgenstrukturuntersuchungen bekannten Differenzfiltermethode wurde ein Doppelfilterspektrometer für Neutronen aufgebaut [2]. Bei diesem Spektrometer werden zwei Spektren gleichzeitig gemessen, jedoch mit verschiedenen Filtern oder Filterzusammensetzungen. So verringert sich der Durchlaßbereich von 5,22 meV eines herkömmlichen Be-Filtere auf 1,5 meV bei der Be/BeO-Kombination und auf 0,2 meV bei der Be/Fe-Kombination.

Ergebnisse von Testmessungen an der Probe PrAl_2 , welche bei etwa 4,3 meV einen starken Kristallfeldübergang aufweist [3], sind in der Abb. 2 zu sehen. Die obere Kurve stellt einen Ausschnitt aus dem inelastischen Neutronenstreuungsspektrum (Kristallfeldübergang bei 4,3 meV), gemessen mit einem herkömmlichen Be-Filter, dar. Die mittlere Kurve zeigt den gleichen Ausschnitt des Spektrums, jedoch mit der Be/BeO-Kombination gemessen, die untere Kurve das gleiche für



die Be/Fe-Kombination. Auf Grund der starken statistischen Schwankung der Meßpunkte wurden die mittlere und die untere Kurve einer numerischen Behandlung (Unterdrückung der höheren Fourier-Koeffizienten [4]) unterworfen.

Während am Peak in der oberen Kurve keinerlei Struktur zu erkennen ist (auch nach längerer Meßzeit nicht, vgl. [3]), sind bei der mittleren Kurve an dem vorderen Fuß (Kanal 775) und an der Rückflanke (Kanal 845) Schultern zu sehen (Die Stufe im Kanal 830 rührt von einem Ausreißer her.); bei der Messung mit der Be/Fe-Kombination sind die Peaks aufgelöst.

Abb. 2

Ergebnisse von Testmessungen an der Probe PrAl_3 , $T = 80 \text{ K}$
Kristallfeldübergang bei 4.3 meV ,
 $L_1 \approx 33 \text{ m}$, $L_2 \approx 1.2 \text{ m}$,
Kanalbreite des Zeitanalysators: $32 \mu\text{s}$
obere Kurve: Messung mit einem herkömmlichen Be-Filter
mittlere Kurve: Messung mit dem Be/BeO-Doppelfilter
untere Kurve: Messung mit dem Be/Fe-Doppelfilter
S Satellit (regelmäßig wiederkehrende Zwischenimpulse des Reaktors)

Diese Testmessungen zeigen, daß die maximal erreichbare Auflösung die des TKS-400 (vgl. [3]) und auch die des Spektrometers KDSOG in Dubna [1] übersteigt. Der Einsatz des Doppelfilterspektrometers wird am IBR-2 erfolgen.

L i t e r a t u r

- [1] Parlinski, K. et al., Report No. 727/E of the Institut of Nuclear Physics, Cracow, 1966
- [2] Eichhorn, F. et al., Preprint 13-8727 Dubna (1975)
- [3] Andreeff, A. et al., Preprint Dubna (1977), (im Druck)
- [4] Urwank, P., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 220

4.15. EINFLUSS DES PHASENÜBERGANGS IN VO_2 AUF DIE INTENSITÄTEN DES MESO-RÖNTGENSPEKTRUMS

A. Andreeff, V.S. Evseev und B.M. Sabirov
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna
W.D. Fromm
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF
M.G. Ortlepp
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Seit langem ist bekannt, daß durch Änderung der chemischen Umgebung eines Atoms, dessen mesonisches Röntgenspektrum untersucht wird, Veränderungen der

Obergangintensitäten hervorgerufen werden können [1]. Dabei werden nicht nur vom Z-Gesetz abweichende Intensitätsverhältnisse zwischen den an der Verbindung beteiligten Elementen gefunden, sondern auch innerhalb der Röntgenreihen eines Elements treten Veränderungen der relativen Intensitäten auf. Diese Tatsachen haben zur Entwicklung der Mesochemie geführt.

Auch bei der Untersuchung von Stoffmodifikationen wie amorphen und metallischem Selen und Phosphor waren zunächst Unterschiede in den Intensitätsverhältnissen berichtet worden, die aber in neueren Messungen nicht bestätigt werden konnten [2,3]. Es erschien daher als interessant, den Einfluß des gut untersuchten Phasenübergang in VO_2 auf das müonische Röntgenspektrum zu untersuchen. Die Experimente wurden am Mesonenkanal des Dubnaer Synchrozyklotrons durchgeführt. 40 g VO_2 -Pulver wurden in einer Flexiglas-Küvette von $5 \times 5 \text{ cm}^2$ Querschnitt untergebracht, in der hinter einer dünnen Zwischenwand Öl als Wärmebad im Thermostatenkreislauf zirkulierte. Zur Wärmeisolation war die Küvette in Schaumpolyetyrol verpackt und befand sich im Inneren des aus vier Szintillationszählern bestehenden μ -Stop-Teleskops, das weitgehend aus CAMAC-Modulen aufgebaut wurde [5]. Die zweidimensionale Ereignisregistrierung (γ -Energie und Zeit bezüglich des μ -Stops) erfolgte mit Hilfe des on-line-gekoppelten Kleinrechners hp 2116C. Zu vorher festgelegten Zeitbereichen gehörende Spektren wurden auf Magnetplattenspeicher aufgebaut. Es wurden zwei Messungen des müonischen Röntgenspektrums von je 6 Stunden Dauer durchgeführt, die erstere bei einer Targettemperatur von 30°C , die zweite bei 77°C , was oberhalb des bei 68°C stattfindenden Phasenübergangs in VO_2 liegt. Es wurden ca. 1700 μ -Stops/s registriert.

Da neben dem in VO_2 gebundenen Sauerstoff auch das Öl, Luft und Schaumstoff in unbekannter Menge Sauerstoff enthalten, wurden nur die Röntgenintensitäten von Vanadium ausgewertet. Die günstigste Serie dafür ist die L-Serie (Detektoreffektivität). Die vorläufigen Resultate weisen aus, daß die Intensitäten von Übergängen aus höheren Schalen jenseits des Phasenübergangs zunehmen. Das entspricht im Sinne von Kaskadenrechnungen einem Anwachsen der Besetzungswahrscheinlichkeit für Müonenzustände mit großem Drehmoment beim Einfang.

Dieses Verhalten steht im Einklang mit Erkenntnissen aus Positronenannihilationmessungen, bei denen gezeigt werden konnte, daß unterhalb des Phasenübergangs Positronen ausschließlich mit s- und p-Elektronen annihilieren, jenseits des Phasenübergangs aber Annihilation mit Leitungselektronen möglich wird [4].

Zur Verbesserung der statistischen Genauigkeit sollen die Messungen mit größerer Einsatzmenge von VO_2 bei gleichzeitiger Erhöhung von Strahlintensität und Expositionsdauer wiederholt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Sinov, V.G. et al., *Jad. Fiz.* **5** (1967) 591
- [2] Schneuwly, H., *Int. Symp. on Mesochemistry and Mesomolecular Processes in Matter, Dubna* (1977)
- [3] Evseev, V.S. et al., *Preprint P15-10662 Dubna* (1977)
- [4] Andreeff, A. et al., *Jahresbericht ZfK-315* (1976) 95
- [5] Ortlepp, H.G. und W.D. Fromm, *Preprint 11-10890 Dubna* (1977)

4.16. ÜBER DIE ENTSTEHUNG HOCHENERGETISCHER LINEAR POLARISIERTER γ -STRAHLUNG BEI PLANARER KANALLEITUNG VON ULTRARELATIVISTISCHEN POSITRONEN

R. Wedell

Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik

In einer Reihe von Arbeiten [1-4] wird die Entstehung einer spezifischen Strahlung bei Kanalleitung hochenergetischer Positronen beschrieben, die einige wichtige Besonderheiten besitzt.

Das Wesen des Effektes besteht im folgenden: Bei Einschub eines gut gebündelten Positronenstrahls in eine Flächenkanalrichtung im Einkristall bewegen sich die Teilchen auf sinusförmigen Bahnen durch den Kristall. Verwendet man hohe Einschubenergien, so ist die Bewegung längs der Kanalachse relativistisch, während die Transversalbewegung nicht relativistisch ist. Aus diesem Grunde kommt es zur Aussendung harter γ -Quanten in Ausbreitungsrichtung der Positronen mit einer Maximalfrequenz ω_m , die wegen des Doppler-Effektes bei Verwendung eines harmonischen Flächenpotentials $V(x) = V_0 x^2$ (x - Abstand von der Kanalmitte) folgenden Wert hat:

$$\omega_m = (1 + \beta_z) \cdot \omega_0 \gamma^{3/2} \quad (1)$$

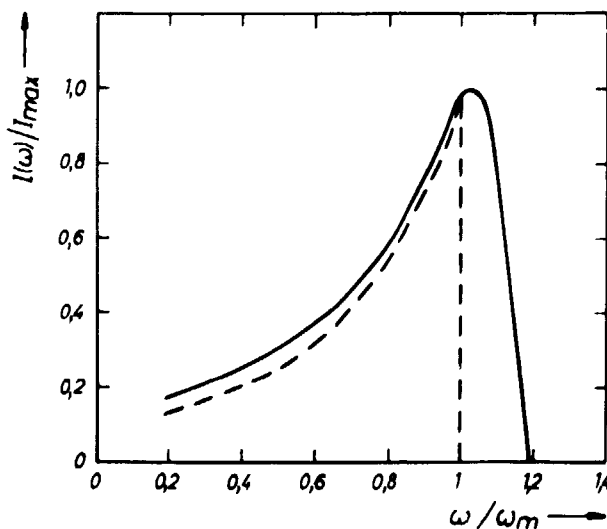
wobei $\omega_0 = \sqrt{\frac{2V_0}{m_e}}$ - Schwingungsfrequenz der Positronen bei nichtrelativistischen Geschwindigkeiten,
 m_e - Elektronenmasse.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_z^2}}, \quad \beta_z = \frac{v_z}{c}$$

v_z - z-Komponente der Geschwindigkeit,
 c - Lichtgeschwindigkeit.

Für die Strahlungsintensität findet man in entsprechender Näherung folgenden Ausdruck:

$$I_{\text{tot.}} = \frac{1}{3} \frac{e^2 \omega_0^4}{c^3} \gamma^2 x_m^2 \quad (2)$$



wobei x_m - Amplitude der Transversalschwingung der Positronen im Flächenkanal.

Abb. 1
 Spektrale Intensitätsverteilung der Strahlung von 1-GeV-Positronen im (110)-Flächenkanal in Si für ein harmonisches (gestrichelt) und ein anharmonisches (durchgezogen) Potential

Für nicht allzu große Amplituden ist die oben eingeführte harmonische Näherung für das Potential gut. Bei größeren Amplituden müssen anharmonische Glieder des Flächenpotentials berücksichtigt werden. Dies führt vor allem zu einer Änderung des Frequenzspektrums, wie es in Abb. 1 dargestellt ist. Dort ist das Spektrum für die Strahlung von 1-GeV-Positronen bei Einschluß in den (110)-Si-Flächenkanal gezeigt. Während in harmonischer Näherung (gestrichelte Linie) es zu einem senkrechten Abbruch im Spektrum kommt, wird durch Berücksichtigung der Anharmonizität (durchgezogene Linie) die Grenzfrequenz zu größeren Werten verschoben und die Steilheit des Spektrums in diesem Bereich verringert sich. Wegen der eindimensionalen Schwingung der Positronen im Flächenkanal ist die Strahlung linear polarisiert. Abschätzungen mit Hilfe von (2) zeigen, daß die Strahlungsintensität der kanalisiertten Positronen um mehrere Größenordnungen die Intensität der Synchrotronstrahlung übersteigt [1,3]. Aus dem oben gesagten folgt, daß es sich hier um einen bisher nicht beobachteten physikalischen Effekt handelt, der wegen seiner spezifischen Eigenschaften (Aussendung harter γ -Quanten, steiler Abbruch des Spektrums bei $\omega \approx \omega_m$) für die Anregung von Kernniveaus und damit zur Entwicklung eines nuklearen γ -Lasers verwendet werden könnte (siehe [3]).

L i t e r a t u r

- [1] Kumakhov, M.A., Phys. Lett. 57A (1976) 17
- [2] Kumakhov, M.A. and R. Wedell, Phys. Lett. 59A (1976) 403
- [3] Kumakhov, M.A., phys. stat. sol. (b) 84 (1977) 41
- [4] Kumakhov, M.A. and R. Wedell, phys. stat. sol. (b) 84 (1977) 581

4.17. UNTERSUCHUNGEN VON DIOXAN-WASSER-GEMISCHEN MITTELS POSITRONENANNIHILATION

G. Brauer und F. Stary

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

G. Anders

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KC

A. Balogh, Z. Kajcso, I. Dezel und B. Molnar

Zentrales Forschungsinstitut für Physik, Budapest

Die 1976 begonnenen Positronenlebensdaueruntersuchungen am System Dioxan - Wasser [1] wurden im Konzentrationsbereich (23 - 35) Vol.-% Dioxan mit verbesserter Quellen- und Probenpräparation fortgesetzt.

Die Positronenquelle ^{22}Na wurde nach der von Dezel et al. [2] angegebenen Technik in dünne Glasfolie eindiffundiert und deren Einfluß mittels der im Bericht 4.18. angegebenen Korrektur bei der Datenauswertung berücksichtigt. Unmittelbar vor den Lebensdauermessungen, die alle im Zentralen Forschungsinstitut für Physik (Budapest) durchgeführt wurden, erfolgte eine sorgfältige Entgasung jeder Flüssigkeitsprobe. Durch Anpassung von zwei Exponentialfunktionen unter Berücksichtigung der Auflösungsfunktion der Meßapparatur wurde die pick-off-Lebensdauer τ_2 des in der Probe gebildeten Ortho-Positroniums (o-Ps) sowie die Intensität I_2 dieser Komponente ermittelt. Abb. 1 zeigt die Annihilationsrate $\lambda_2 = \tau_2^{-1}$ und die Intensität dieser langlebigen Komponente als Funktion der Dioxan-Konzentration.

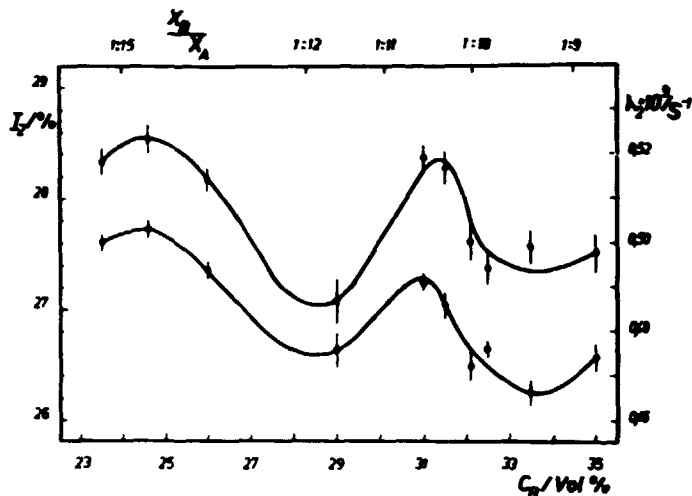


Abb. 1

Annihilationsrate $\lambda_2 = \tau_2^{-1}$ (e) und Intensität I_2 (o) der langlebigen Komponente (pick-off-Annihilation von o-Ps) als Funktion der Dioxan-Konzentration c_D in Wasser-Dioxan-Gemischen. Ausgewählte Dioxan-Wasser-Molverhältnisse x_D/x_A sind am oberen Bildrand angegeben. Die glatten Kurven verbinden nur die experimentellen Punkte.

Sowohl I_2 als auch λ_2 zeigen relative Maxima bei Molverhältnissen (Dioxan: Wasser) von $\sim (1:15)$ und $\sim (1:10)$ und Minima bei $\sim (1:12)$ und $\sim (1:9)$. Dieses Ergebnis stützt die Hypothese einer Clusterbildung bei Molverhältnissen von $(1:15)$ und $(1:10)$, wie sie aus optischen Untersuchungen [3] abgeleitet wurde. Bei Molverhältnissen, wo Cluster gebildet werden, muß die Wechselwirkung zwischen Wasser- und Dioxan-Molekülen stärker sein als bei anderen Molverhältnissen. Das bedeutet, daß Wassermoleküle, die Cluster bilden, weniger beweglich sind und folglich die Lösung weniger polar ist. Damit kann sich eher mehr o-Ps bilden, was sich als relatives Maximum von I_2 dokumentiert. Andererseits bedingt die stärkere Wechselwirkung der Moleküle bei Clusterbildung höhere lokale Elektronendichten, die zu relativen Maxima der Annihilationsrate λ_2 führen.

Aus der Literatur [4] ist bekannt, daß sich o-Ps in nicht-polaren Flüssigkeiten (wie z.B. Kohlenwasserstoffe, Dioxan usw.) zu etwa (35 - 55) % bildet, während in polaren Flüssigkeiten (wie z.B. Wasser, Alkohol usw.) nur etwa (20 - 27) % o-Ps gebildet wird. Diese Ergebnisse stützen unsere Vorstellungen.

Eine formale Umrechnung der gefundenen Annihilationsraten in Dichtewerte für die Flüssigkeitsgemische nach dem in [1] angegebenen Formalismus ist leicht möglich, bringt aber zunächst keine neuen Erkenntnisse bezüglich der mikroskopischen Strukturen und Prozesse, die in der Flüssigkeit auftreten. Hierzu bedarf es weiterer Untersuchungen.

L i t e r a t u r

- [1] Brauer, G. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 110
- [2] Dezel, I. et al., Nucl. Instrum. and Meth. 141 (1977) 401
- [3] Andere, G. wird veröffentlicht
- [4] Mogensen, O.E., IV. Int. Conf. on Positron Annihilation, Melsinge (Denmark) (1976) Paper A 10

4.18. DER ANTEIL VON ANNIHILATIONEN IN DER GLASFOLIENHALTERUNG EINER ^{22}Na -POSITRONENQUELLE BEI LEBENSDAUERMESSUNGEN

G. Brauer

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

A. Balogh und Z. Kajcos

Zentrales Forschungsinstitut für Physik, Budapest

In Fortsetzung der gemeinsamen Arbeiten [1] zur Bestimmung des Anteiles von Annihilationen in der Glasfolienhalterung einer ^{22}Na -Quelle für Lebensdauermessungen wurden mehrere Glasfolien verschiedener Dicke untersucht. Die Fit-Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengefaßt. Anhand dieser Ergebnisse findet man den in Abb. 1 dargestellten Zusammenhang zwischen Glasfoliendicke d und Anteil α der Annihilationen in der Glasfolie.

Tabelle 1

Positronenlebensdauer τ in gesättigter, wäßriger KMnO_4 -Lösung sowie Glasfoliendicke d , Quellenstärke N und entsprechender Anteil α von Annihilationen in der Glasfolie

τ / ps	d / mg cm^{-2}	N / μCi	α / %	Literatur
407 ± 1	3.0 ± 0.1	45 ± 1	3.25 ± 0.84	diese Arbeit
399 ± 1	4.4 ± 0.1	38 ± 1	9.17 ± 0.89	" "
388 ± 1	4.4 ± 0.1	38 ± 1	9.51 ± 0.77	" "
386 ± 1	5.0 ± 0.1	29 ± 1	13.96 ± 0.86	" "
389 ± 1	6.0 ± 0.1	37 ± 1	15.54 ± 1.11	" "
395 ± 5	-	-	-	[2]
370 ± 2	-	-	-	[3]

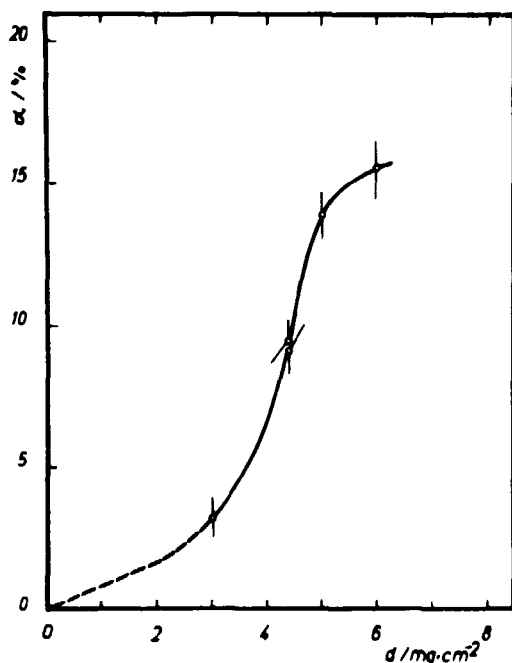


Abb. 1

Anteil α der Annihilationen in einer Glasfolie der Dicke d

Für die als internationaler Standard vorgeschlagene Lebensdauer von Positronen in einer gesättigten, wäßrigen Lösung von KMnO_4 finden wir durch Mittelung der in Tab. 1 angegebenen Werte $\tau = (394 \pm 4)$ ps, in guter Übereinstimmung mit der Literatur [2]. Alle Messungen wurden im Zentralen Forschungsinstitut für Physik (Budapest) durchgeführt.

L i t e r a t u r

- [1] Brauer, G. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 107
- [2] Eldrup, M. et al., J. Chem. Phys. 57 (1972) 495
- [3] Surbeck, M., private Mitteilung (1977)

4.19. UNTERSUCHUNGEN AN KIESELGLAS MITTELS POSITRONENANNIHILATION

G. Brauer und G. Boden

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Kieselglas kann sowohl durch Aufschmelzen ($T > 1750^{\circ}\text{C}$) aus Naturquarz ("Kieselglas aus Bergkristall") als auch durch Flammenpyrolyse von SiCl_4 ("synthetisches Kieselglas") hergestellt werden. Zur Charakterisierung dieser unterschiedlich hergestellten Proben wurden erste Untersuchungen mittels Positronenannihilation durchgeführt [1,2].

Aus der Literatur sind Untersuchungen zur Bestimmung des Kristallisationsgrades von Lithium-Silikat-Gläsern mittels Positronenannihilation bekannt [3,4,5]. Zur Charakterisierung des Kristallisationsgrades α wurde dabei unter der Voraussetzung einer Gleichverteilung der Positronen im Glas sowie unter Vernachlässigung ihrer thermischen Diffusion ein linearer Ansatz benutzt:

$$A^* = (1 - \alpha) A_a + \alpha A_c \quad (1)$$

$(0 \leq \alpha \leq 1)$

A^* - Annihilationsparameter der zu charakterisierenden Probe

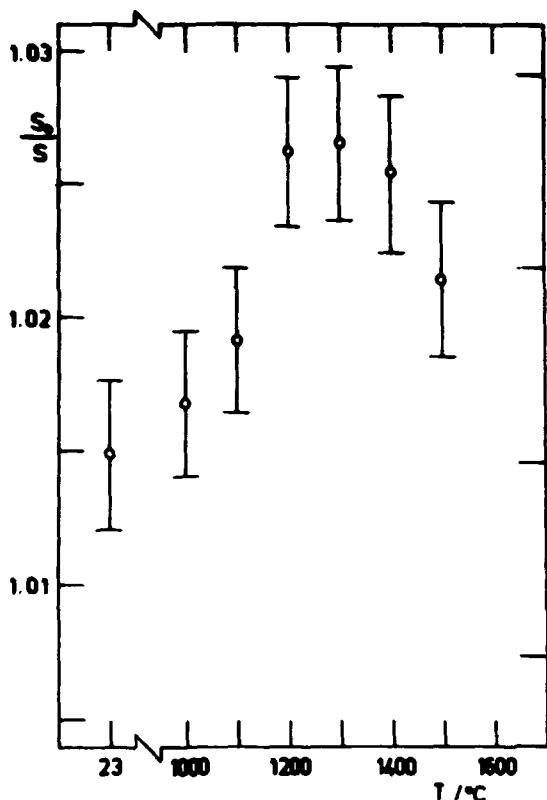
A_a - " im amorphen Glas ($\alpha = 0$)

A_c - " der reinen Kristallphase ($\alpha = 1$).

Im Vergleich zu kristallisierten Gläsern sind in Kieselglas, das aus Bergkristall hergestellt wurde, bestimmte "Vorordnungsstrukturen" [6] zu erwarten, die als Erbstrukturen des Ausgangsmaterials aufzufassen sind. Synthetisches Kieselglas sollte auf Grund seiner Herstellung solche Strukturen nicht besitzen.

Sowohl Lebensdauermessungen als auch die Bestimmung der Doppler-Verbreiterung der Annihilationsstrahlung zeigen [1], daß sich in den unterschiedlich hergestellten Kieselgläsern Ortho-Positronium (o-Ps) in unterschiedlichen Mengen bildet, während in kristallinem Quarz überhaupt kein o-Ps auftritt. Nimmt man die sich bildende Menge an o-Ps als Parameter zur Berechnung des "Ordnungsgrades" α von Kieselglas aus Bergkristall unter der Voraussetzung, daß $\alpha = 1$ für kristallinen Quarz und $\alpha = 0$ für synthetisches Kieselglas ist, findet man aus Lebensdauermessungen $\alpha = 0.117 \pm 0.014$ und aus Doppler-Messungen $\alpha = 0.115 \pm 0.029$. Diese Ergebnisse weisen auf einen höheren "Ordnungsgrad" von Kieselglas aus Bergkristall im Vergleich zu synthetischem Kieselglas hin.

Durch thermische Behandlung von Kieselglas setzt bei $T > 1100^{\circ}\text{C}$ die Kristallisation zu Cristobalit ein. Dieser Prozeß wurde an Kieselglas aus Bergkristall mittels Dopplerverbreiterung der Annihilationsstrahlung verfolgt [2]. Die Ergebnisse sind in Abb. 1 dargestellt. Bereits bis zu 1100°C ist ein leichter Anstieg von α gegenüber dem Wert bei Raumtemperatur festzustellen, während nach einer Wärmebehandlung bei 1200°C eine deutliche Zunahme von α gemessen wurde. Ein Plateau im Bereich von 1200°C bis 1500°C kann nicht ausgeschlossen werden. Die Abnahme oberhalb 1300°C kann durch eventuell beim Tempern erfolgte Verunreinigungen der Probenoberflächen vorgetäuscht sein [7].



L i t e r a t u r

- [1] Brauer, G. et al., IV. Int. Conf. on Positron Annihilation, Helsingør (Denmark), (1976) Preprint F12
- [2] Brauer, G. and G. Boden, IV. Int. Conf. on Positron Annihilation, Helsingør (Denmark), (1976) Preprint F13
- [3] Hautojärvi, P. et al., J. Phys. C7 (1974) 3817
- [4] Hautojärvi, P. et al., J. Non-Cryst. Solids 18 (1975) 395
- [5] Hautojärvi, P. et al., Solid State Commun. 18 (1976) 1137
- [6] Brückner, R., J. Non-Cryst. Solids 5 (1970) 123
- [7] Taylor, D. et al., Proc. Brit. Ceram. Soc. (1973) 55

Abb. 1

Einfluß einer fünfstündigen Temperung bei verschiedenen Temperaturen auf den normierten Linienformparameter S_0/S und den deraus abgeleiteten "Ordnungsgrad" α von Kieselglas aus Bergkristall (S_0 -Wert für synthetisches Kieselglas)

4.20. BERECHNUNG VON INTENSITÄT UND WINKELVERTEILUNG DER NUKLEAREN BREMSSTRAHLUNG

P. Gippner

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

An Hand der Theorie von Alder et al. [1] wurde in einer früheren Arbeit [2] das Spektrum der nuklearen Bremsstrahlung (NB) berechnet, die bei Ion-Atom-Stößen im mittleren Massenbereich entsteht. Bei der Berechnung des differentiellen Querschnittes $d\sigma_x/dE_x d\Omega_{x/NB}$ wurde angenommen, daß die Dipol(E1)-Komponente dominiert und höhere Terme vernachlässigt werden können. In den Arbeiten [3,4] wurde jedoch neardings gezeigt, daß für bestimmte Stoßsysteme die Quadripol(E2)-Komponente einen beachtlichen Beitrag liefern und die Interferenz zwischen E1- und E2-Term sowohl die Intensität als auch die Winkelverteilung der NB entscheidend beeinflussen kann.

Unter Benutzung der Theorie von Reinhardt et al. [3] wurden die Komponenten der nuklearen Bremsstrahlung berechnet, die beim Beschuß dicker Targets mit Ionen des niederen und mittleren Massengebietes entsteht. Das Programm berücksichtigt den Energieverlust der Ionen im Inneren der Targets.

Die Abb. 1 zeigt im oberen Teil die Winkelabhängigkeit von E1-, E2- und Interferenz(E1,E2)-Term für die nukleare Bremsstrahlung einer Energie $E_x = 30$ keV, die vom Stoßsystem $^{60}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ (60 MeV) emittiert wird. Die ausgezogenen Linien stellen die Resultate der Arbeit [3] dar, die Punkte die Ergebnisse unseres Programmes. Im unteren Teil von Abb. 1 sind die von uns berechneten Winkelverteilungen für Energien im Bereich von $E_x = 25 - 50$ keV wiedergegeben. In

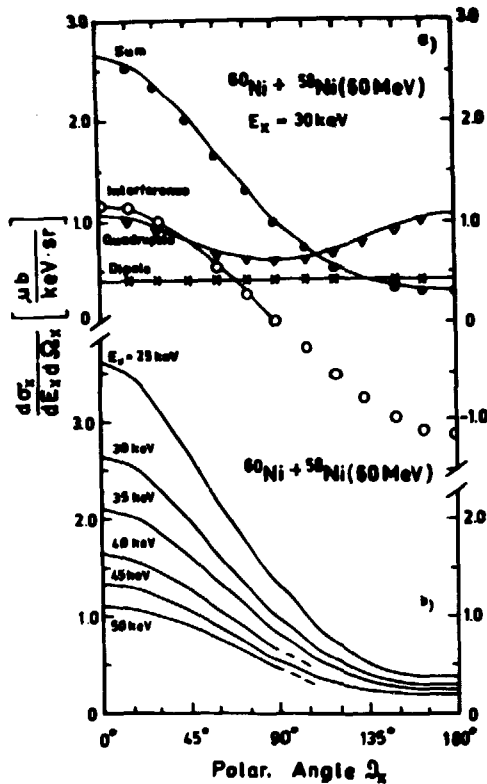


Abb. 1

Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für nukleare Bremsstrahlung, die vom Stoßsystem $^{60}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ (60 MeV) emittiert wird.

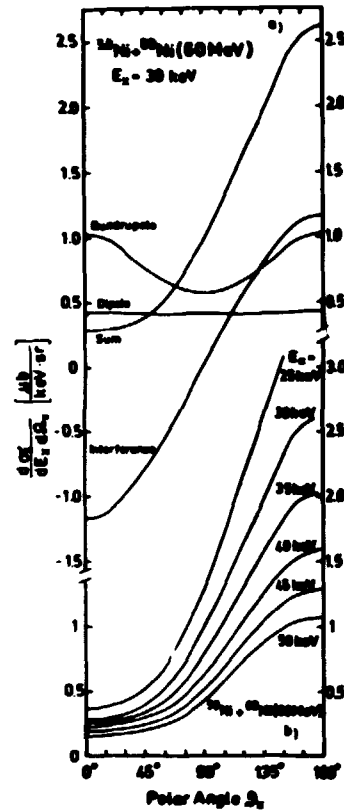


Abb. 2

Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für nukleare Bremsstrahlung, die vom Stoßsystem $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$ (60 MeV) emittiert wird.

Abb. 2 sind die Ergebnisse unserer Rechnungen für das System $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$ (60 MeV) dargestellt. Die unterschiedliche Form der Winkelverteilungen in Abb. 1 und 2 ist auf die Vertauschung der Stoßpartner zurückzuführen. Beide Abbildungen unterstreichen die Notwendigkeit, die E2-Komponente in die Berechnung des differentiellen Querschnittes einzubeziehen.

Für die Stoßsysteme $\text{Ni} + \text{Ni}$ (67 MeV) [5], $\text{Ge} + \text{Ge}$ (54 MeV) [6] und $\text{Nb} + \text{Nb}$ (67 MeV) [5] sowie für $\text{Si}, \text{Ti}, \text{Nb} + ^{14}\text{N}$ (14 MeV, 27 MeV) ist ein Vergleich der experimentellen Resultate mit den Ergebnissen unserer Rechnungen in Vorbereitung.

L i t e r a t u r

- [1] Alder, K. et al., Rev. Mod. Phys. **28** (1956) 432
- [2] Gippner, P., Preprint E7-8843 Dubna (1975)
- [3] Reinhardt, J. et al., Z. Phys. **A276** (1976) 285
- [4] Trautvetter, H.P. et al., Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 202
- [5] Frank, W. et al., Z. Phys. **A277** (1976) 333
- [6] Frank, W. et al., Preprint E7-10700 Dubna (1977)

4.21. K-MO-STRAHLUNG AUS DEM SYMMETRISCHEN SEKUNDÄRSTÖßSYSTEM S1-S1 BEI BESCHUSS VON SILIZIUM MIT ^{14}N -IONEN

R. Mann und H. Richter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die bei Beschuss von Festkörpertargets mit Protonen bzw. ^{14}N -Ionen ($E_1/A_1 \leq 1 \text{ MeV/amu}$) auftretende kontinuierliche Röntgenstrahlung läßt sich nicht mehr allein durch Sekundärelektronenbremsstrahlung (SEB) bzw. Projektilbremsstrahlung (PB) beschreiben [1].

Als weitere mögliche Beiträge zu den Spektren können folgende angesehen werden:

- Molekularorbital (MO)-Strahlung aus dem symmetrischen Stoßsystem Rückstoßatom - Targetatom [2]
- hochenergetische Ausläufer der charakteristischen Röntgenstrahlung [3].

In den von uns untersuchten stark asymmetrischen Stoßsystemen ($Z_2/Z_1 \geq 2$) kann K-MO-Strahlung über folgenden Mechanismus entstehen:

Im Primärstoß wird durch direkte Coulomb-Anregung ein Rückstoßatom mit einer K-Vakanz erzeugt. Während der Sekundärstöße dieses Rückstoßatoms mit weiteren Targetatomen geht die Vakanz bei Bildung eines Quasimoleküls mit einer Wahrscheinlichkeit $1/2$ in eine $1s\bar{6}$ -Vakanz über, die hauptsächlich durch Dipolübergänge von $2p\pi$ -Elektronen strahlend zerfällt.

Setzt man Coulomb-Streuung voraus, kann der differentielle Ionisationsquerschnitt unter Verwendung der unkorrigierten SCA-Theorie [4] in folgender Form geschrieben werden:

$$\frac{d\sigma_K}{dT} = \pi (q_0 d)^2 \frac{T_m}{T^2} \sigma_K^{\text{tot}} P(bq_0) , \quad (1)$$

wobei $q_0 = U_K/\hbar V_1$ der auf das Elektron minimal übertragbare Impuls, U_K die Bindungsenergie des K-Elektrons und V_1 die Projektilgeschwindigkeit sind. T ist die Rückstoßenergie des Targetatoms mit ihrem Maximalwert T_m , $2d$ der minimale Abstand der Stoßpartner im zentralen Stoß, σ_K^{tot} der totale K-Schalen-Ionisationsquerschnitt und $P(bq_0)$ die Ionisationswahrscheinlichkeit beim Stoßparameter b .

Für die K-MO-Röntgenausbeute (pro Energieintervall dE_x) aus Stößen eines Rückstoßatoms mit Targetatomen ergibt sich unter Verwendung der Stationären-Phasen-Approximation [5]

$$\frac{dY_{f1}(T)}{dE_x} = \frac{1}{2} \frac{n}{\sigma_K^{\text{tot}}} \cdot \frac{4\pi R^2 \Gamma_{f1}(R)}{|dE_{f1}/dR|} \left[1 - \frac{U(R)}{T}\right]^{1/2} . \quad (2)$$

Mit i wird der Anfangszustand ($1s\bar{6}$), mit f der Endzustand ($2p\pi$) der Vakanz bezeichnet. Für das Ion-Atom-Potential $U(R)$ wird ein abgeschirmtes Coulomb-Potential verwendet. Die Übergangsenergie $E_{f1}(R)$ wird durch einen einfachen analytischen Ausdruck approximiert [6]. Γ_{f1} ist die Dipolübergangswahrscheinlichkeit, die proportional $E_{f1}^2(R)$ angenommen und für die atomaren Grenzfälle, eingepaßt wird. σ_K^{tot} ist die totale K-Vakanz-Zerfallswahrscheinlichkeit und n die Dichte der Targetatome.

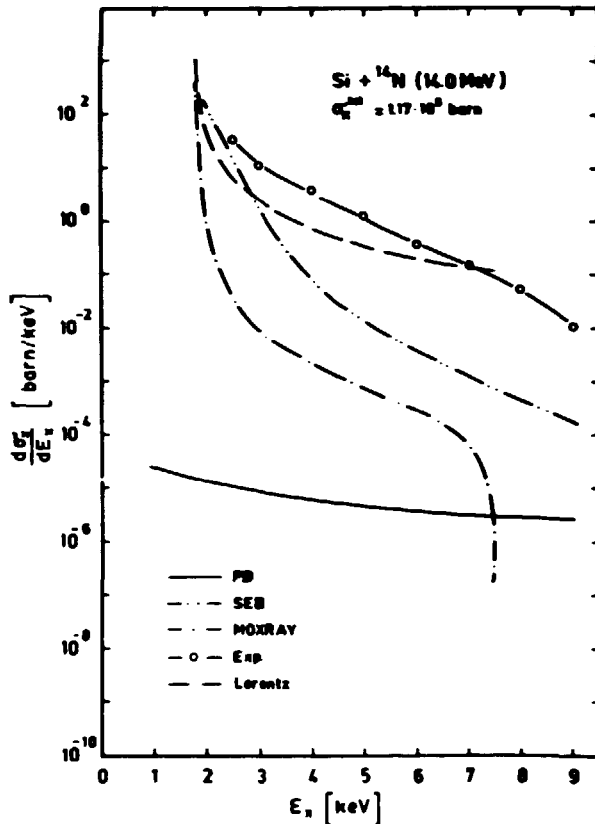


Abb. 1

Vergleich der experimentellen Wirkungsquerschnitte für kontinuierliche Röntgenstrahlung am Stoßsystem $\text{Si} + {}^{14}\text{N}$ (14 MeV) mit den berechneten Beiträgen von K-MO-Strahlung, Sekundärelektronenbremsstrahlung (SEB), Projektalbremsstrahlung (PB) und Lorentz-Linienausläufer

Beschreibung des Linienausläufers setzt jedoch weitere Untersuchungen voraus. Dazu ist ein Modell erforderlich, das die Vakanzerzeugung bei direkter Coulomb-Anregung und kleinen Stoßparametern, d.h. bei geringen Anregungszeiten, gut beschreibt.

L i t e r a t u r

- [1] Bauer, C. et al., ZfK-326 (1977), wird veröffentlicht in Z. Phys.
- [2] Macdonald, J.R. et al., Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 471
- [3] Heinig, K.H. et al., J. Phys. B (in Druck);
Anhold, R., J. Phys. B9 (1976) L249
- [4] Brandt, W. et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1973) 351
- [5] Briggs, J.S., J. Phys. B7 (1974) 47
- [6] Groeneveld, K.D., Jahresbericht der Univ. Frankfurt/Main (1975) 86

Der Wirkungsquerschnitt für K-MO-Strahlung wird durch Integration über alle Rückstoßenergien erhalten

$$\frac{d\sigma}{dE_x} = \int_{U(R)}^{T_M} dT \frac{d\sigma_K}{dT} \frac{dY_{f1}}{dE_x} \quad (3)$$

Die so berechneten Querschnitte sind in Abb. 1 für das Stoßsystem $\text{Si} + {}^{14}\text{N}$ (14 MeV) dargestellt (MOKRAY) und werden mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Außerdem sind berechnete Wirkungsquerschnitte für SEB und PB eingetragen. Man erkennt, daß K-MO-Strahlung aus sekundären Stößen ebenfalls um mehrere Größenordnungen unterhalb der experimentellen Werte liegt und daher zu vernachlässigen ist.

Zum Vergleich mit der K-MO-Strahlung ist in Abb. 1 noch der hochenergetische K-Linienausläufer bei Annahme einer Lorentz-Form eingezeichnet. Weitab vom Linienzentrum ist dieser Beitrag jedoch viel zu hoch [3], da die Lorentz-Form eine plötzliche Vakanzerzeugung voraussetzt. Eine exakte Be-

4.22. EMISSION KONTINUIERLICHER RÖNTGENSTRAHLUNG BEIM BESCHUSS VON DICKEN Al-, Si- und Ti-TARGETS MIT PROTONEN UND ^{14}N -IONEN

C. Bauer, P. Gippner, K. Hohmuth, R. Mann und W. Rudolph
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

An dicken Targete wurden die Spektren der kontinuierlichen Röntgenstrahlung untersucht, die in den Reaktionen $\text{Al} + \text{p}$ (0.5 - 7 MeV), $\text{Si} + \text{p}$ (0.6 - 6 MeV), $\text{Ti} + \text{p}$ (1 MeV), $\text{Ti} + ^{14}\text{N}$ (14 MeV) und $\text{Si} + ^{14}\text{N}$ (6 - 14 MeV) entsteht. Aus den unter 90° zur Strahlrichtung gemessenen Intensitäten wurden absolute Ausbeuten Y und Emissionsquerschnitte $d\sigma_x/dE_x$ in Abhängigkeit von der Röntgenenergie E_x und der Projektilenergie E_1 bestimmt. Die erhaltenen Ergebnisse wurden mit den Resultaten von Rechnungen verglichen [1], die im Rahmen vorhandener Modelle für Sekundärelektronenbremsstrahlung (SEB) [2] und Projektilbremsstrahlung (PB) [3] durchgeführt wurden. Um die gemessenen Kontinua quantitativ mit den Aussagen dieser Modelle vergleichen zu können, wurden die Beiträge anderer Strahlungskomponenten ermittelt und eliminiert. Der Raumuntergrund und die durch Comptonstreuung hochenergetischer γ -Quanten entstehende kontinuierliche Intensitätsverteilung wurden in gesonderten Messungen bestimmt. Strahlungseinfang konnte für die von uns untersuchten Stoßsysteme vernachlässigt werden. Der Einfluß von Sammelverlusten im Detektor, der sich vor allem im niederenergetischen Teil der Kontinua bemerkbar macht, wurde durch ein einfaches rechnerisches Verfahren korrigiert.

Bei allen untersuchten Stoßsystemen setzten sich die gemessenen Röntgenspektren aus zwei Komponenten mit unterschiedlicher Energieabhängigkeit zusammen [4]. Bei Protonenbeschuß stimmt der langsam mit E_x abfallende, hochenergetische Teil innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen gut mit den berechneten Spektren für PB überein. Im niederenergetischen Teil der Spektren gibt es Differenzen zwischen den Aussagen des SEB-Modells [2] und den experimentellen Resultaten, die nicht durch die Statistik der vorliegenden Meßergebnisse erklärt werden können. Diese Differenzen wachsen mit abnehmender Protonenenergie.

Im Falle von ^{14}N -Beschuß ist eine Beschreibung der gemessenen Spektren mittels SEB und PB nicht möglich, da die gemessenen Intensitäten bis zu zwei Größenordnungen höher liegen als die berechneten. Die Ursachen für diese Abweichungen werden untersucht (siehe z.B. Berichte 4.21. und 4.20.).

Bremskontinua sind beim röntgenanalytischen Nachweis von Spurenelementen oftmals Ursache für eine Begrenzung der Nachweisesempfindlichkeit. Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, daß Berechnungen des kontinuierlichen Strahlungsuntergrundes nicht zur Bestimmung der Nachweisesempfindlichkeit herangezogen werden können. Sowohl für Protonen als auch für ^{14}N -Ionen als Projektile ist zu jeder Inzidenzenergie eine spezielle Messung des Untergrundes notwendig.

L i t e r a t u r

- [1] Gippner, P., Preprint E7-8843 Dubna (1975)
- [2] Folkmann, F. et al., Nucl. Instrum. and Meth. 116 (1974) 48
- [3] Alder, K. et al., Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 432
- [4] Bauer, C. et al., ZfK-326 (1977), wird veröffentlicht in Z. Phys.

4.23. NACHWEISGRENZEN FÜR VERUNREINIGUNGEN AUF HALBLEITEROBERFLÄCHEN BEI ANWENDUNG DER IONENINDUZIERTEN RÖNTGENANALYSE

C. Bauer, P. Gippner, R. Mann und W. Rudolph

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Nachweiseempfindlichkeit der Ioneninduzierten Röntgenanalyse wird durch die Intensitäten der von Fremdatomen emittierten charakteristischen Röntgenstrahlung und den Strahlungsuntergrund, der bei der Wechselwirkung der Ionen mit den Matrixatomen entsteht, bestimmt.

Für Fremdatome auf der Probenoberfläche bzw. in oberflächennahen Schichten ist die Nachweisgrenze S_1 des Elementes 1 durch

$$S_1 = \frac{3 \cos \alpha}{\epsilon \cdot n \cdot \delta_{x1}} \sqrt{Y_u} \quad (1)$$

gegeben. Dabei sind δ_{x1} der Wirkungsquerschnitt für die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung, $Y_u = \epsilon \cdot n \cdot I \cdot \Delta E$ die Anzahl der Untergrundimpulse unter der Halbwertsbreite ΔE des charakteristischen Röntgenpeaks, I die spektrale Intensität der kontinuierlichen Röntgenstrahlung und $\epsilon = (\Omega/4\pi) \cdot \epsilon_d \cdot T$ die totale Effektivität der Meßanordnung mit dem Raumwinkel $\Omega/4\pi$, der inneren Effektivität des Detektors ϵ_d und der Transmission durch Fenster und Zusatzabsorber T . Weiter sind n die Zahl der Inzidenzteilchen und α der Winkel zwischen Teilchenstrahl und der Normalen zur Targetoberfläche.

Damit erhält man die Nachweisgrenzen in parametrisierter Form

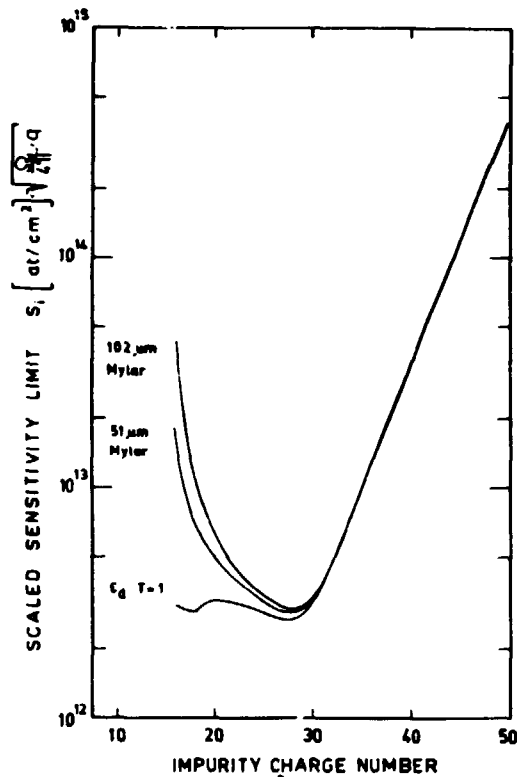
$$S_1 \propto \sqrt{\frac{\Delta E}{\epsilon \cdot n}} \quad (2)$$

Bei einer festen experimentellen Anordnung und einem bestimmten Substrat ist die Nachweisgrenze abhängig von der Ordnungszahl des Fremdatoms Z_1 , der Ordnungszahl des Inzidenzteilchens und seiner Energie E_1 .

Aus systematischen experimentellen Untersuchungen zur kontinuierlichen Röntgenstrahlung dicker Si-Targets bei Protonen- und ^{14}N -Beschuß [1] wurden Anregungsparameter bestimmt, die zu maximalen Effekt/Untergrund-Verhältnissen für die Bestimmung von Fremdatomen ($16 \leq Z_1 \leq 40$) auf Si-Oberflächen führen. Die besten Werte werden dabei für die Anregung mit Protonen gefunden. Die Nachweisgrenzen für Spurenelemente bei Beschuß mit ^{14}N -Ionen gleicher Geschwindigkeit liegen um mehr als eine Größenordnung höher [2].

Für Fremdatome $Z_1 \leq 30$ wurde der Einfluß der Protonenenergie auf die Nachweisgrenzen systematisch untersucht [3]. Die optimale Anregungsenergie für Oberflächensanalysen ($16 \leq Z_1 \leq 35$) liegt danach bei etwa 1 MeV. Wir verwenden $E_p = 0.992$ MeV, da sich diese Energie mit Hilfe der Reaktion $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ exakt einstellen läßt.

In Abb. 1 sind die normierten Nachweisgrenzen für Oberflächenkontaminationen auf dicken Si-Substraten bei dieser Protonenenergie dargestellt und der Einfluß von Zusatzabsorbieren gezeigt. Mit der z.Z. verwendeten Meßanordnung und Analysezeiten von etwa 1 h ($\Omega/4\pi = 6 \cdot 10^{-5}$, $g = 1000/\mu\text{C} = 6.24 \cdot 10^{15} \text{ p}$) liegen die erreichbaren Nachweisgrenzen zwischen 10^{13} und $1.6 \cdot 10^{14} \text{ at/cm}^2$.



Ein verbessertes Meßsystem mit wesentlich vergrößertem ϵ und einer elektronischen pile-up-Unterdrückung befindet sich in Entwicklung, um die Meßzeiten zu verkürzen bzw. die Empfindlichkeit des Verfahrens steigern zu können.

L i t e r a t u r

- [1] Bauer, C. et al., ZfK-326 (1977), wird veröffentlicht in Z. Phys.
- [2] Bauer, C. et al., XX. C.S.I; 7. I.C.A.S. Prag (1977)
- [3] Bauer, C. und R. Mann, Dissertation, AdW der DDR (1977)

Abb. 1

Nachweisgrenzen S_L für die Analyse von Oberflächenkontaminationen der Ordnungszahlen 16 bis 50 auf dicken Si-Substraten bei Beschuß mit 0.992-MeV-Protonen (normiert auf $\epsilon_d \cdot T = 1$, $\Omega/4\pi = 1$ und $q = 1 \mu C$).

4.24. UNTERSUCHUNG DER GITTERDEFORMATION IN PROTONENBESTRAHLTEN GaP UND ZnSiP₂ MIT HILFE DES PROTONENINDUZIERTEN KOSSSEL-EFFEKTES (erscheint in Phys. Lett. A (1977))

V. Geist, R. Flaggmeyer und G. Otto

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Beim Ionenbeschuß von Einkristallen können Änderungen der Gitterkonstante auftreten (z.B. [1]). Derartige Änderungen sind mit den bekannten ionometrischen Methoden (Kanalisierung/Blockierung) quantitativ nicht bestimmbar. Der protoneninduzierte Kossel-Effekt [2] hingegen hängt als Interferenzerscheinung direkt vom Netzebenenabstand ab.

Da der Protonenbeschuß von GaP und anderen VerbindungsHalbleitern für die gezielte Veränderung elektrischer und optischer Eigenschaften dieser Materialien von Interesse ist (z.B. [3]), versuchten wir, durch eine Reihe von aufeinanderfolgenden Kossel-Aufnahmen während des Beschusses mit 1-MeV-Protonen, die Abhängigkeit des Netzebenenabstandes von der Protonendosis "in situ" zu bestimmen. Die experimentelle Anordnung ist schematisch in Abb. 1 dargestellt. Um Aussagen über die Änderung des Netzebenenabstandes parallel und fest senkrecht zur Kristalloberfläche zu erhalten, wurden gleichzeitig zwei Kossel-Reflexe vom Typ $PK_{\alpha} - \{111\}$ registriert.

Die so gewonnenen Abhängigkeiten sind in Abb. 2 wiedergegeben. Eine mehrfache Unterbrechung der Bestrahlung des Kristalles während des Experimentes rief keine Änderung der in Abb. 2 gezeigten Kurven hervor, so daß eine mögliche

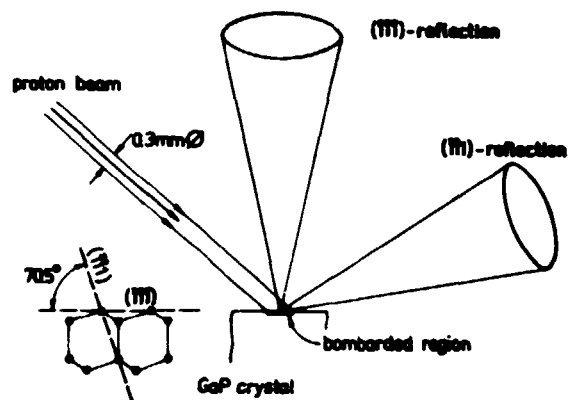


Abb. 1
Schematische Darstellung des Experimentes

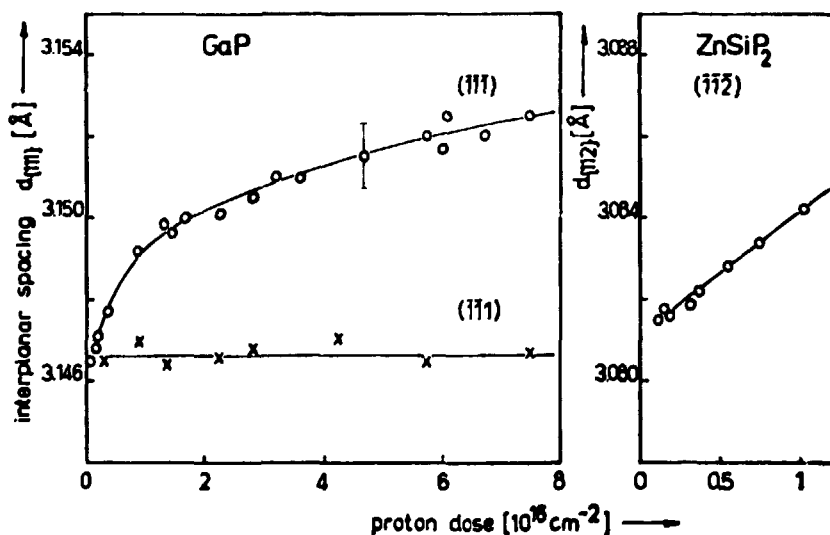


Abb. 2
Abhängigkeit des Netzebenenabstandes von der Protonendosis
($E_p = 1 \text{ MeV}$)

örtliche Aufheizung durch den Protonenstrahl vernachlässigt werden kann. Die beobachtete Änderung des Netzebenenabstandes stimmt größenordnungsmäßig mit den Ergebnissen von Röntgenmessungen an anderen protonenbestrahlten Materialien überein [4,5].

Die die Kossel-Reflexe erzeugenden Röntgenquanten stammen aus einer Tiefe von $1 - 2 \mu\text{m}$, während die Eindringtiefe der Protonen, d.h. das Maximum der "nuklearen" Strahlenschäden, für die gewählte Geometrie bei $6 \mu\text{m}$ liegt. Die gemessene Deformation des Gitters im oberflächennahen Bereich kann folglich ihre Ursache in einer Dichteänderung im Bereich des maximalen nuklearen Energieverlustes haben. Auch eine Defektwanderung zur Kristalloberfläche könnte eine Rolle spielen. Weiterhin wurde kürzlich von Deernaley ein Modell für Deplatzierungsprozesse in Halbleitereinkristallen vorgeschlagen, daß sowohl den nuklearen als auch einen elektronischen Mechanismus berücksichtigt [6].

L i t e r a t u r

- [1] Lecrosnier, D.P. et al., Appl. Phys. Lett. 30 (1977) 141
- [2] Geist, V. et al., Phys. stat. sol. (a) 40 (1977) 113
- [3] Spitzer, S.M. and J.C. North, J. Appl. Phys. 44 (1973) 214
- [4] Malliwell, M.A.G. et al., J. Phys. D10 (1977) L29
- [5] North, J.C. and R. Wolfe, Ion implantation in semiconductors and other materials, ed. B.L. Crowder, Plenum Press (1973) 505
- [6] Deernaley, G. and D.R. Jordan, Phys. Lett. 55A (1975) 201

4.25. DIFFERENTIELLER QUERSCHNITT FÜR DIE ELASTISCHE ION-ATOM-STREUUNG

K. Gärtner und K. Mehl

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Neuere Messungen [1] des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die elastische Einzelstreuung zeigen wesentliche Abweichungen von den theoretischen Berechnungen unter Annahme eines Thomas-Fermi-Ansatzes für die abschirmende Wirkung der Elektronenhüllen beider Stoßpartner. Für den Stoß eines leichten Ions können die in der $t^{1/2}$ -Abhängigkeit auftretenden Oszillationen der Streufunktion schon aus der Annahme eines Slater-Modells für die Elektronendichte des Targetatoms erklärt werden, wobei eine eindeutige Korrelation zwischen Dichtemaximum und Streufunktionsminimum festzustellen ist. Darüber hinausgehende Ab-

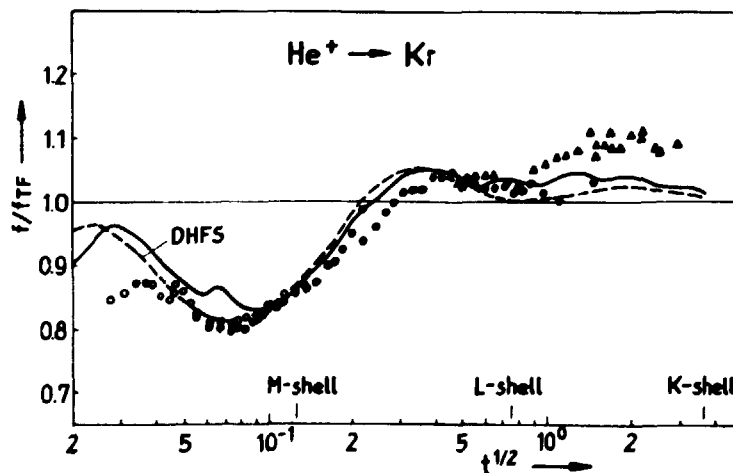


Abb. 1

Streufunktion $f(t^{1/2}) = t / (\pi a_{TF}^2) \frac{d\sigma}{dt^{1/2}} (t^{1/2} = \ell \sin \theta/2, \ell = a/b, b = Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2) / (M_2 E))$ für Abschirmung durch starre Elektronendichten (berechnet nach modifiziertem Slater'schen Atommodell von Clementi) für He^+ auf Kr, bezogen auf die entsprechenden Werte der Thomas-Fermi-Abschirmung.

Exp. Leftager [1]:

o 25 keV; • 50 keV; Δ 90 keV

--- Dirac-Wartree-Fock-Slater (DHFS)-Rechnungen, Aarhus

— diese Arbeit

weichungen lassen sich nicht durch ein verbessertes Modell für die Dichte erklären, wie sie die Dirac-Hartree-Fock-Slater-Berechnungen nach Loftager [1] darstellen. Wie Abb. 1 zeigt, sind sie vielmehr auf die zusätzlich abschirmende Wirkung der Elektronen des stoßenden Ions zurückzuführen. Dabei wurden sowohl der elektrostatische als auch der kinetische Anteil der interatomaren Wechselwirkung berücksichtigt. Die Abweichungen für kleine $t^{1/2}$ -Werte und darüber hinaus für schwere Projektile zeigen, daß die hier angenommene elektrostatische Wechselwirkung und die Berücksichtigung des Pauli-Prinzips durch eine Erhöhung der kinetischen Energie der Elektronen für zwei ansonsten sehr angenommene Ladungsverteilungen nicht mehr ausreicht. Hier müssen die Deformationen der Elektronenhüllen, z.B. im Rahmen eines Quasimolekülmodells in Betracht gezogen werden.

L i t e r a t u r

[1] Loftager, P., private Mitteilung

4.26. KANALISIERUNGSEXPERIMENTE AN UNTERSCHIEDLICH MAGNETISIERTEN NICKEL-EINKRISTALLEN

K. Haase und G. Otto

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

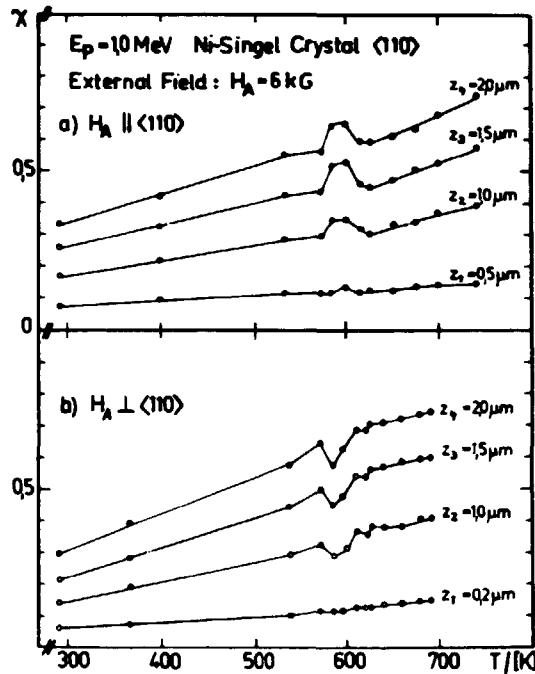
Frühere Untersuchungen an magnetisierbaren Einkristallen ergeben u.a., daß für Temperaturen unterhalb der Curie-Temperatur T_C die relative Minimaubeute $\chi(z_1, T)$ größer war als eine Extrapolation der Werte für $T > T_C$ ergeben hätte [1].

In Fortsetzung dieser Experimente wurde der Verlauf der normierten Minimaubeute in der Umgebung der Curie-Temperatur (Nickel: $T_C = 631$ K) sowohl im spontan magnetisierten Zustand als auch bei Aufmagnetisierung des Targets im äußeren Feld H_A genauer untersucht [2].

Ein technisch reiner Nickeleinkristall, der in Vorversuchen mehrfach über die Curie-Temperatur erhitzt worden war, wurde einem äußeren Magnetfeld $H_A = 6$ kG ausgesetzt, dessen Richtung parallel zur $\langle 110 \rangle$ -Richtung lag. Die Genauigkeit der Orientierung im Magnetfeld betrug ± 5 Grad. An diesem Kristall wurden dann Kanalisierungsexperimente mit Protonen der Energie $E_p = 1.0$ MeV in $\langle 110 \rangle$ -Richtung durchgeführt, wobei der Kristall aufheizt und in Temperaturgleichgewichtszuständen die Energieverteilung der Streuprotonen gemessen wurde. Der Fehler der absoluten Temperaturmessung betrug $\Delta T = \pm 10$ K.

Abbildung 1a zeigt das Ergebnis des Experimentes: Die normierte Minimaubeute $\chi(z_1, T)$ zeigt im Temperaturintervall $575 \text{ K} < T < 625 \text{ K}$ eine Anomalität. Ein analoges Verhalten wurde auch bei Experimenten an spontan magnetisierten Nickeltargets beobachtet.

Das Experiment wurde wiederholt, nachdem der Kristall eines äußeren Feld gleicher Stärke ausgesetzt worden war, das senkrecht zur untersuchten $\langle 110 \rangle$ -Richtung lag. In diesem Falle sinkt die normierte Minimaubeute im Temperaturintervall $585 \text{ K} < T < 615 \text{ K}$ anomal.



Die Ergebnisse konnten in einem mit $E_p = 0.5$ MeV durchgeführten Experiment, bei dem der Einkristall in umgekehrter Reihenfolge magnetisiert wurde, bestätigt werden. Als Ursache für die beobachtete anomale Temperatureabhängigkeit der normierten Minimausbeute werden magnetische Wechselwirkungsprozesse im magnetisierten Targeteinkristall oder magnetostruktiv bedingte Gitterdeformationen angenommen [3].

Abb. 1

Temperatureabhängigkeit der normierten Minimausbeute $\chi(z_1, T)$ für verschiedene Rückstretiefen z_1

Richtung des äußeren Magnetfeldes H_A parallel (a) bzw. senkrecht (b) zur $\langle 110 \rangle$ -Richtung des Nickeleinkristalles

L i t e r a t u r

- [1] Bauriegel, L. and G. Otto, phys. stat. sol. (a) 41 (1977) K193
- [2] Otto, G. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardebrunn (1977) (im Druck)
- [3] Söffge, F. et al., phys. stat. sol. (a) 42 (1977) 621

4.27. REALSTRUKTURANALYSE DONNER GaN-EPITAXIESCHICHTEN MITTELS RUTHERFORD-RÜCKSTREUUNG

(Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardebrunn (1977), im Druck; wird veröffentlicht in Kristall und Technik)

R. Flaggmeyer, Ch. Ehrlich, V. Geist und G. Otto
Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Perfektionsanalysen von GaN-Heteroepitaxieschichten unterschiedlicher Dicke auf Spinell- und Korundsubstrat mittels Rutherford-Rückstreuung [1] wurden mit der Untersuchung sehr dünner Schichten ($d_{\text{GaN}} = 0.5 \mu\text{m} \dots 1.5 \mu\text{m}$) auf (111)-Spinell fortgeführt. Inzidenzteilchen für die Kanalisierungsmessungen und die Aufnahme von Blockierungsbildern (mittels Film bzw. Festkörperspurdetektoren) waren H^+ - und Me^+ -Ionen der Energie (0.5...1.5) MeV vom 2-MeV-van-de-Graeff-Beschleuniger.

Die Auswertung der Rückstreuenspektren (Abb. 1) erfolgte nach drei verschiedenen Gesichtspunkten [2]:

- (a) Zur Bestimmung der Dicke der Epitaxieschichten und ihrer Homogenität wurden energetische Lage bzw. Steilheit des Abfalls der Ga-Ausbeutekurve im Randspektrum herangezogen. Für die Energie-Tiefen-Konvertierung benutzten wir experimentell bestimmte Bremsquerschnitte [3].

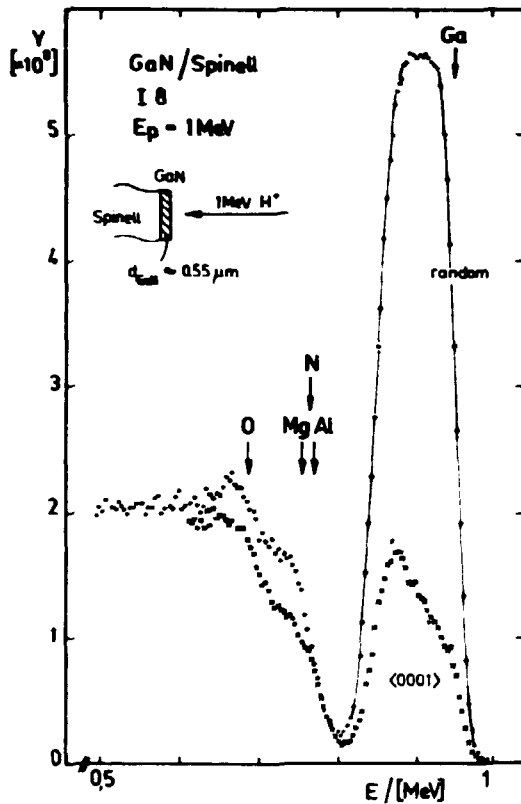


Abb. 1

Energiespektren der von einer GaN-Epitaxialschicht und (teilweise) dem Spinnell-Substrat rückgestreuten Protonen

tigt werden [5]. Daraus berechnete Breiten der Winkelverteilung der Kristallitorientierungen entsprachen den Resultaten von RHEED-Untersuchungen [6].

Kubische Stapelfehler in den $\{0001\}$ -Schichten als weiterer Defektyp ließen sich deutlich auf Blockierungsbildern nachweisen. Alpha- bzw. Protonogramme wurden auch zur Identifizierung von Zwillingen, sogenannten "double positioning"-Strukturen, zur Bestimmung der Orientierungsbeziehungen zwischen Substrat und Schicht sowie zur qualitativen Perfektionsbestimmung aller Proben bzw. verschiedener Oberflächenbereiche genutzt.

Als ein weiteres Ergebnis konnten für eine Serie von Proben im Anfangswachstum optimale Züchtungsparameter ermittelt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Flagmeyer, R. et al., Kristall und Technik 11 (1976) 303
- [2] Ehrlich, Ch., Diplomarbeit, KMU Leipzig (1977)
- [3] Flagmeyer, R. und V. Geist, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 125
- [4] Picraux, S.T., J. Appl. Phys. 44 (1973) 587
- [5] Ishiwara, M. and S. Furukawa, J. Appl. Phys. 47 (1976) 1686
- [6] Tempel, A., private Mitteilung

(b) Die aus den Aligned-Spektren berechneten Defektkonzentrationen als Funktion der Tiefe der Streuzentren zeigt generell eine Abnahme der Gitterdefekte mit zunehmendem Abstand von der Grenzschicht zur Oberfläche hin. Dieses Ergebnis entspricht früheren Messungen an Proben mit vorgegebenem Dickenprofil [1]. Analog fand u.a. Picreux eine mit wachsender Schichtdicke zunehmende Perfektion von Si-Epitaxieschichten auf Spinnell und Korund [4].

(c) Aus dem Verlauf der normierten Minimalausbeute $\chi(t)$ selbst konnten Hinweise auf die Natur der Kristallbaufehler erhalten werden: Die hohen Dekanaliserungen einerseits sind vornehmlich durch Versetzungen bedingt; typische Werte der Versetzungsdichte sind $N_d \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Die Vermutung, daß die hohen $\chi(0)$ -Werte andererseits durch Kristallitverklüppungen verursacht werden, konnte durch die Aufnahme voller Winkelverteilungen $\chi(\psi, t)$ bestä-

4.28. IONOMETRISCHE UNTERSUCHUNGEN DES THERMISCHEN VERHALTENS VON SCHICHTEN AUF GaAs

G. Götz, B. Gruska und F. Schmebe

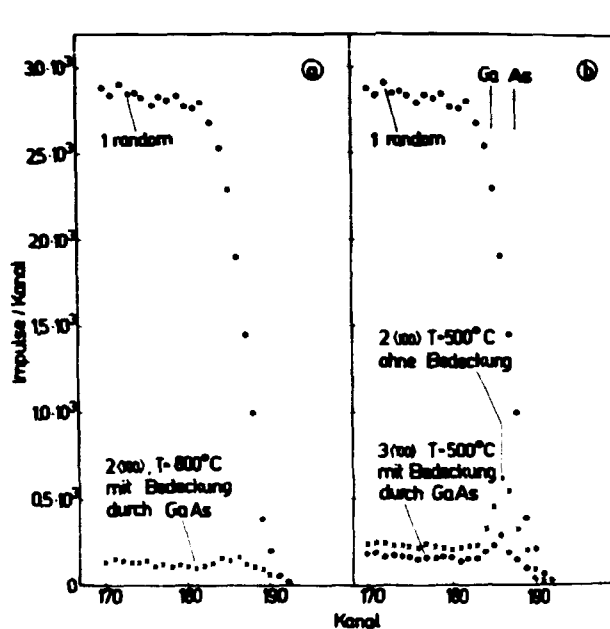
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die Ausheilung von Strahlenschäden in ionenimplantiertem GaAs erfordert Temperaturen bis über 800 °C. Bei Ausheiltemperaturen über 500 °C ist eine Beschichtung der GaAs-Kristalle notwendig, um den As-Verlust, der durch den hohen Dampfdruck dieser Komponente verursacht wird, zu verhindern. Für die Untersuchung von Strahlenschäden und die Lokalisierung von Fremdatomen nach Ausheilprozessen bei diesen Temperaturen sind solche Schichten am besten geeignet, die keine oder nur eine geringe Veränderung der Oberflächenstöchiometrie zeigen, bei denen die Ausdiffusion von Wirtgitteratomen und Dotanten verhindert wird und deren Komponenten nur geringfügig in das Wirtgitter diffundieren.

Mit ionometrischen Verfahren wurde das thermische Verhalten von Al-, SiO₂-, Nb-, Si₃N₄- und GaAs-Schichten auf Te-dotiertem GaAs untersucht. Die Messungen wurden nach Ausheilung im Temperaturbereich von 400 °C bis 800 °C durchgeführt. Die Si₃N₄-Schichten zeigten eine schlechte thermische Stabilität. Sie platzten bereits bei 600 °C teilweise ab. Al- und Nb-Schichten erwiesen sich als ungeeignet, da Gitteratome in die Schichten diffundieren. Bei Nb-Schichten bildeten sich bei der thermischen Behandlung chemische Verbindungen, die in Flußsäure unlöslich waren. SiO₂-Schichten besaßen eine sehr gute thermische Stabilität. Sie verhinderten aber nicht die Diffusion von Ga-Atomen aus der Grenzschicht SiO₂ - GaAs an die Oberfläche der SiO₂-Schicht [1,2]. Die Zahl der sich an der Oberfläche akkumulierenden Ga-Atome war temperaturabhängig. Die Ausdiffusion von Te-Atomen konnte nach einer Ausheilzeit von 15 min nicht festgestellt werden [2]. Ionometrische Untersuchungen an SiO₂-GaAs-Systemen nach Ausheilung und Schichtablösung mit Flußsäure zeigten eine erhöhte Dekanalisation infolge der Veränderung der GaAs-Oberfläche durch die ausdiffundierten Ga-Atome.

Die für ionometrische Untersuchungen besten Resultate wurden mit GaAs-Scheiben erzielt. Dazu wurden die GaAs-Proben mit den polierten Oberflächen aufeinandergelegt und während der Ausheilung zusätzlich belastet, um einen guten Oberflächenkontakt zu gewährleisten.

Abbildung 1 zeigt Ergebnisse ionometrischer Messungen mit 1.4-MeV-He⁺-Ionen an ausgeheilten GaAs-Proben. In Abb. 1a ist ein Random-Spektrum (1) und ein Spektrum nach kanalisiertem Einschuss in $\langle 100 \rangle$ -Richtung (2) dargestellt. Die GaAs-Probe wurde bei 800 °C unter N₂-Atmosphäre 15 min ausgeheilt und gleichzeitig mit einer zweiten GaAs-Scheibe bedeckt. Das Energiespektrum bei kanalisiertem Einschuss einer unbehandelten GaAs-Probe fällt mit Spektrum (2) zusammen und wurde deshalb nicht dargestellt. Aus dieser Übereinstimmung kann geschlossen werden, daß keine Veränderung der Oberflächenstöchiometrie bei dieser Beschichtungsart vorliegt. Abbildung 1b zeigt den Einfluß der Abdeckung mit GaAs bei Ausheiltemperaturen von 500 °C. Aus dem Vergleich der Spektren (2) und (3) folgt, daß ohne Abdeckung bereits bei 500 °C thermische Veränderungen in der Oberflächenschicht vor sich gehen. Aus der Lage des Oberflächenpeaks des Spektrums (2), im Vergleich zum Random-Spektrum (1), kann auf eine Störung der Oberfläche durch Ausdiffusion von As geschlossen werden. Das Abdecken der GaAs-Scheibe mit GaAs verhindert die thermische Dissoziation der Oberfläche und ge-



währleistet die ursprüngliche Kristallqualität (Kurve 3 in Abb. 1b). Der Oberflächenpeak wird um den Faktor 3 reduziert.

Abb. 1

Energiespektren an GaAs rückgestreuter He^+ -Ionen ($E_0 = 1.4 \text{ MeV}$, $2 \mu\text{C}$)

- a) Aushöhlung bei 800°C (15 min, N_2) mit GaAs-Abdeckung
- b) Aushöhlung bei 500°C (15 min, N_2) mit und ohne GaAs-Abdeckung

L i t e r a t u r

- [1] Haries, J.S. und J.W. Mayer, Appl. Phys. Lett. 21 (1972) 601
- [2] Morgan, D.V. und D.R. Wood, phys. stat. sol. (a) 23 (1974) 325

4.29. ZUR ORIENTIERUNG VON EINKRISTALLEN BEI IONOGRAFISCHEN EXPERIMENTEN

G. Schirmer

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Die Orientierung von Einkristallen für Ionenrückstreuexperimente nach [1] bereitet Schwierigkeiten, wenn der Ionenstrahl nicht in der Schwenkebene der φ -Achse ($0 - 360^\circ$) des Goniometers liegt. Der aus dem Polardiagramm [1,2] entnommene Azimutwinkel kann unter Umständen bis zu 90° falsch sein. Eine systematische Untersuchung dieses Problems wurde an Hand eines geometrischen Modells für Ionenstrahl, Kristallachse und Netzebenen durchgeführt. Die erhaltenen Beziehungen sind relativ unübersichtlich. Sie lassen sich jedoch in einer für die Praxis hinreichenden Näherung in Form einer gnomonischen Projektion einfach darstellen. Das Projektionszentrum ist dabei der Schnittpunkt von Ionenstrahl und Kristallachse, der mit dem Schnittpunkt der Goniometerachsen auf der Probenoberfläche zusammenfallen soll. Achsen stellen sich in dieser Projektionsebene als Punkte und Ebenen als Geraden dar. Zusammenfallen eines Punktes mit anderen Punkten oder Geraden bedeutet Parallelität. Bei Drehung um die Goniometerachse ψ beschreibt der Ionenstrahl eine Gerade, die durch den Projektionspunkt der φ -Achse geht (ψ -Ortekurve); bei Drehung um die φ -Achse beschreibt der Ionenstrahl einen Kreis, dessen Mittelpunkt näherungsweise mit dem Projektionspunkt der φ -Achse zusammenfällt und dessen Radius durch $A \tan \psi_I$ gegeben ist (A : Abstand Projektionszentrum - Projektionsebene, ψ_I : Winkel zwischen Ionenstrahl und φ -Achse des Goniometers bei der Orientierungsprozedur). Bei Dejustierung des Kollimator-Goniometer-Systems um den Winkel α (Winkel

zwischen Ionenstrahl und Schwenkebene der φ -Achse) spaltet die ϑ -Ortekurve in zwei Geraden auf, die von der Ortekurve im richtig justierten Fall den Abstand $\pm A \tan \alpha$ haben. Um die Kristallachse auf die ϑ -Ortekurve zu bringen, was ja Voraussetzung für eine erfolgreiche Orientierung ist, muß man jetzt die φ -Achse des Goniometers nicht um $\pi/2 - \varphi_k$, sondern um einen Winkel $\pm \Delta \varphi$ weiter drehen.

Näherungsweise gilt

$$\Delta \varphi \approx \left| \arcsin \frac{\tan \alpha}{\tan \vartheta_k} - \arcsin \frac{\tan \alpha}{\tan \vartheta_1} \right|$$

wenn der Ionenstrahl in der Ausgangsposition die Azimutlage $\pi/2$ hat (ϑ_k Fehlorientierungs- oder Misalignementwinkel).

Für $\alpha > \vartheta_k$ ist überhaupt keine Parallelstellung der Kristallachse zum Ionenstrahl möglich. Man kann über die angegebene Gleichung für $\alpha < \vartheta_k$ die Dejustierung α bestimmen, wenn man $\Delta \varphi$ durch Probieren ermittelt.

L i t e r a t u r

- [1] Andersen, I.U. et al., Nucl. Instrum. and Meth. **38** (1965) 210
- [2] Götz, G. und F. Schwabe, Wiss. Zeitschr. d. Friedrich-Schiller-Universität Jena **22** (1973) 1

4.30. AUSHEILVERMALTEN VON Ge-, As- UND In-IMPLANTIERTEM SILIZIUM NACH THERMISCHER BEHANDLUNG UND LASERBESCHUSS

(Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardtbrunn (1977), im Druck)

R. Grötzschel, R. Klabes, U. Kreißig, J. Rüdiger und M. Voelckow
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF
J. Krynicki und J. Suski
Institut für Kernforschung Świerk

In Fortsetzung der Zusammenarbeit mit dem IBJ Świerk bei der Untersuchung zur Laserausheilung ionenimplantierter Schichten [1] wurden in der vorliegenden Arbeit Siliziumscheiben, die mit Ge-, As- und In-Ionen implantiert waren, sowohl thermisch als auch durch Laserbeschuß ausgeheilt und der Ausheileffekt mittels der Rutherford-Rückstreuung untersucht.

Chemisch polierte, senkrecht zur $\langle 111 \rangle$ -Achse geschnittene Si-Scheiben ($10 - 40 \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$) wurden bei Raumtemperatur mit Dosen von 10^{15} cm^{-2} mit Ge^+ (60 keV), As^+ und In^+ (je 65 keV) implantiert. Zur Laserausheilung wurden Einzelimpulse eines Rubinlasers ($\lambda = 0.694 \mu\text{m}$) mit den folgenden Parametern benutzt: Impulslänge $\tau = 30 \text{ ns}$, Impulsenergie $E = 0.2 \text{ J}$, Flächenleistung 20 MW cm^{-2} .

In den Strahlengang zwischen Laser und Si-Scheibe wurden fokussierende Linsen sowie eine Mattglasscheibe zur gleichmäßigeren lateralen Verteilung der Laserenergie gebracht. Bei den Rückstreuemessungen konnte gleichzeitig mit dem Streulinsenschadenprofil die Tiefenverteilung der eingelagerten Fremdatome sowie ihre Lage bezüglich der $\langle 111 \rangle$ -Achse bestimmt werden. In allen untersuchten Proben (s. Abb. 1 und 2) war die Ausheilung durch Laserbeschuß besser als durch ther-

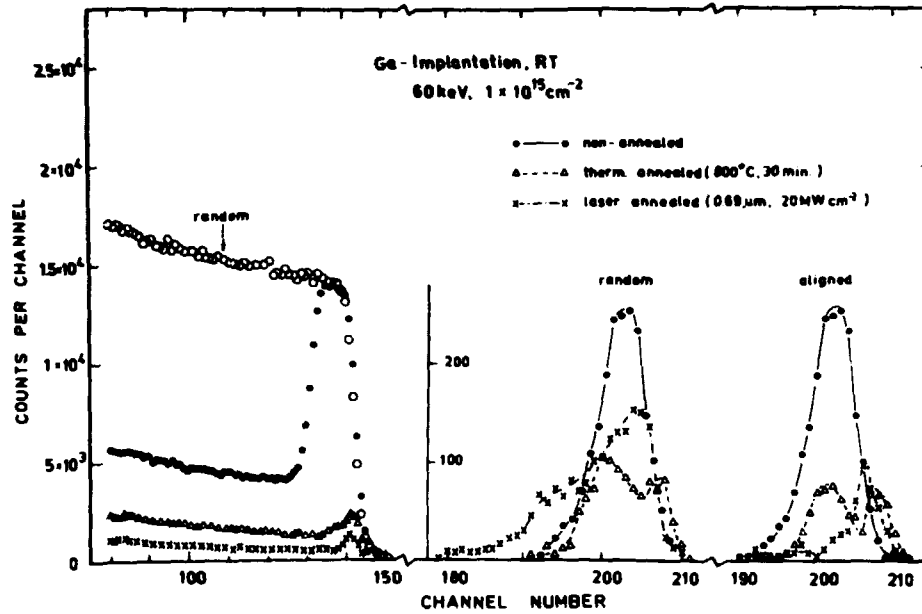


Abb. 1
Energiespektren von 1.2-MeV-⁴He-Ionen, rückgestreut an 60-keV-Ga⁺-implantiertem Silizium, thermisch und durch Laserbeschuß ausgeheilt

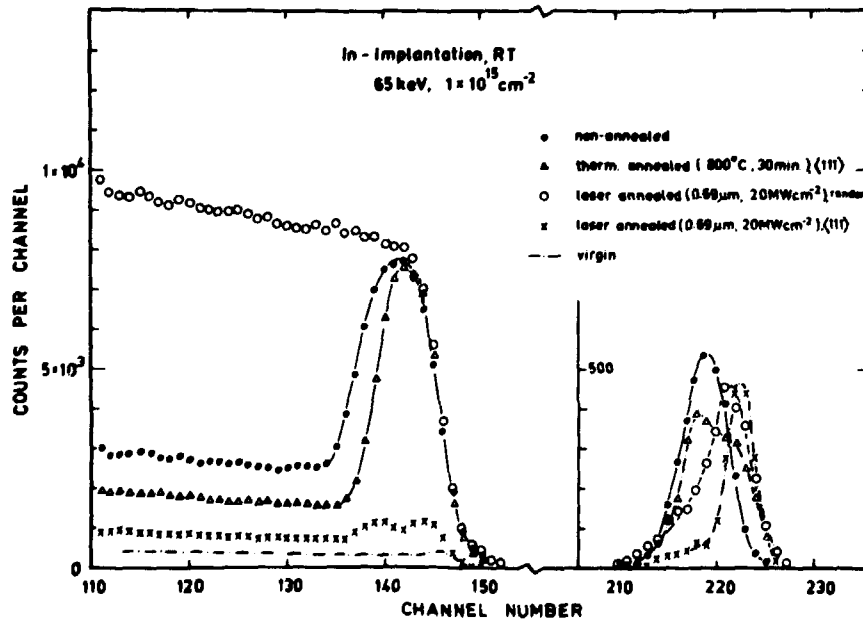


Abb. 2
Energiespektren von 1.2-MeV-⁴He-Ionen, rückgestreut an 65-keV-In⁺-implantiertem Silizium, thermisch und durch Laserbeschuß ausgeheilt

solche Behandlung bei 800 °C und einer Dauer von 30 Minuten. Allerdings tritt in allen Fällen unterschiedliches Diffusionsverhalten auf: Wie in Abb. 1 zu erkennen ist, diffundiert während der thermischen Behandlung ein Teil des Ge an die Oberfläche und wird hier ausgechieden. Bei Laserbeschuß hingegen driftet

ein großer Teil der Ge-Atome in das Grundmaterial und wird dort in Gitterplätze oder wenigstens in $\langle 111 \rangle$ -Reihen eingebaut, wie aus dem Vergleich random-aligned leicht zu erkennen ist. Ein ähnliches Verhalten wird bei As-implantierten Proben beobachtet, nur tritt in diesem Fall keine Ausdiffusion von As-Atomen auf.

Für die In-implantierten Proben zeigt sich (Abb. 2), daß sowohl bei thermischer als auch bei Laserausheilung Indiumatome an die Oberfläche diffundieren, wobei dieser Effekt bei Laserausheilung stärker ausgeprägt ist. Aber auch hier wird ein größerer Teil der Fremdatome bei Laserbeschuß in das Gitter entlang der $\langle 111 \rangle$ -Reihen eingebaut.

Die Ergebnisse weisen darauf hin, daß bei der Laserausheilung von Ionenimplantierten Siliziumscheiben Temperaturen auftreten, die die Schmelztemperatur des Siliziums überschreiten. Das wird auch von theoretischen Abschätzungen von Heinig et al. [2] (vgl. Bericht 4.32.) bestätigt. Auch die große Diffusion könnte mit einem Schmelzen der Oberflächenschicht erklärt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Grötzschel, R. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 129
- [2] Heinig, K.-M. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardtbrunn (1977), (im Druck)

4.31. AUSHEILVERHALTEN VON ^{11}B -IMPLANTIERTEM SILIZIUM NACH LASERBESTRAHLUNG (Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardtbrunn (1977), im Druck)

R. Grötzschel, R. Klabes, U. Kreißig, J. Rüdiger, A. Schmidt und
M. Voelekow

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Aus früheren Publikationen [1-4] ist bekannt, daß die Ausheilung von Strahlenschäden durch Laserbeschuß gegenüber der thermischen Ausheilung einige Vorteile bietet. Genannt sei hier die Möglichkeit, eine reproduzierbare und lokal begrenzte Ausheilung ohne Erwärmung des gesamten Materials durchführen zu können.

In der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen zur Laserausheilung von ^{11}B -implantierten, in $\langle 111 \rangle$ -Richtung geschnittenen Si-Scheiben mit Hilfe der Rutherford-Rückstreuung durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden die Si-Scheiben bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs mit $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ Borionen mit Energien von 30 und 60 keV implantiert. Die Ausheilung erfolgte mit Einzelimpulsen eines Rubinlasers ($\lambda = 0.69 \mu\text{m}$) sowie eines Neodymlasers ($\lambda = 1.06 \mu\text{m}$) bei verschiedenen Leistungsdichten. Die charakteristische Impulslänge betrug 30 ns. Zur Registrierung der gestreuten Teilchen unter einem Winkel von 150° zur Strahlachse dienten OB-Detektoren mit einer Auflösung von 16 keV.

In Abb. 1 ist das Ausheilverhalten der mit 30-keV- $^{11}\text{B}^+$ -implantierten Scheiben dargestellt. Das Aligned-Spektrum der nichtausgeheilten Probe erreicht im Bereich der Strahlenschädigung die Random-Höhe, was einer vollständigen Amorphisierung entspricht. Für die kleinste verwendete Laserenergie (4.4 MW cm^{-2}) wurde nur ein geringer Ausheileffekt erzielt. Für steigende Laserleistungen wird die Ausheilung besser, und schließlich kann bei 26.5 MW cm^{-2} kein Unterschied mehr

zwischen der implantierten, ausgeheilten und der nichtimplantierten Probe wahrgenommen werden. Allerdings kommt es bei Laserenergien ab etwa 50 MW cm^{-2} zu einer Zerstörung der Siliziumoberfläche durch Verdampfen des Substratmaterials.

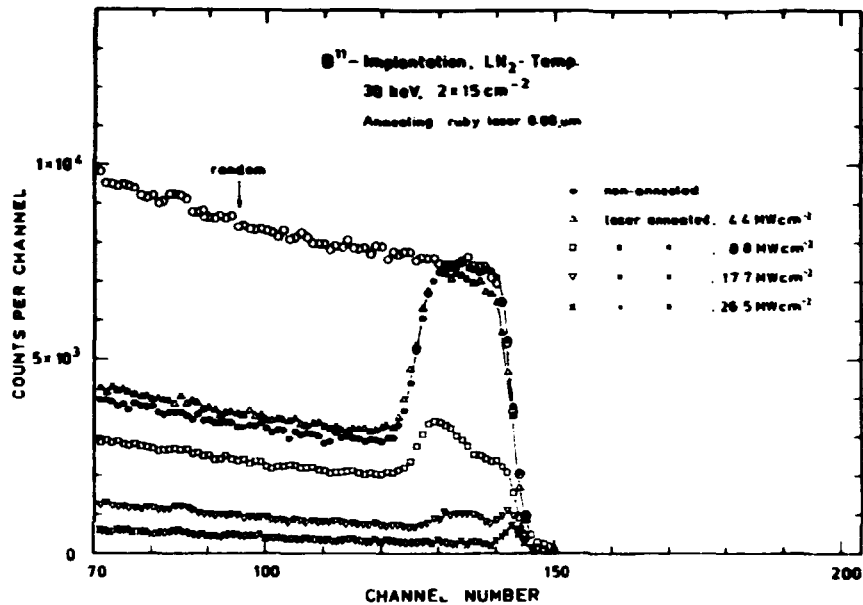


Abb. 1

Energiespektren von 1,2-MeV- $^4\text{He}^+$ -Ionen, rückgestreut an 30-keV- $^{11}\text{B}^+$ -implantiertem Silizium, ausgeheilt bei verschiedenen Leistungsdichten eines Rubinlasers

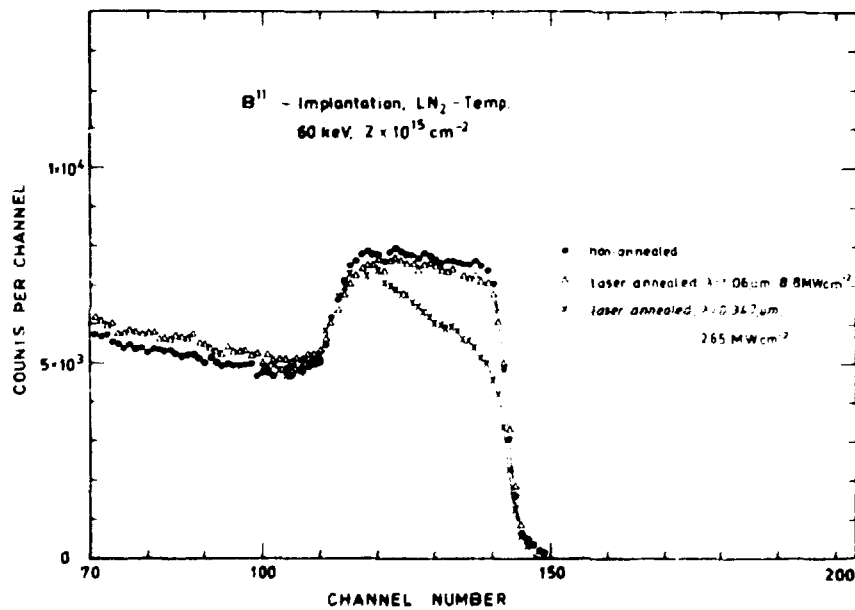


Abb. 2

Energiespektren von 1,2-MeV- $^4\text{He}^+$ -Ionen, rückgestreut an 60-keV- $^{11}\text{B}^+$ -implantiertem Si, ausgeheilt bei verschiedenen Laserwellenlängen

Bei Implantation mit 60 keV $^{11}\text{B}^+$ ist das Ausheilverhalten bei gleichen Laserparametern nicht so gut. Die dickeren amorphisierten Schichten gestatten es nicht, durch einfachen Laserbeschuß eine annähernd gleiche Ausheilung wie im obengenannten Fall zu erreichen. Der Beschuß einer mit 60-keV- $^{11}\text{B}^+$ -implantierten Scheibe mit einem Impuls der 2. Harmonischen des Rubinlasers ($\lambda = 0.347 \mu\text{m}$) mit nur 2.65 MW cm^{-2} führt im Rückstreupektrum zu einer deutlich niedrigeren Ausbeute in der Oberfläche, während mit zunehmender Tiefe noch vollständige Amorphisierung ausgewiesen wird (Abb. 2). Die Laserenergie wird hier in einer dünneren Schicht an der Oberfläche absorbiert [4] (vgl. Bericht 4.32.).

Die Rekristallisation, die ohne Information vom ungestörten Kristallaufbau des Grundmaterials geschieht, führt wahrscheinlich zu einer polykristallinen Struktur.

L i t e r a t u r

- [1] Chaibullin, I.B. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Budapest (1975) 119
- [2] Grötzel, R. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 129
- [3] Schtyrkow, E.I. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Budapest (1975) 247
- [4] Heinig, K.-H. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardebrunn (1977), (im Druck)

4.32. ERKLÄRUNG DER LASERAUSHEILUNG DURCH KURZES AUFSCHMELZEN DER IONENIMPLANTIERTE SCHICHT

(Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardebrunn (1977) im Druck)

K.-H. Heinig, H. Wöittennek und H.-U. Jäger

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Strahlenschäden ionenimplantierter amorphisierter Siliziumschichten lassen sich unter geeigneten Bedingungen durch kurze Laserbestrahlung besser ausheilen als durch thermische Behandlung (siehe z.B. [1] und Berichte 4.30 und 4.31.). Obwohl seit einigen Jahren die Laserausheilung von mehreren Gruppen experimentell untersucht wird [2,3,4,5], existierte bisher keine Theorie, welche widerspruchsfrei alle experimentellen Ergebnisse erklärt.

Die Experimente zeigen, daß ein Ausheileffekt erst oberhalb einer kritischen Leistungsdichte des Strahlungsfeldes gefunden wird. Wir haben für alle verfügbaren Experimente die Leistungsdichte I über der Impulszeit t_p aufgetragen und gefunden, daß für die kritische Leistungsdichte

$$I_{cr} > \frac{T_m \cdot c \cdot \rho \cdot \sqrt{\kappa \pi}}{2(1-R) \sqrt{t_p}} \quad (1)$$

gilt (siehe Abb. 1). Hier sind T_m , c , ρ , R , und κ die Schmelztemperatur, die spezifische Wärme, die Dichte, der Reflexionskoeffizient bzw. die (Hochtemperatur-) Wärmeleitfähigkeit von Silizium. Formel (1) kann man aus der inhomogenen Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = A(x,t) \quad (2)$$

erhalten. Unter der Annahme eines Rechteck-Laserimpulses und eines unendlichen Absorptionskoeffizienten findet man für die Oberflächentemperatur

$$T(x=0,t) = 2I\sqrt{t}(1-R)/c\rho\sqrt{\pi\kappa}$$

Diese Lösung stellt eine optimistische Abschätzung für die Oberflächentemperatur dar. Wenn man voraussetzt, daß zum Ausheilen der Strahlungsschäden ein Aufschmelzen einer dünnen Oberflächenschicht erforderlich ist, folgt für I_{cr} die Ungleichung (1). Die gute Übereinstimmung dieser Abschätzung für I_{cr} mit den vorhandenen Experimenten ist ein wichtiger Hinweis darauf, daß die Laserausheilung im wesentlichen als thermischer Effekt verstanden werden kann.

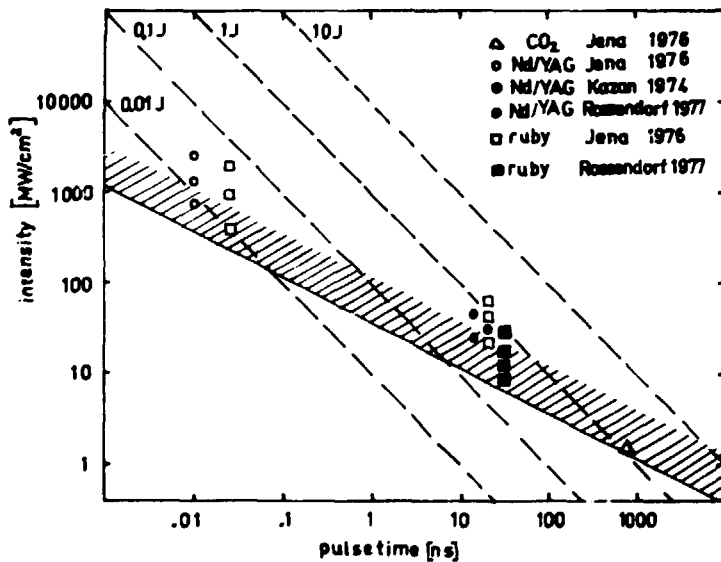


Abb. 1

Die Strahlungsleistungsdichte verschiedener Laserausheilexperimente ist über der Laserimpulsdauer aufgetragen. Im schraffierten Gebiet liegen die experimentell gefundenen kritischen Leistungsdichten, welche für einen Ausheileneffekt notwendig sind. Die untere Kante dieses Gebietes (durchgezogene Linie) erhält man aus der Ungleichung (1) unter Verwendung des Gleichheitszeichens.

Wir führten deshalb mit der "Methode endlicher Elemente" [6] umfangreiche Computerrechnungen zur laserinduzierten Aufheizung durch, wobei wir mit orts-, temperatur- und wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten, temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeiten und spezifischen Wärmen sowie mit latenten Wärmen rechneten. Ein typisches Ergebnis zeigt Abb. 2. Unsere Rechnungen ergaben, daß bei den durchgeführten Laserausheilexperimenten eine dünne Oberflächenschicht schmilzt. Hieraus schließen wir auf folgenden Mechanismus der Laserausheilung (siehe Abb. 3): Durch Laserbestrahlung schmilzt eine Schicht auf, die stärker als die implantierte Schicht ist. Die geschmolzene Phase hat sehr große Diffusionskonstanten, so daß selbst während der kurzen Schmelzzeit (≤ 100 ns für einen 25-ns-Puls) eine starke Diffusion stattfindet. Der Wärmeinhalt der geschmolzenen Schicht wird durch Wärmeleitung in Grundmaterial abgeführt, wobei eine monokristalline Rekristallisation auf der einkristallinen Unterlage stattfindet. Das Verhältnis der freien Enthalpie der Lösung zu der des reinen Siliziums bestimmt dabei die Wahrscheinlichkeit, mit der die Fremdatome in das Gitter

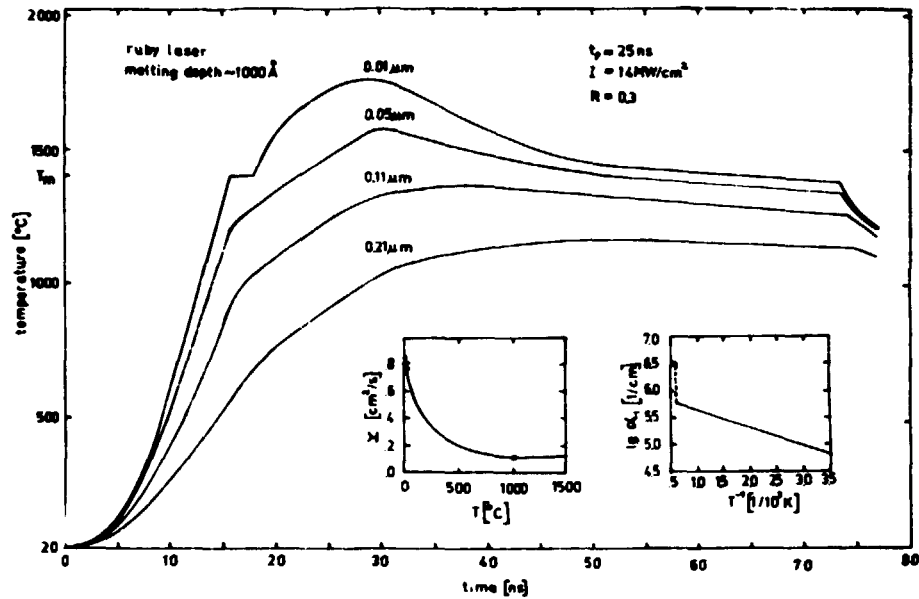


Abb. 2

Typische Zeitabhängigkeit der Temperatur einer ionenimplantierten Schicht bei Laserbeschuss (Nanosekundenimpuls) für verschiedene Tiefen unter der Oberfläche

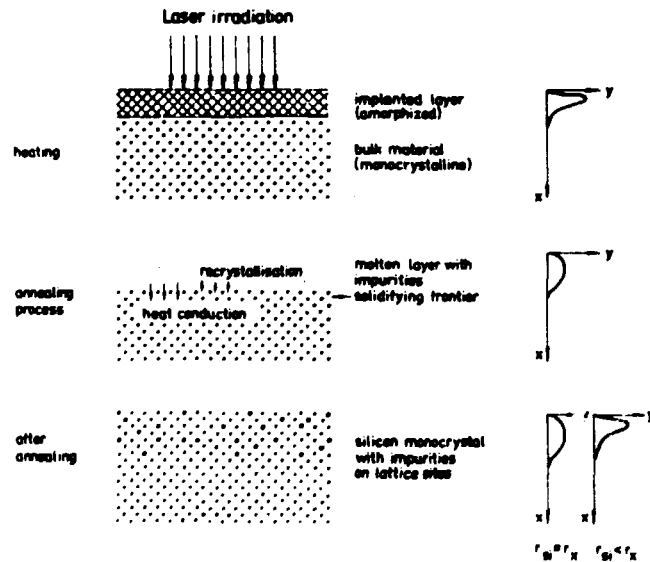


Abb. 3

Schema der Laserausheilung

eingebeut werden. Deshalb wird z.B. das Implantationsprofil von As bei der Laserausheilung lediglich durch Diffusion verbreitert (Atomradius $r_{Si} \approx r_{As}$), wegen des In-Profil zur Oberfläche verschoben wird ($r_{Si} < r_{In}$) [1].

Unsere Theorie der Laserausheilung erklärt auch alle weiteren experimentellen Ergebnisse in einer konsistenten Art. Außerdem werden Effekte vorhergesagt, die noch experimentell geprüft werden müssen [7].

L i t e r a t u r

- [1] Krynicki, J. et al., Phys. Lett. 61A (1977) 181
- [2] Chaibullin, S.M. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Budapest (1975) 212
- [3] Gerasimenko, N.N. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Budapest (1975) 263
- [4] Shtyrkov, E.I. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Budapest (1975) 247
- [5] Geiler, H.-D. et al., phys. stat. sol. (a) 41 (1977) K171
- [6] Schwarzott, W., Forsch. Ing.-Wes. 38 (1972) 165
- [7] Heinig, K.-H. und H. Woittennek, wird veröffentlicht

4.33. ZUR STRAHLENSCHADENVERTEILUNG IM SILIZIUM NACH IMPLANTATION VON BOR DURCH OBERFLÄCHENSCHICHTEN

(Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinherdsbrunn (1977) im Druck)

R. Grötzschel, R. Klabes, U. Kreißig, J. Rüdiger und M. Voelskow
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Der Einfluß der Rückstoßimplantation auf die Strahlenschäden in Silizium nach Implantation durch verschiedene Deckschichten wurde untersucht. Dazu wurde die Strahlenschadenverteilung nach der Implantation von 30-keV-Borionen durch eine 200 Å dicke Kohlenstoffschicht auf Silizium mittels Rückstreuung und Kanalisierung von 1.0-MeV-He-Ionen bestimmt. Die Implantation erfolgte bei Raumtemperatur mit der Dosis $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ bzw. $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ und bei LN_2 -Temperatur mit $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

Abbildung 1 zeigt die in $\langle 111 \rangle$ -Richtung gemessenen Rückstreu-spektren. Die Implantation bei LN_2 -Temperatur führt zur vollständigen Amorphisierung bis zu einer Tiefe von 1700 Å. Im Falle der RT-Implantation sind deutlich zwei Schadenpeaks erkennbar, die durch ein Gebiet relativ geringer Störungen getrennt sind. Es wird angenommen, daß die hohe Beweglichkeit von Punktdefekten bei RT zu einer teilweisen Ausheilung und Umordnung der Defekte während der Implantation führt. Dieser Prozeß findet vor allem im oberflächennahen Bereich statt, wo ein wesentlicher Teil der Ionenenergie durch elektronische Bremsung (z.B. Ionisation) abgegeben wird. Daraus resultiert die Verschiebung des experimentell bestimmten Schadenpeaks bis in eine Tiefe von ca. 1600 Å gegenüber der berechneten Tiefe von 1000 Å [1].

Der hohe Strahlenschaden in der Nähe der Oberfläche wird auf rückstoßimplantierte Kohlenstoffatome zurückgeführt, die eine Ausheilung bei RT verhindern. Auf den möglichen Einfluß rückstoßimplantierter Sauerstoffatome auf das Ausheilverhalten in Oberflächennähe nach der Implantation durch SiO_2 -Schichten wurde bereits von Chu et al. [2] hingewiesen.

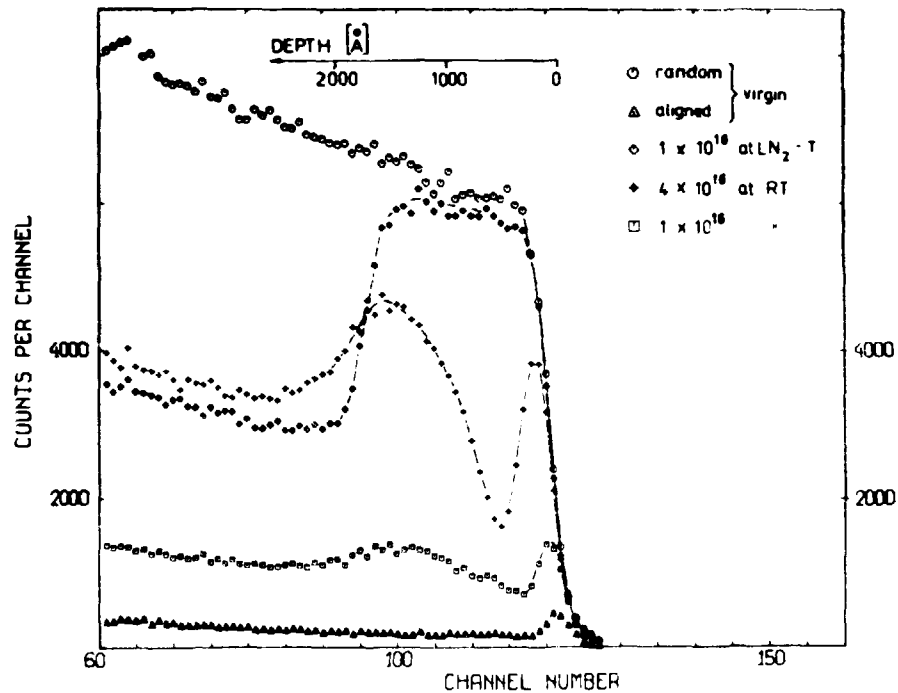


Abb. 1

Rückstreuenspektren von $\langle 111 \rangle$ -orientierten Si-Scheiben, implantiert mit 30-keV-Bor durch 200 Å dicke Kohlenstoffschichten

L i t e r a t u r

- [1] Sigmond, P. and J.B. Sanders, Proc. Int. Conf. on Appl. of Ion Beams to Semiconductor Technology, Grenoble (1967)
- [2] Chu, W.K. et al., Appl. Phys. Lett. 25 (1974) 297

4.34. GRUNDLAGENUNTERSUCHUNGEN ZUR IONENINDUZIERTEN EMISSION AUS FESTKÖRPER-OBERFLÄCHEN

H. Düsterhöft

Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik

Das Forschungsthema "Ioneninduzierte Emission" umfaßt Grundlagenuntersuchungen zur

- Emission positiver Sekundärionen und zur
- Emission von Neutralteilchen

beim Beschuß mit Edelgasionen im mittleren Energiebereich [1]. Hinzu kommt die spezielle Untersuchung der Elemente W, Re und Th sowie des Systems WTh im Rahmen eines Vertragsforschungsthemes mit dem Kombinat NARVA (BGW). Dabei soll sowohl die Anwendbarkeit der Sekundärionenmassenspektrometrie (SIMS) als auch der Elektronenstrahl-Mikrosonde für die Analyse dieser Stoffsysteme untersucht werden.

Für die Untersuchung der positiven Sekundärionenemission (SIMS) steht eine in [2] beschriebene Anordnung zur Verfügung. Die Neutralteilchenemission wird mit der thermoelektrischen und der Schwingquarzmethode erfaßt [3,4].

Weiterhin steht für ergänzende Untersuchungen der Zusammensetzung der Proben sowie der Topographie zerstäubter Oberflächen ein Sekundär-Elektronen-Quantometer (SEMQ) von ARL zur Verfügung.

Die Untersuchungen der Neutralteilchenemission haben zu Ergebnissen für die Winkelverteilung des Energieemissionskoeffizienten γ (sputtering efficiency) und der relativen Zerstäubungsausbeute S_{rel} für die Elemente Pb, Ag, Al, Nb und die Beschußionen Ar^+ , Kr^+ , Ne^+ geführt [3,4,5,6].

An ausgewählten Systemen (Ag, Pb mit Ar^+ -Ionen) wurden γ - und S_{rel} -Winkelabhängigkeiten außerhalb der Beschußebene gemessen. Daraus wurde die räumliche Verteilung ermittelt [4,5].

Die Messungen zur positiven Sekundärionenemission haben für die Abhängigkeit der Sekundärionenausbeute S^+ und ihrer Energieverteilung vom Sauerstoffpartialdruck p_{O_2} für eine Reihe von Ion-Target-Kombinationen zu Ergebnissen geführt [7,8,9], die bei der Vervollkommenung der Modellvorstellungen zur Kinetik der Emission und den theoretischen Ansätzen von Bedeutung sind [10].

Die Bestimmung der Sekundärionenausbeute S^+ von W, Re und Th beim Beschuß mit He^+ , Ne^+ , Ar^+ , Kr^+ und Xe^+ erweitern die Kenntnisse zur Z_1 - und Z_2 -Abhängigkeit von S^+ und bestätigen die bisherigen Ergebnisse.

Die SIMS-Analysen des Systems WTh bei verschiedenen Th-Konzentrationen zeigen, daß diese Methode eine hohe Nachweisempfindlichkeit von Th in W ermöglicht.

Die Anwendung des SEMQ zur Ergänzung dieser Analyse zeigt die Grenzen der Nachweisempfindlichkeit der Methode.

Elektronenmikroskopische Untersuchungen der Topographie von Oberflächen verschiedener Proben nach Beschuß mit Ar^+ -Ionen haben unterschiedliches Verhalten z.B. der Elemente Si, Al, Ni, Cu, Pt ergeben [10]. Diese Ergebnisse sind in Zusammenhang mit der Analyse von Tiefenverteilungen von Bedeutung und werden für das WTh-System weitergeführt.

L i t e r a t u r

- [1] Düsterhöft, H., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 114
- [2] Düsterhöft, H. et al., Exp. Techn. Phys. 25 (1977) 117
- [3] Hildebrandt, D. and R. Manne, Radiation effects 31 (1977) 153
- [4] Hildebrandt, D., Dissertation A, Humboldt-Universität zu Berlin (1977)
- [5] Kröher, M., Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin (1977)
- [6] Hildebrandt, D. and R. Manne, phys. stat. sol. (a) 38 (1976) K155
- [7] Zimmer, R., Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin (1977)
- [8] Nau, R., Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin (1977)
- [9] Düsterhöft, H. and A. Ihlenfeld, phys. stat. sol. (a) 39 (1977) K147
- [10] Düsterhöft, H., Dissertation B, Humboldt-Universität zu Berlin (1977)

4.35. UNTERSUCHUNGEN MIT DER IONENSTRAHL-MIKROANALYSE (JAHRESÜBERSICHT)

F.K. Muehring, A. Schmidt, H. Syhre und A. Zetzsche
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die SIMS-Anlage des ZfW Dresden, ein Ion-Mikro-Mass-Analyseer (IMMA) der Fa. ARL (USA) wird im Rahmen einer vertraglichen Regelung auch vom ZfK, insbesondere für Probleme der Ionenimplantation, genutzt.

Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag bei der Bestimmung von Lateral- und Tiefenprofilen nach Implantation und nachfolgender Diffusion in Silizium.

Für Bor-Tiefenprofile konnte eine gute Übereinstimmung mit berechneten Konzentrationsprofilen erreicht werden [1].

Bei Phosphor-Implantation wurde die laterale Verschiebung der Implantationsgrenzen nach Temperbehandlung untersucht.

Zur Analyse von Oberflächenbarrieren (Schottky-Kontakt) bei Au-Si-Strukturen wurden Tiefenprofilmessungen durchgeführt, woraus der Schichtaufbau bestimmt werden konnte [2]. Es wurden Hinweise zum Auftreten bestimmter chemischer Verbindungen erhalten.

Die Kontaminationsschichten von Kohlenstoff nach der Ionenimplantation wurden gleichfalls über Tiefenprofilmessungen untersucht (siehe Bericht 4.37.). Die Aufnahme solcher Konzentrationsprofile ist über die Rechnersteuerung des IMMA für maximal 20 Ionenmassen gleichzeitig möglich.

Erstreckt sich der zu untersuchende Tiefenbereich weiter als $1\text{ }\mu\text{m}$, wie z.B. nach Hochtemperaturbehandlungen, ist der Einsatz von Schräggeschliffen vorteilhaft. Die Tiefenverteilung wird dann als laterales Konzentrationsprofil wiedergegeben [1,2].

Bei MOS-Strukturen wurden auf Grund nachgewiesener Inhomogenitäten Hinweise zur Verbesserung der Technologie gegeben [2].

Für das Aufputtern von SiO_2 sowie das Abscheiden von Polysilizium auf Si-Substrate wurden technologisch bedingte Verunreinigungen untersucht.

Weitere Analysen wurden an geeinten UO_2 -Pellets sowie zur Ionenimplantation in Metallen durchgeführt.

In Zusammenarbeit aller Gerätemutzer wurden methodische Untersuchungen zur genauen Gerätespezifikation durchgeführt. Schwerpunkt bildete dabei die Verbesserung des lateralen Auflösungsvermögens durch Anwendung eines feinfokussierten Ionenstrahls bekannten Strahlprofile (Durchmesser 3 bis $5\text{ }\mu\text{m}$) und anschließender Entfaltung der Meßprofile (siehe Bericht 4.36.). Weitere Arbeiten befaßten sich mit der effektiven Rechnersteuerung des Gerätes und der Verbesserung der Magnetfeldstabilität.

L i t e r a t u r

[1] Panknin, D. et al., wird veröffentlicht

[2] Muehring, F.K. et al., wird veröffentlicht, 4. Tagung Mikrosonde 26. - 28. 1. 1978 Dresden

4.36. UNTERSUCHUNG DER PHASENGRENZEN IN EINEM Cu-Fe-SYSTEM MITTELS IONENSONDEN-MIKROANALYSE

(XX. Colloquium Spectroscopium Internationale, Prag (1977), Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardebrunn (1977) in Druck)

M. Bitterlich, M. Mai, U. Seidenkrenz und R. Voigtmann

Zentralinstitut für Festkörperphysik und Werkstoffforschung Dresden

B. Koch

Institut für Mikroelektronik Dresden

F.K. Naehring und H. Syhre

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Für das Verständnis des physikalischen und chemischen Verhaltens polykristalliner Materialien ist die Analyse von Phasen- und Korngrenzen nötig. Um die Elementverteilungen innerhalb solcher kleiner Bereiche nachweisen zu können, ist ein Maximum an Empfindlichkeit und räumlichem Auflösungsvermögen erforderlich.

Das verwendete Cu-Fe-System ist für die experimentelle Untersuchung gut geeignet, weil die Dicke der Elementausscheidungen längs der Phasengrenzen zwischen 1 und 5 μm beträgt. Die ausgeschiedenen Elemente wurden mittels Elektronen- und Ionensondenmikroanalyse nachgewiesen. Die Ergebnisse erlauben einen Vergleich der analytischen Möglichkeiten beider Methoden für solche Untersuchungen. Um die laterale Auflösung der quer zur Phasengrenze gemessenen Ionensonden-Intensitätsprofile zu steigern, wurden die gemessenen Profile mit rechnerischer Entfaltung korrigiert.

4.37. UNTERSUCHUNGEN ZUR KOHLENSTOFF-KONTAMINATION BEI DER IONENIMPLANTATION

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

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Beim Ionenbeschuss in Vakuumanlagen mit kohlenwasserstoffhaltigem Restgas entsteht eine kohlenstoffhaltige Schicht auf der Targetoberfläche. Nachdem die Abhängigkeit der Wachstumsgegeschwindigkeit von den Implantations- und Vakuumbedingungen [1] sowie der Einfluß der Kontamination auf elektrische Eigenschaften des Targets [2] erfaßt worden waren, wurden nun Untersuchungen zur Struktur der Kontaminationsschicht angestellt [3,4].

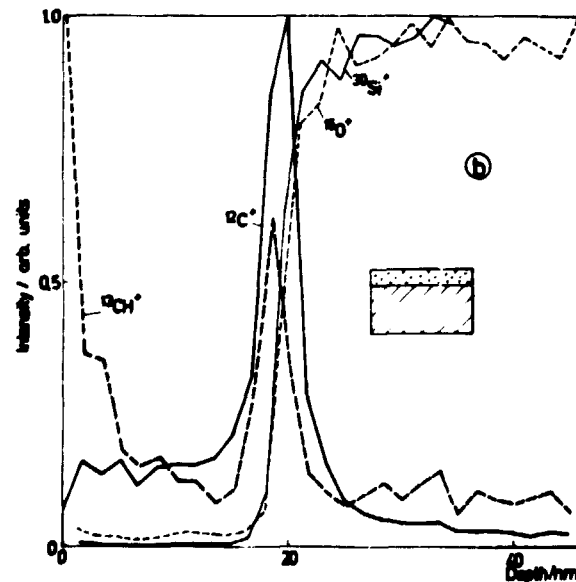
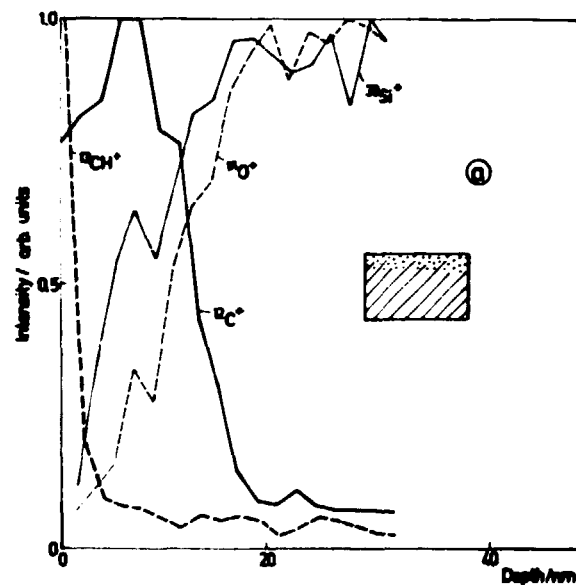
Analog zu [5] wurden für einige typische Fälle die Koeffizienten für die Rückstoßimplantation von Kohlenstoff in Silizium abgeschätzt, die angeben, wieviele Atome der Kontaminationsschicht pro eingeschossenem Ion ins Silizium-Targetmaterial gestoßen werden. Wie Tab. 1 zeigt, sind die Rückstoßkoeffizienten in der Größenordnung 1. Wenn man berücksichtigt, daß pro Ion etwa ein Kohlenstoffatom auf der Targetoberfläche fixiert wird, dieses mit mehr oder weniger Sicherheit ins Targetmaterial rückstoßimplantiert wird, Targetatome aber auch in die Kontaminationsschicht rückgesputtert werden, so folgt daraus eine mehr oder weniger vollständige Durchmischung zwischen Kontaminationsschicht und Targetmaterial. Dieser kontinuierliche Übergang wurde mit der Sekundärionenmassenspektrometrie-Tiefenprofilanalyse nachgewiesen, wie Abb. 1 zeigt.

Tabelle 1

Berechnete Rückstoßkoeffizienten für zwei Werte der Ionenenergie E und zwei Werte der Schwellenenergie E_d , die zur Überwindung der Phasengrenze zwischen Kontaminationsschicht und Silizium aufgewendet werden muß [3]

Ion	Recoil coefficient			
	E _d [eV] 13		25	
	E [keV] 15	30	15	30
¹⁴ N ⁺	0,4	0.4	0.2	0.2
³¹ P ⁺	1.9	1.5	1.0	0.8
⁶³ Cu ⁺	3.4	3.7	1.8	1.9

Es ist eine implantierte und somit kontaminierte Schicht (Abb. 1a) mit einer aufgedampften Kohlenstoffschicht (Abb. 1b) verglichen worden. Während bei der ersten Probe die Kontaminationsschicht kontinuierlich ins Silizium-Basismaterial übergeht, ist an der zweiten eine scharfe Phasengrenze zu beobachten.



Literatur

- [1] Naehering, F.K. et al., Proc. Int. Conf. on the Equipment for Ion Beam Applications to Materials, Smolenice (CSSR) (1975) 87
- [2] Naehering, F.K. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Budapest (1975) 614
- [3] Naehering, F.K. et al., phys. stat. sol. (a) 44 (1977), (im Druck)
- [4] Naehering, F.K. and H. Syhre, Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardtbrunn (1977), (im Druck)
- [5] Grötzel, R. et al., Radiation effects, wird veröffentlicht

Abb. 1

Tiefenprofile von einer bei der Ionenimplantation entstandenen Kontaminationsschicht (a) und einer aufgedampften Kohlenstoffschicht (b) auf Silizium, nach [4]. In die Abbildung sind die schematischen Querschnitte der entsprechenden Proben eingefügt.

4.38. DER EINFLUSS DER SiO_2 -SCHICHTEN AUF DIE PROFILE IN PHOSPHORIMPLANTIERTEM UND AUSGEHEILTEM SILIZIUM

D. Panknin

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

R. Roß und G. Mende

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KC

Bei der Anwendung der Ionenimplantation wird oft durch eine dünne Oxidschicht implantiert, um parasitäre Elemente aus dem Restgas abzufangen. Hier werden Veränderungen im Profilverlauf diskutiert, die nach Implantation durch SiO_2 und anschließender Temperung auftreten.

Die Untersuchungen wurden an $\langle 100 \rangle$ -p-Si mit einem spezifischen Widerstand von $10 \, \Omega \text{ cm}$ durchgeführt. Die Proben waren z.T. mit $200 \, \text{\AA}$ SiO_2 bedeckt. Die Implantation erfolgte bei Raumtemperatur, die Ausheilung im Stickstoffgas.

Die experimentellen Ergebnisse wurden aus Schichtwiderstandsmessungen und aus Neutronenaktivierungsanalyse [1] erhalten. Die Schichtabtregung erfolgte durch chemisches Ätzen [1] bzw. durch anodische Oxydation [2].

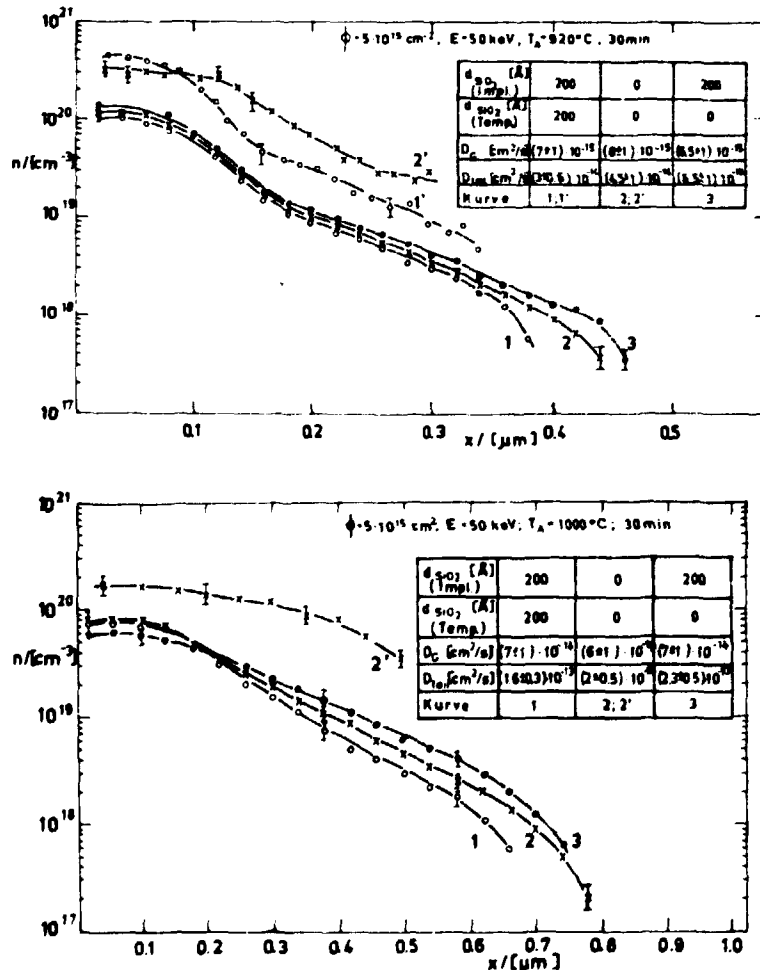


Abb. 1

Ladungsträger- und Konzentrationsprofile von phosphorimplantiertem und ausgeheiltem Silizium

In Abb. 1 sind Profile dargestellt nach Ausheilung bei 920 °C bzw. 1000 °C. Dabei erfolgte die Implantation sowohl in die freie Si-Oberfläche (Kurven 2, 2') als auch durch SiO₂ (Kurven 1, 1' und 3). Die Profile 1, 2 und 3 wurden aus Widerstandsmessungen erhalten, die Kurven 1' und 2' aus der Aktivierungsanalyse.

Die Kurven zeigen zwei, durch einen Knick getrennte Bereiche unterschiedlicher Diffusionsgeschwindigkeiten, einen "Oberflächen"-Bereich und einen dagegen beschleunigten "teil"-Bereich. Diese Bereiche sind bei 920-°C-Temperatur stärker ausgeprägt als bei 1000-°C-Temperatur. Die Ursache der größeren Diffusionsgeschwindigkeit liegt in der Auflösung und Umwandlung von Phosphor-Leerstellen-Komplexen. Das wurde an diffundiertem Si bei Konzentrationen von $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ nachgewiesen [3,4,5].

Eine Veränderung des Profilverlaufes bei Implantation durch SiO₂ ist nur im "teil"-Bereich festzustellen. Gegenüber der Implantation in die freie Si-Oberfläche ist die Diffusion beschleunigt, wenn die Implantation durch SiO₂ erfolgte, das Oxid aber vor dem Tempern entfernt wurde; dagegen verzögert, wenn das Oxid vor dem Tempern nicht entfernt wurde.

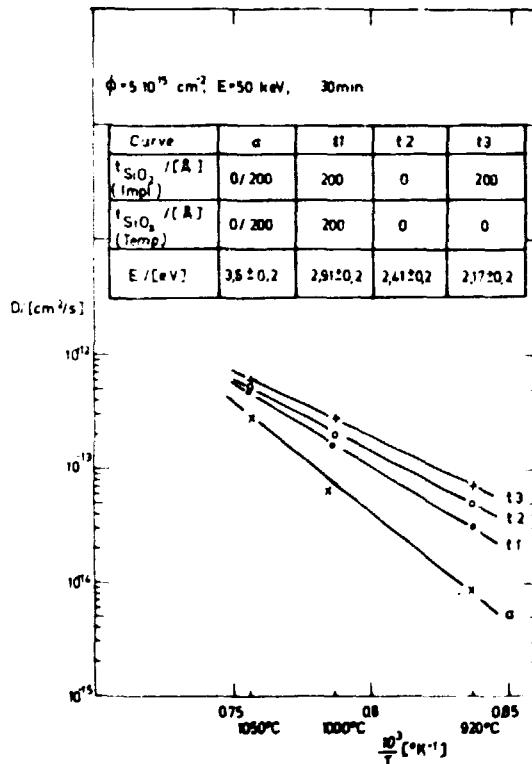


Abb. 2

Experimentell ermittelte Diffusionskoeffizienten als Funktion der reziproken Temperatur

Ist aus der der Abb. 2 zugefügten Tabelle zu entnehmen. Die unterschiedliche Neigung der Geraden sollte auf den Einfluß der verschiedenen Fremdatome oder deren Verbindungen auf den Diffusionsvorgang hinweisen, jedoch lassen sich die aus den Geraden bestimmten Aktivierungsenergien (ebenfalls in der Tabelle angegeben) keinem speziellen Prozeß zuordnen.

Dieses Verhalten kann wie folgt erklärt werden [6]:

Bei Implantation in die freie Si-Oberfläche wird neben Phosphor infolge parasitärer Rückstoßimplantation auch Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff implantiert. Insbesondere durch den Sauerstoff wird die Diffusion verzögert [7]. Dagegen entsteht bei Implantation durch SiO₂ infolge der Rückstoßimplantation eine dünne, mit Sauerstoff hochdotierte Schicht in der Si-Oberfläche. Wird das Oxid vor dem Tempern nicht entfernt, dann diffundiert dieser Sauerstoff und vor allem Sauerstoff aus dem Oxid und verzögert die Phosphordiffusion. Wird aber das Oxid vor dem Tempern entfernt, so gelangt nur wenig Sauerstoff in das Si, so daß die Diffusion nur wenig beeinflusst wird.

In Abb. 2 sind die aus experimentellen Profilen gefitteten Diffusionskoeffizienten als Funktion der reziproken Temperatur dargestellt. Die Zuordnung der einzelnen Kurven

Die dargestellten Ergebnisse zeigen die Abhängigkeit der Tiefenprofile von technologischen Bedingungen. Wir sind der Meinung, daß die Unterschiede der in der Literatur angegebenen Diffusionskoeffizienten in der Hauptsache auf die ungenügende Berücksichtigung dieser technologischen Parameter zurückzuführen sind.

L i t e r a t u r

- [1] Roß, R., Jahresbericht ZfK-312 (1976) 188
- [2] Mende, G. et al., Thin solid films 35 (1976) 215
- [3] Willoughby, A.F.W., J. Phys. D10 (1977) 455
- [4] Hu, S.N., Atom diffusion in semicond., ed. D. Shaw, Plenum, London (1973) 217-350
- [5] Peart, R.F. et al., Inst. Phys. Conf. Series 16 (1972) 170
- [6] Panknin, D. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardtbrunn (1977), (im Druck)
- [7] Shaw, D., phys. stat. sol. (e) 30 (1975) K139

4.39. DIE ELEKTRISCHE AKTIVIERUNG IMPLANTIERTEN PHOSPHORS NACH HOCHTEMPERATUR-AUSHEILUNG

D. Panknin, A. Zetzsche und R. Klabee
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF
R. Roß, G. Mende und H. Beulich
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KC

Es werden Ergebnisse dargestellt, die zeigen, daß die elektrische Aktivierung von Phosphor in Silizium im allgemeinen eine Funktion der Tiefe der implantierten Schicht ist.

Die Untersuchungen wurden an $\langle 100 \rangle$ -p-Si mit einem spezifischen Widerstand von $10 \Omega \text{cm}$ durchgeführt. Die Implantation erfolgte bei $E = 50 \text{ keV}$ bzw. $E = 120 \text{ keV}$ bei Raumtemperatur, die Ausheilung im Stickstoffgas 30 min. Die elektrische Aktivität wurde aus dem Unterschied der Profile nach Widerstandsmessungen bzw. Aktivierungsanalyse gewonnen.

Im oberen Teil der Abb. 1 des Berichtes 4.38. sind Profile nach Implantation mit $E = 50 \text{ keV}$ und Ausheilung bei 900°C dargestellt. Dabei erfolgte die Implantation sowohl in die freie Si-Oberfläche (Kurven 2, 2') als auch durch SiO_2 -Schutzoxid (Kurven 1, 1' und 3). Die Kurven 1, 2, 3 wurden aus elektrischen Messungen erhalten, die Kurven 1', 2' mittels Aktivierungsanalyse. Die elektrischen Profile sind den Konzentrationsprofilen parallel. Das bedeutet, daß die elektrische Aktivität im gesamten dotierten Bereich konstant ist. Folgende Werte wurden bestimmt:

T [$^\circ \text{C}$]	700	920	1000	1050
elektrisch aktiv [%]	25 ± 5	45 ± 5	60 ± 5	65 ± 5

Eine derartig geringe elektrische Aktivität wurde auch von Barnoski et al. [1] und Stumpf et al. [2] gefunden, während Shannon et al. [3] und Moline [4] 80 % elektrisch wirksamen Phosphor feststellten. Offensichtlich spielt hier das verwendete Ausgangsmaterial eine Rolle.

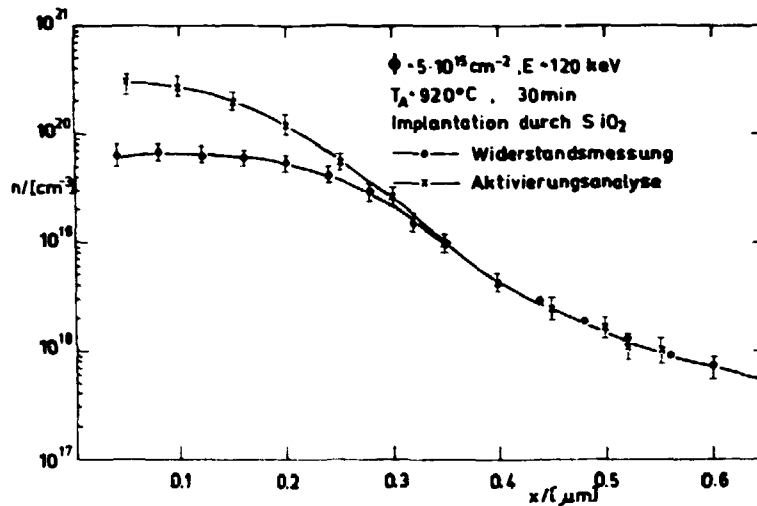
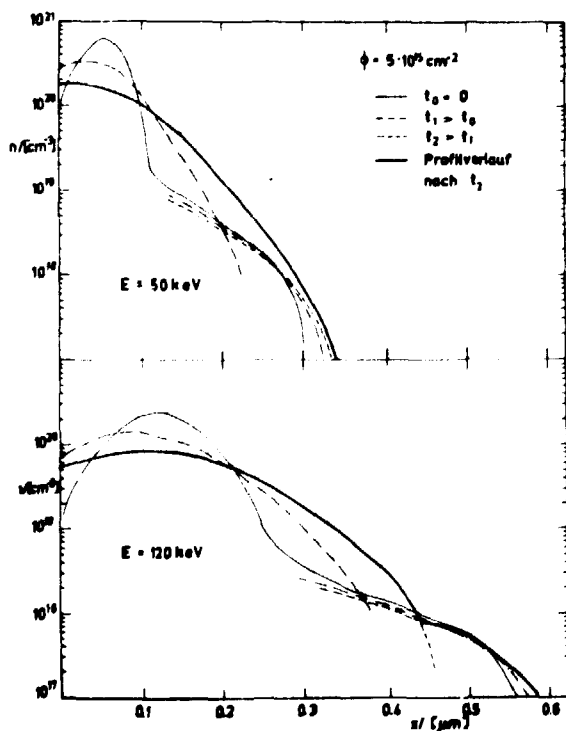


Abb. 1
Profile nach Phosphor-Implantation und Ausheilung bei
920 °C, 30 min
E = 120 keV, $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$

In Abb. 1 sind Phosphorprofile gezeigt, die nach Implantation bei E = 120 keV und Ausheilung bei 920 °C erhalten wurden. Hier verlaufen die aus den verschiedenen Meßmethoden erhaltenen Profilkurven nicht parallel. Das bedeutet, daß die elektrische Aktivierung - im Gegensatz zu den Ergebnissen nach Implantation bei 50 keV - eine Funktion der Tiefe der dotierten Schicht ist.

Dieses Verhalten soll an Abb. 2 erläutert werden. Hier sind schematisch Phosphorimplantationsprofile nach verschiedenen Ausheilzeiten für $T > 900 \text{ °C}$ dargestellt. Die Kurven im oberen Teil sind repräsentativ für E = 50 keV, die im



unteren Teil für 120 keV. Die dünn durchgezogenen Kurven stellen das Implantationsprofil dar, die anderen die Profile nach dem Tempereschritt. Bei Ausheilung $> 900 \text{ °C}$ setzt Diffusion ein. Auf Grund des Konzentrationsgefälles erfolgt die Diffusion des Gauß-Bereiches schneller als die des tails. Die Strichpunkt-Kurven stellen dies nach einer Diffusionszeit t_1 für den Gauß-Bereich und den tail-Bereich getrennt dar. Die entsprechenden Profile nach einer Zeit $t_2 > t_1$ sollen durch die (nur teilweise sichtbar)

Abb. 2
Schematische Darstellung der Diffusionsverbreiterung von P-implantierten Profilen

gestrichelten Kurven angedeutet werden. Die stark gezeichneten Kurven bedeuten dann jeweils das Gesamtprofil nach der Zeit t_2 .

Die schematische Darstellung zeigt, daß für Implantation mit $E = 50$ keV und anschließender Diffusion über eine Zeit t_2 das Gesamtprofil durch die Diffusion des Gauß-Bereiches bestimmt wird. Dagegen wird für $E = 120$ keV nach derselben Diffusionszeit t_2 neben der Diffusion des Gauß-Bereiches noch die Verbreiterung des Implantationsteils beobachtet.

Die elektrische Aktivität wird durch die Art und die Anzahl der Defekte bestimmt. Nach Raumtemperaturimplantation bilden sich während der Ausheilbehandlung "black dots" und daraus Versetzungsloops [5]. Bei hoher Implantationsdosis wird ein Versetzungsnetzwerk beobachtet [6]. Die Anzahl der Defekte ist im Bereich des Implantationsmaximums am größten, d.h. hier sollte die elektrische Aktivität am geringsten sein. Dagegen entstehen im tail während der Implantation nur Punktdefekte, die bis 200°C ausheilen und damit die elektrische Wirksamkeit nicht beeinflussen.

L i t e r a t u r

- [1] Barnoski, M.K. et al., Solid St. Electron. 16 (1973) 433
- [2] Stumpfi, W. et al., Radiation effects 6 (1970) 205
- [3] Shannon, J.H. et al., Radiation effects 6 (1970) 217
- [4] Moline, R.A., J. appl. Phys. 42 (1971) 3553
- [5] Tamura, M. et al., Appl. Phys. Lett. 23 (1973) 651
- [6] Gerasimenko, N.N. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardtbrunn (1977), (im Druck)

4.40. UNTERSUCHUNGEN ZUR SEGREGATION VON BOR NACH IMPLANTATION UND AUSHEILUNG IN OXYDIERENDER ATMOSPHERE

D. Panknin

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Bei der Temperung von bordotiertem Silizium in oxydierender Atmosphäre segregiert Bor in das SiO_2 [1 bis 4]. Dieser Vorgang wird durch den Segregationskoeffizienten charakterisiert. In der Literatur [2,4] werden Modelle diskutiert. Die dabei angegebenen Segregationskoeffizienten werden als unabhängig von der Implantationsdosis und der Temperzeit angegeben.

Es werden Ergebnisse vorgestellt, die eine Abhängigkeit der Segregation von der Dosis und der Temperzeit zeigen.

Die Untersuchungen erfolgten an $\langle 100 \rangle$ -n-Si mit einem spezifischen Widerstand von $10 \Omega \text{ cm}$. Die Proben wurden borimplantiert mit $E = 55$ keV im Dosisbereich von 10^{13} cm^{-2} bis 10^{14} cm^{-2} . Die Ausheilung erfolgte in oxydierender Atmosphäre (75 l/h Sauerstoff, $T_{\text{H}_2\text{O}} = 90^\circ\text{C}$). Die Profile wurden aus Widerstandsmessungen nach sukzessiver chemischer Abtragung [5] ermittelt.

In der Abb. 1 sind die Segregationskoeffizienten k als Funktion des Logarithmus der Oxydationszeit für $T_{\text{Ox}} = 1150^\circ\text{C}$ dargestellt. Danach nimmt k mit zunehmender Oxydationszeit ab.

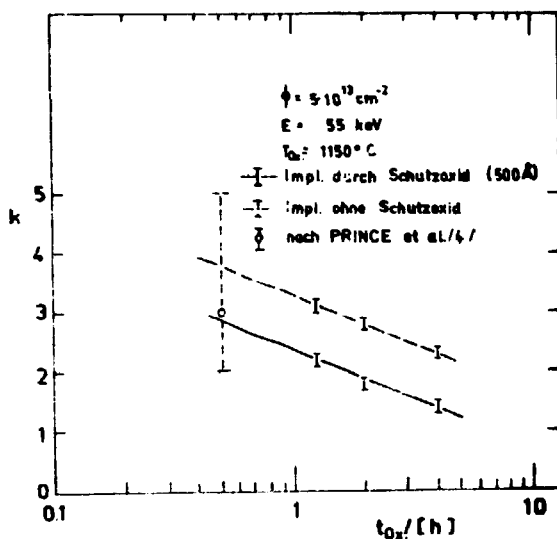


Abb. 1

Darstellung des Segregationskoeffizienten k als Funktion der Oxydationszeit nach Implantation in die freie Si-Oberfläche oder durch Schutzoxid

der Si-Oberfläche abgelagert, die als Segregationsbarriere wirkt. Die obere Kurve wurde erhalten nach Implantation durch Schutzoxid. In diesem Falle ist an der Phasengrenze SiO_2/Si keine Segregationsbarriere vorhanden. Dadurch ist die Segregation höher, als im Fall der Implantation in die freie Si-Oberfläche (untere Kurve). Hinzu kommt noch, daß nach Implantation durch Schutzoxid an der Grenzfläche eine höhere Borkonzentration vorliegt, was ebenfalls zur Erhöhung der Segregation führt.

Eine Abhängigkeit von der Implantationsdosis bis 10^{14} cm^{-2} wurde nicht gefunden. Ergebnisse, die an p-Si nach Implantation mit $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ erhalten wurden, zeigen nach 210 min Oxydationszeit einen erhöhten Segregationskoeffizienten von $k = 2.3$ gegenüber den oben angegebenen Werten.

Es kann angenommen werden, daß die großen Schwankungen der in der Literatur angegebenen Ergebnisse auf den unkontrollierten Einfluß der hier diskutierten Parameter zurückzuführen ist.

L i t e r a t u r

- [1] Wagner, S., J. electrochem. Soc. **119** (1972) 1570
- [2] Prince, J.L. et al., J. electrochem. Soc. **121** (1974) 705
- [3] Murarka, S.P., Phys. Rev. **B12** (1975) 2502
- [4] Wu, C.P. et al., IEEE Trans. electr. Dev. **ED18** (1976) 1096
- [5] Roß, P., Jahresbericht ZfK-312 (1976) 188

Die Segregation sollte vor allem eine Funktion der an der Grenzfläche vorhandenen Borkonzentration sein. Zu Beginn der Oxydation genügt die Dotantenverteilung einer Gauß-Funktion. Mit fortschreitender Oxydationszeit nimmt die Borkonzentration an der Oberfläche infolge Tiefendiffusion und Segregation ab. Entsprechend wird auch die Segregation kleiner.

Darüber hinaus ist die Segregation auch eine Funktion des physikalischen Zustandes der Si-Oberfläche. Die untere Kurve der Abbildung gilt für den Fall, daß die Implantation in die freie Oberfläche erfolgte. Infolge parasitärer Rückstoßimplantation wird dabei eine dünne Schicht aus organischen Bestandteilen auf

Ein Vergleich mit der DLTS-Spektroskopie [3] zeigt, daß die TSC-Methode ebenso leistungsfähig ist. Darüber hinaus wurden erstmalig die Wasserstoff-Defektniveaus ausgewiesen.

L i t e r a t u r

- [1] Mittenbacher, J. und M. Frey, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 179
- [2] Mittenbacher, J., Jahresabschlußbericht (1976), wird veröffentlicht
- [3] Kimmerling, L.C. und J.M. Poate, Inst. Phys. Conf. Series 25 (1975) 126

4.42. BESTIMMUNG DER HOMOGENITÄT DURCH IONENIMPLANTATION HERGESTELLTER BRECH-ZAHLPROFILE AUS DEN WELLENLEITEREIGENSCHAFTEN

R. Prager und G. Lodes

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Für optische Wellenleiter sind die Einkoppeleffektivität und die Dämpfung wesentliche Parameter [1,2].

Bei ionenimplantierten Wellenleitern erwies sich die Dämpfung als eine Funktion der Dosis [3]. In analoger Weise ist die Koppelleffektivität von Ionendosis und Einschußenergie abhängig.

Für die Überprüfung von Wellenleitern, die mittels Borimplantation in Quarzglas hergestellt wurden, erwiesen sich die ortsabhängige Messung der Dämpfung und des Einkoppelwinkels als empfindliche Methode zur Ermittlung der lateralen Gleichförmigkeit des Tiefenprofils.

Als Beispiel sind in Abb. 1 die Dämpfung $I(r)$, der Einkoppelwinkel θ_4 und das Verhältnis der Reflexionsvermögen R/R_0 (R bestreht, R_0 unbestreht, senkrechte

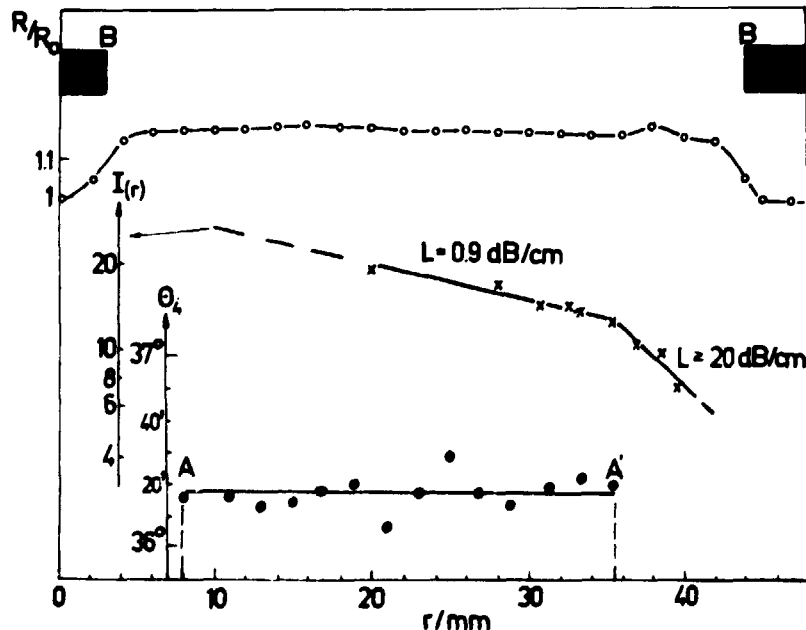


Abb. 1

Optische Parameter eines borimplantierten Wellenleiters:
 R/R_0 = Verhältnis der Reflexionsvermögen (R bestreht, R_0 unbestreht, senkrechte Inzidenz), $I(r)$ = Dämpfung, θ_4 = Koppelwinkel,
 B, B' Begrenzung durch Maske; A, A' Grenzen des homogenen Bereichs

Inzidenz) für einen Quarzglaswellenleiter angegeben, der durch Mehrfachimplantation unter folgenden Bedingungen hergestellt wurde: Raumtemperatur,

	E_1 [keV]	Dosis [$B^+ \text{ cm}^{-2}$]
Implantations- schritte	200	$2 \cdot 10^{14}$
	130	$1.6 \cdot 10^{14}$
	75	$1.6 \cdot 10^{14}$

Die laterale Ortsangabe in Abb. 1 läuft vom Maskenmittelpunkt bis zum Rand des bestrahlten Bereichs. Bis zum einen Abstand $d = 6 \text{ mm}$ vom Rand der Maske (rechts) entspricht die Dämpfung mit $L = 0.9 \text{ dB/cm}$ dem erwarteten Wert [3]. Der Koppelwinkel θ_4 schwankt innerhalb einer Fehlergrenze von $\Delta\theta_4 = \pm 0.01^\circ$, entsprechend einer Abweichung der Brechzahl von $\Delta n \approx \pm 10^{-4}$. An den durch A, A' markierten Stellen verschwindet die optisch sichtbare eingekoppelte Intensität gegenüber dem Gesamt-Streulicht abrupt. Bei Überschreiten dieses Abschnittes steigt die Dämpfung auf $L \geq 20 \text{ dB/cm}$. Der Reflexionsquotient bleibt jedoch bis zum Maskenrand im wesentlichen konstant. Dieser Unterschied ist wie folgt zu erklären: Brechzahl und Dicke der wellenleitenden Schicht sind so bemessen, daß das System als Nullmoden-Leiter wenig oberhalb des "Cut-off-Punktes" [4] wirkt. Verringern sich der Brechungsindex bzw. die Schichtdicke infolge Schwankungen von Dosis und Energie, so geht die Kuppelleffektivität gegen Null und die Dämpfung steigt stark an [5]. Auf diese Weise sind Änderungen der Implantationsparameter integral im Bereich weniger Prozent eindeutig meßbar. Die Methode stellt daher eine Ergänzung der (siehe Bericht 4.43.) beschriebenen Programme zur Berechnung von Vielfachschichten dar.

L i t e r a t u r

- [1] Tien, R.K. and R. Ulrich, J. Opt. Soc. Am. 60 (1970) 1325
- [2] Kersten, R.Th. and H. Boroffka, Opt. Commun. 17 (1976) 1/9
- [3] Prager, R., in: Opt. u. Quantenel. Berlin (1976)
- [4] Nishimura, T. et al., Jap. J. appl. Phys. 13 (1974) 1317
- [5] Prager, R. et al., wird veröffentlicht

4.43. TRARE 2,3,4 - PROGRAMME ZUR BERECHNUNG DER OPTISCHEN TRANSMISSION UND REFLEXION AN VIELFACHSCHICHTEN

K. Mehl, U. Katenkamp und W. Wesch
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Unter der Annahme mehrerer koplanarer Schichten unterschiedlichen komplexen Brechungsindex $\tilde{n}_1 = n_1 - ik_1$ (n - Brechungsindex, k - Absorptionsindex) werden Transmission durch und Reflexion an Vor- und Rückseite eines Mehrschichtsystems für senkrechte Inzidenz berechnet. Die theoretische Beschreibung der optischen Eigenschaften der Einzelschicht erfolgt in Analogie zu einem elektrischen Vierpol, indem die Amplituden- und Phasenbeziehungen zwischen einfallenden und ausfallenden elektromagnetischen Wellen an Vor- und Rückseite einer Schicht durch eine komplexe zweidimensionale Matrix erfaßt werden. In Analogie

zur Hintereinanderschaltung von Vierpolen ergibt sich die Matrix der Gesamtschicht aus dem Produkt der Einzelmatrixen. Aus dieser Gesamtmatrix lassen sich sehr einfach die gewünschten Transmissions- und Reflexionskoeffizienten bestimmen. Damit lassen sich auch tiefenabhängige Verteilungen des Brechungsindex, wie sie z.B. bei der Implantation von Ionen entstehen, simulieren. Um die Anzahl der frei wählbaren Parameter nicht zu groß zu machen und z.B. mit den ionografisch bestimmten Defekt- bzw. Fremdatomprofilen zu vergleichen, wurde für den Brechungsindex $\tilde{n}_1(\lambda)$ die Tiefen- und Wellenzahlabhängigkeit durch den Ansatz

$$\tilde{n}_1(\lambda) = \tilde{n}(\lambda) + \Delta\tilde{n}(\lambda) \cdot f_1$$

entkoppelt. Dabei versteht man unter $\tilde{n}(\lambda)$ den ungeänderten Substratbrechungsindex und unter $\Delta\tilde{n}(\lambda)$ kann man die maximal auftretende Brechungsindexänderung verstehen, während f_1 der sogenannte Profalfaktor ist. Es existieren mehrere Varianten des Programms, die sich durch unterschiedliche Annahmen für den Absorptionsindex (z.B. $k = 0$), die Spaltbreite des Spektrometers (z.B. Mittelung über die Interferenzen im Substrat), Annahme zweier verschiedener Profile f_1^n und f_1^k für Brechungs- und Absorptionsindex unterscheiden.

Als Beispiel sind Berechnungen des Verlaufs der Brechzahl in Abhängigkeit von der Tiefe in ionenimplantiertem SiO_2 angegeben (Programmvariante TRAJE 4). Zur Ermittlung der Transmission T_0 und Reflexion R_0 der ungestörten Einfachschicht (die Absorption kann in SiO_2 vernachlässigt werden, d.h. es gilt $\tilde{n} = n$) wird zunächst die Dispersion $n_0(\lambda)$ für einen bestimmten Wellenlängenbereich eingelesen. Mit Hilfe von T_0 und R_0 können dann im zweiten Schritt unter Annahme einer beliebigen Anzahl i von Schichten der Dicke d_i und der Brechzahl n_i Transmission und Reflexion von Mehrschichtsystemen berechnet werden. Die Variation der $n_i(d_i)$ -Werte erfolgt solange, bis die errechneten Reflexions- und Transmissionswerte mit den experimentell ermittelten Daten des Mehrschichtsystems übereinstimmen.

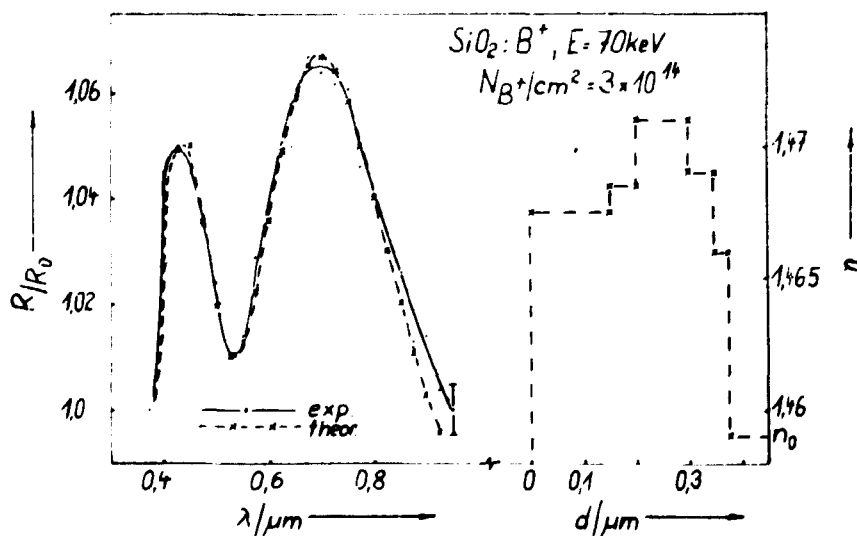


Abb. 1

Experimentell und theoretisch bestimmtes Reflexionsspektrum einer B^+ -implantierten SiO_2 -Probe. Das Brechzahlprofil, auf dem die Rechnung basiert, ist im rechten Teil der Abbildung dargestellt.

Abbildung 1 stellt den Vergleich zwischen einer experimentell ermittelten Reflexionskurve (d.h. des Verhältnisses R/R_0 zwischen der Reflexion R an der implantierten Schicht und der Reflexion R_0 an der unimplantierten Schicht in Abhängigkeit von der Wellenlänge) und der berechneten Reflexionskurve dar. Dabei zeigt der rechte Teil der Abbildung das der berechneten Reflexionskurve (x) zugrunde gelegte Brechzahlprofil des 6-Schichtsystems. Die gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und theoretischen Werten bestätigt, daß in dem betrachteten Wellenlängenbereich eine strahlungsinduzierte Veränderung des Absorptionsverhaltens ($k = 0$) nicht auftritt.

Mittels der zur Verfügung stehenden Programme und der experimentell bestimmten Transmissions- und Reflexionsspektren ist es also auf die gezeigte Art möglich, bei implantierten Festkörpern die optischen Parameter n und k in Abhängigkeit von der Tiefe zu bestimmen.

L i t e r a t u r

[1] Hehl, H. und W. Wesch, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 205

4.44. BEEINFLUSSUNG DES LADUNGSTRANSPORTES IN DÜNNEN SiO_2 -SCHICHTEN DURCH IONENIMPLANTATION

(Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardtbrunn (1977) im Druck)

N. Sieber, R. Klabes und H. Ulrich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Für die Untersuchung des Einflusses der Ionenimplantation auf die Stabilität von MOS-Strukturen wurden Cl^+ -Ionen sowohl direkt in SiO_2 als auch durch eine 300-Å-Al-Schicht, die elektrisch mit dem Siliziumsubstrat verbunden war, implantiert. Die Ermittlung der Konzentration von beweglichen Ladungen erfolgte mit Hilfe der TVS-Methode sowie durch C-U-Messungen mit dem BT-Test.

Es wurde festgestellt, daß bei den Implantationsdosen 10^{12} und 10^{13} Ionen/ cm^2 die Anzahl der beweglichen Ladungen stark reduziert wird. Bei den Dosen 10^{14} und 10^{15} Ionen/ cm^2 entstehen im Dielektrikum während der Implantation direkt in SiO_2 hohe elektrische Felder, welche die Ionendrift durch den Isolator begünstigen. Die elektronische und die ionische Leitfähigkeit dieser Strukturen steigt wieder an.

Bei der Implantation durch eine 300-Å-Al-Schicht wird mit steigender Dosis der Strompeak flacher, was auf die Herabsetzung der Ionenbeweglichkeit in der SiO_2 -Schicht zurückzuführen ist. Außerdem hat diese Implantationsart gegenüber der Implantation direkt ins Dielektrikum folgende Vorteile:

- Während der Implantation entstehen im Dielektrikum keine elektrischen Felder.
- Nach der Implantation wird im Dielektrikum keine zusätzliche Ladung gebildet.
- Es ist möglich, die Ionenimplantation mit hohen Dosen durchzuführen. Gleichzeitig wird eine gute Stabilität an MOS-Schichten erreicht.
- Die Verunreinigungen der Proben während und nach der Implantation bleiben auf der Metalloberfläche.

4.45. BESTIMMUNG VON IMPLANTATIONSPROFILIEN ELEKTRISCH AKTIVER DOTANTEN IN Si MITTELS GEPULSTER HF-C-V-MESSUNGEN

K.-D. Butter, E. Hensel und F. Kammler

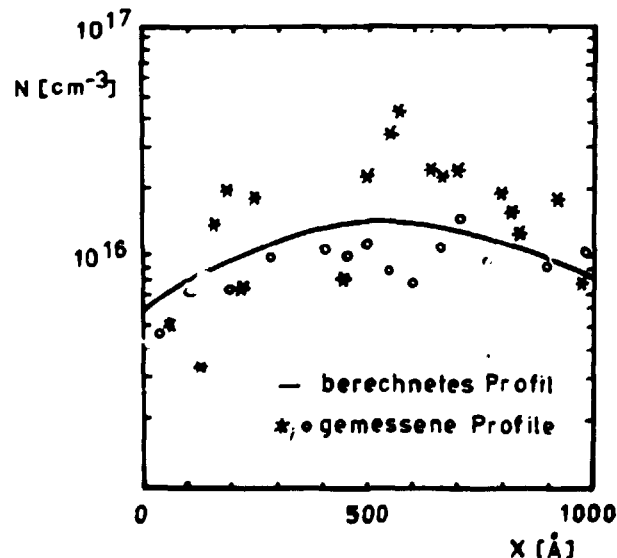
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die gepulste HF-C-V-Methode gestattet eine zerstörungsfreie Bestimmung von Bor- und Phosphorprofilen geringer Dosen ($< 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) und Eindringtiefen ($< \text{doppelte Debye-Länge}$) in Silizium. Ihre Anwendung empfiehlt sich daher z.B. bei der Untersuchung der Kanalimplantation von Feldeffekttransistoren.

Die physikalische Grundlage gepulster HF-C-V-Messungen ist die Änderung der Raumladungskapazität einer MOS-Struktur in Abhängigkeit von der Dotierung. Die physikalische Begründung des Verfahrens ist bei Ziegler et al. [1] dargestellt.

Die Messung geschieht wie folgt: Durch Anlegen einer Abgleichspannung an das MOS-System werden die Majoritätsladungsträger an der SiO_2/Si -Grenzfläche stark angereichert. Mit schrittweise vergrößerter Amplitude eines mit 1 MHz Wechselspannung modulierten Impulses wird nun in Richtung Verarmung gepulst. Die sich bei jedem Meßschritt ergebende Kapazität C_p und die Amplitude V werden als Wertepaar auf Lochband ausgegeben.

Die Berechnung des Implantationsprofils aus den Meßgrößen erfolgt über ein Rechenprogramm ("PROFIL"). Die Methode der gepulsten HF-C-V-Messung stellt hohe Ansprüche an die Meßgenauigkeit. So entspricht einer Tiefendifferenz von 1000 Å bei unseren Messungen ein $\Delta C_p = 0,05 C_{ox}$ und ein $\Delta V = 70 \text{ mV}$. Für einen Fehler $\leq 5\%$ in der Profilhöhe und -lage wird bei der Messung ein $\frac{\Delta V}{V} = 1\%$ und $\frac{\Delta C_p}{C_p} \leq 0,3\%$ gefordert. Der in [1] dargestellte mathematische Formalismus wurde dort auf Messungen geringer Dotanten-Konzentrationschwankungen in unimplantiertem Si mit einer konstanten Debye-Länge angewandt. Bei unseren Rechnungen wird die Debye-Länge wegen ihrer Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration aus dem geometrischen Mittel aller Profilwerte einer Messung bestimmt.



Die Abb. 1 zeigt erste gemessene Implantationsprofile sowie das dazugehörige theoretische Profil (Gauß-Verteilung). Es wurde $1,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ }^{11}\text{B}^+$, 50 keV in $\langle 100 \rangle$ -p-Si ($10 \Omega \text{ cm}$) durch 1050 Å SiO_2 implantiert.

Abb. 1

Tiefenprofil von implantiertem Bor in Silizium. N ist die Konzentration, x der Abstand von der Grenzfläche SiO_2/Si .

L i t e r a t u r

- [1] Ziegler, K. et al., Solid St. Electron. **18** (1975) 189

4.46. UNTERSUCHUNGEN AN IMPLANTIERTEN ORTSAUFLÖSENDEN LICHTEMPFAÑGERN

M. Kunde und B. Schmidt

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

G. Dünnebier

Zentralinstitut für Optik und Spektroskopie, Berlin

Ortsauflösende Lichtempfänger stellen optoelektronische Meßwandler dar, mit deren Hilfe außer der einfallenden Lichtleistung auch die Position des Lichtflecks gemessen werden kann. Nach dem heutigen Stand der Technik bieten sich hauptsächlich zwei Typen für den Bau von zweidimensional ortsauflösenden Lichtempfängern an. Der erste Typ von Empfängern, als Quadrantenfotodetektor (QD) bezeichnet, besteht aus vier großflächigen integrierten Fotodioden und wurde mittels Ionenimplantation auf hochohmigem Grundmaterial (n-Si) hergestellt [1]. Der zweite untersuchte Empfängertyp, ein kontinuierlich messender positionsempfindlicher Fotodetektor (PFD), (Abb. 1), stellt einen implantierten pn-Übergang dar, wobei die implantierte p-Schicht (2) gleichzeitig als Widerstandsschicht ausgelegt ist.

Zur Ortsauflösung werden die vom Lichteinfallsort abhängigen Teilverhältnisse der Fotoströme über die Kontakte (1) ausgenutzt.

Über die Herstellungstechnologie, die für beide Empfängertypen ähnlich ist, wurde bereits in [1] und [2] berichtet.

Zur Messung der optoelektronischen Eigenschaften wurden die Kurzschlußfotoströme der einzelnen Quadranten bzw. der Kontakte verstärkt und durch Subtraktionschaltungen je Achse die Nullagenabweichungen bestimmt. Die QD wurden im Elementbetrieb eingesetzt. Die Messungen an den PFD wurden unter Vorspannung in Sperrrichtung durchgeführt, um hohe Empfindlichkeiten zu erzielen. In Tab. 1 sind die erreichten Parameter im Vergleich mit dem Empfänger SC 25 der Firma UDT [3] zusammengestellt.

Zur Messung der Ortsempfindlichkeit wurde ein He-Ne-Laser ($\lambda = 638 \text{ nm}$) verwendet. In Abb. 2 sind

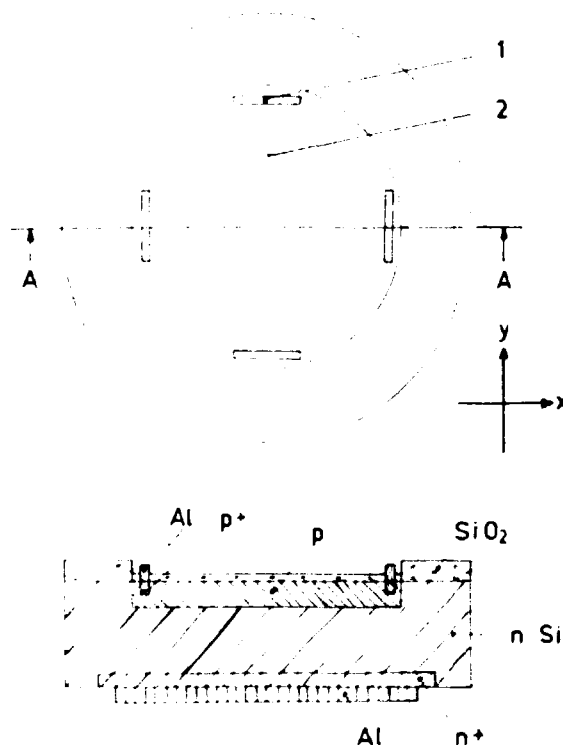


Abb. 1

Schematische Darstellung eines positionsempfindlichen Fotodetektors

1 - Kontakt; 2 - aktive Fläche

Die Meßkurven zur Ortsauflösung für die verschiedenen Empfängertypen gezeigt. Für die QD ist eine lineare Messung im Bereich $\sqrt{2} d$ möglich, wobei d in erster Näherung der Durchmesser des Lichtflecks ist. Die Ortsauflösung der PFD und ihr linearer Meßbereich werden in erster Linie durch die geometrischen und elektrischen Eigenschaften der Widerstandsschicht und der Kontakte bestimmt.

Tabelle 1

Fotoempfindlichkeiten und Ortsauflösungen der untersuchten Lichtempfänger

Typ	Abs. Lichtempf. (Normallicht "A") [nA/mm ² ·lx]	Abs. Lichtempf. (λ = 638 nm) [μA/μW]	Ortsauflösung [μA/mW·mm]	λ _{max} [nm]
QD	7.8	0.34	70	710
PFD	-	0.24	16	720
SC 25	3.6	0.21	16	800

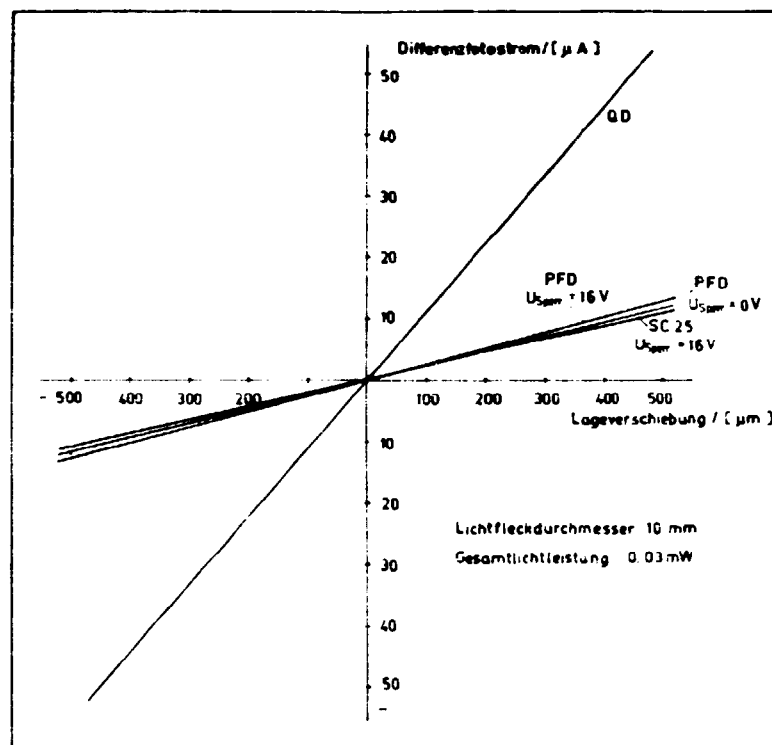


Abb. 2

Differenzfotostrom in Abhängigkeit von der Lageverschiebung des Lichtfleckes für die untersuchten Empfänger im Vergleich mit dem Typ SC 25 (UDT)

L i t e r a t u r

- [1] Kunde, W.M., Forschungsbericht (1976), unveröffentlicht
- [2] Kunde, W.M. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 147
- [3] "Position Sensing Series", Firmenschrift der Firma United Detector Technology, USA

4.47. VERÄNDERUNG DES SPERRSTROMES VON IMPLANTIERTEN pn-ÜBERGÄNGEN DURCH DIE AUSHEILTEMPERUNG

M. Kunde

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die Ausheil- und Aktivierungstemperatur an implantierten Schichten bestimmt in hohem Maße deren elektrischen Eigenschaften. Auch die Höhe der Sperrströme implantierter pn-Übergänge wird wesentlich durch die der Implantation folgende Temperung beeinflusst.

In $\langle 100 \rangle$ -orientiertem p-Silizium von 7 bis $10 \Omega\text{cm}$ wurden durch Phosphor-Implantation pn-Übergänge hergestellt, wobei durch eine weitere Implantation (10^{13} cm^{-2} Bor) an der Oberfläche hochdotierte Feldgebiete Inversionsschichten verhindern.

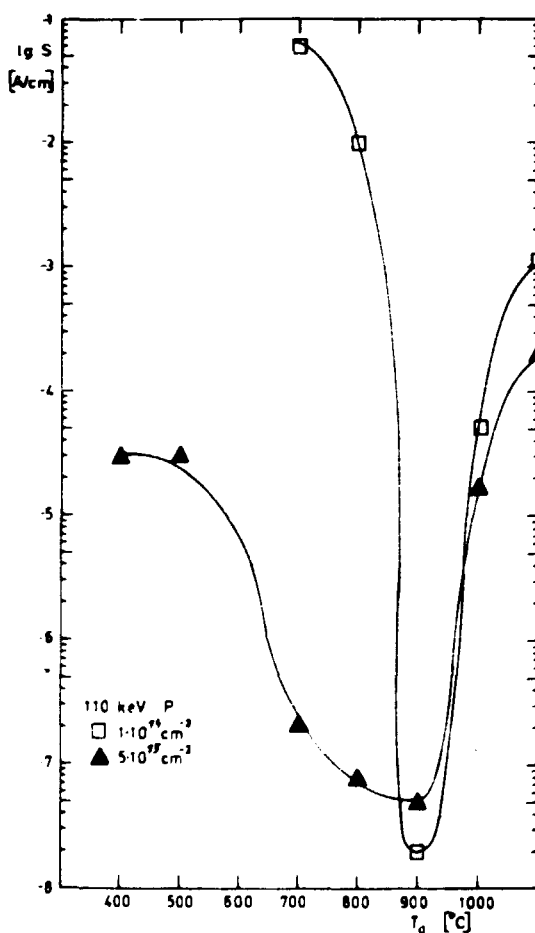


Abb. 1

Abhängigkeit der Sperrstromdichte S von der Ausheiltemperatur mit der Implantationsdosis als Parameter

Minoritätsladungsträgerlebensdauer, wie es auch für diffundierte pn-Strukturen bekannt ist [2,3].

Die gemessenen Abhängigkeiten des Sperrstromes bei $U_{sp} = 20 \text{ V}$ von der Phosphordosis und der Ausheiltemperatur bei einfacher Ausheilung in trockener N_2 -Atmosphäre sind in der Abb. 1 gezeigt. Ein deutliches Absinken des Sperrstromes tritt nach Temperungen über 700°C auf. Es wird sowohl eine Verschiebung nach niedrigeren Temperaturen mit steigender Dosis, als auch ein Wiederanstieg des Sperrstromes bei Temperbehandlungen über 800 bis 900°C festgestellt. Diese Effekte wurden bisher in der Literatur nicht beschrieben (vgl. z.B. Zandveld [1]). Die Verschiebung der Ausheilstufe läßt sich mit den bei der Implantation erzeugten Defektstrukturen erklären. Bei Dosiswerten über der Amorphisierungsgrenze (etwa $6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) können veränderte Ausheilmechanismen eine Rekristallisation bei tieferen Temperaturen und eine vollkommene Regeneration des Kristallgitters bewirken.

Der Wiederanstieg des Sperrstromes kann auf das Wachstum größerer Defekt-Phosphor-Komplexe zurückgeführt werden, die bei Temperaturen über 800°C entstehen. In der Raumladungzone bilden sich mikrostrukturelle Störungen sowohl der Dotierung als auch der

L i t e r a t u r

- [1] Zandveld, P., Solid St. Electron. 19 (1976) 659
- [2] Parekh, P.C., Solid St. Electron. 14 (1971) 273
- [3] Juleff, E.M., Solid St. Electron. 16 (1973) 1173

4.48. ABHÄNGIGKEIT DER SPEKTRALEN EMPFINDLICHKEIT VON DETEKTOREN AUS HOCH- OHMIGEM SILIZIUM VON DER AUSHEILTEMPERATUR

L. Drechsler und J. Matthäi

Zentralinstitut für Kernforschung Roessendorf, Bereich KF

Es wurde die relative spektrale Empfindlichkeit $s(\lambda)_{rel}$ von Si-Detektoren aus hochohmigen ($1200 \Omega cm$) p-Si, die durch Phosphor-Implantation (60 keV, $10^{14} cm^{-2}$) hergestellt wurden, gemessen. (Zur Herstellung dieser Dioden siehe Bericht 4.49.) Abb. 1 zeigt $s(\lambda)_{rel}$ als Funktion der Ausheiltemperatur T_A . Für $T_A > 500^\circ C$ ist eine Verschiebung des Maximums zu kürzeren Wellenlängen fest-

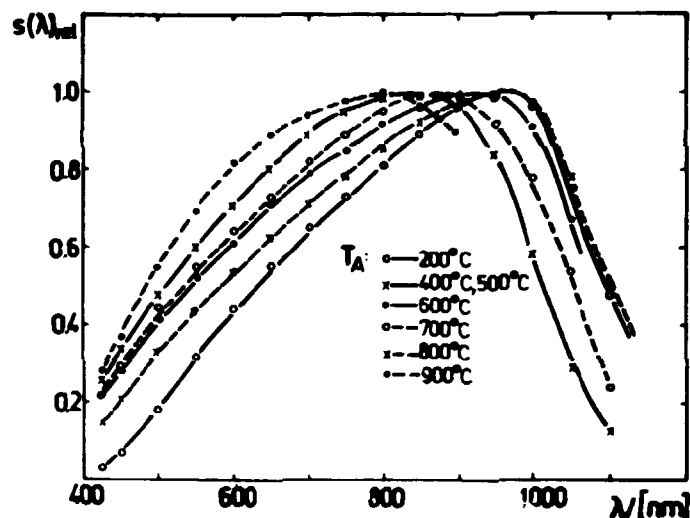


Abb. 1

Relative spektrale Empfindlichkeit P-implantierter Si-Detektoren als Funktion der Ausheiltemperatur

zustellen. Die Lage des Maximums von $s(\lambda)_{rel}$ ist ein Maß für die Diffusionslänge L_B der Minoritätsträger in der Basis. Mit einem Fitprogramm [1] wurden berechnete spektrale Empfindlichkeiten an die Meßkurven angepaßt, wobei L_B der zu fittende Parameter war. Abbildung 2 zeigt den Verlauf $L_B(T_A)$.

Die Abnahme von L_B bei $T_A > 500^\circ C$ ist auf thermische Effekte im nichtimplantierten Volumen, wie z.B. die Bildung von Thermozentren, zurückzuführen.

L i t e r a t u r

[1] Matthäi, J. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 164

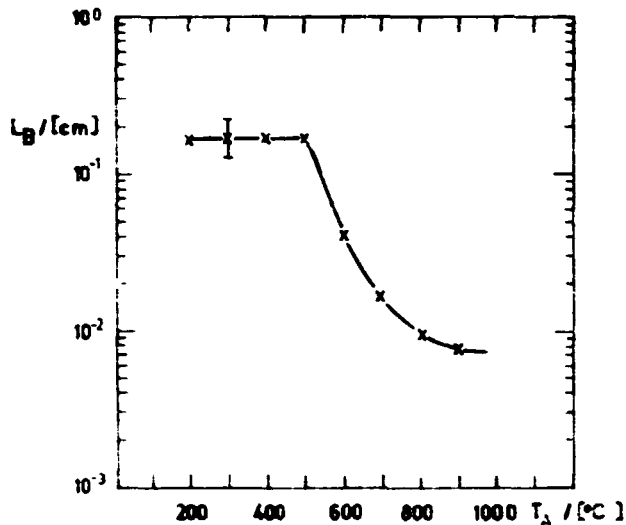


Abb. 2

Abhängigkeit der Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger in der Basis P-implantierter Si-Detektoren von der Ausheiltemperatur

4.49. EFFEKTIVE TOTSCHICHTDICKE PHOSPHORIMPLANTIERTER SILIZIUM-DETEKTOREN IN ABHÄNGIGKEIT VON DER AUSHEILTEMPERATUR

M. Deutscher, L. Drechsler, J. Matthäi und G. Otto

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Beim Einsatz von Dioden zum Nachweis von Strahlung, deren Reichweite in der Größenordnung der Tiefe des pn-Übergangs dieser Dioden liegt, spielen Rekombinations- und Diffusionsverhalten der in der Schicht zwischen Oberfläche und Feldregion generierten Ladungsträger eine besondere Rolle. Für implantierte Dioden hängt dieses Verhalten wesentlich von der Ionenart, der Ionenenergie, der Implantationsdosis sowie von den Ausheilbedingungen ab.

Aus Messungen des Diodenstroms i_D bei Beschuss des Detektors mit niederenergetischen Elektronen (5 - 30 keV) aus der Elektronensonde eines Elektronenmikroskops oder mit Licht (400 - 700 nm) kann die Nachweiseffektivität η bestimmt werden [1]. Für Elektronen ist η proportional dem Verhältnis von Diodenstrom i_D und Sondenstrom i_e und für Licht proportional dem Verhältnis i_D zum maximal möglichen Fotostrom i_{ph} . η ist gleichzeitig der Quotient aus der Zahl der gesammelten zur Zahl der generierten Minoritätsladungsträger. η stellt also für Strahlung, deren Eindringtiefe mit der Tiefe des pn-Übergangs vergleichbar ist, ein Maß für die Sammelverluste in der Vorderschicht dar. Diese Bedingung war bei den Messungen erfüllt.

Die Messungen wurden an Dioden durchgeführt, die aus p-Si mit einem spezifischen Widerstand von 1200 Ω cm und einer Trägerlebensdauer von 1,2 ns durch P-Implantation (60 keV, 10^{14} cm $^{-2}$, Einschusswinkel 7° zur <111>-Achse) hergestellt wurden. Die Dotierung der Rückseite zur Kontaktierung erfolgte mittels Borimplantation (15 keV, $5 \cdot 10^{14}$ cm $^{-2}$).

Nach der Ausheilung bei Temperaturen T_A von 200 - 900 °C wurde eine Oberflächenschicht von etwa 60 Å abgeätzt und unmittelbar danach die 300 Å dicken Al-Kontakte aufgedampft.

Bei den Messungen wurde $\eta(T_A)$ für verschiedene Elektronenenergien und Wellenlängen des einfallenden Lichtes bestimmt.

Es ist dann möglich, eine effektive Totschichtdicke d_{eff} zu definieren. d_{eff} ist dadurch festgelegt, daß die generierten Überschußladungsträger im Bereich von der Si-Oberfläche bis d_{eff} ($0 < x < d_{eff}$) nicht, im Bereich von d_{eff} bis zur maximalen Reichweite der ionisierenden Strahlung R_G ($d_{eff} < x < R_G$) jedoch vollständig gesammelt werden; d.h. den Diodenstrom i_D bilden. Voraussetzung dafür ist, daß $R_G \leq d_{RLZ} + L_B$ ist, wobei d_{RLZ} die Grenze der Raumladungszone im Basisgebiet und L_B die Diffusionslänge der Minoritätsladungsträger in der Basis sind.

Zur Bestimmung von d_{eff} aus $\eta_{e,ph}(T_A)$ wurde angenommen, daß die Verteilung der generierten Ladungsträger der Energieverlustkurve $\Delta E_e(x)$ [2,3] für Elektronen oder der Anzahl der absorbierten Photonen entspricht. Über eine Parametervariation wurde $d_{eff}(T_A)$ berechnet. Die obere Kurve in Abb. 1 stellt die Ergebnisse der Elektronenmessungen, die untere Kurve die Ergebnisse aus den optischen Messungen dar. Der Grund für die Parallelverschiebung ist noch nicht geklärt.

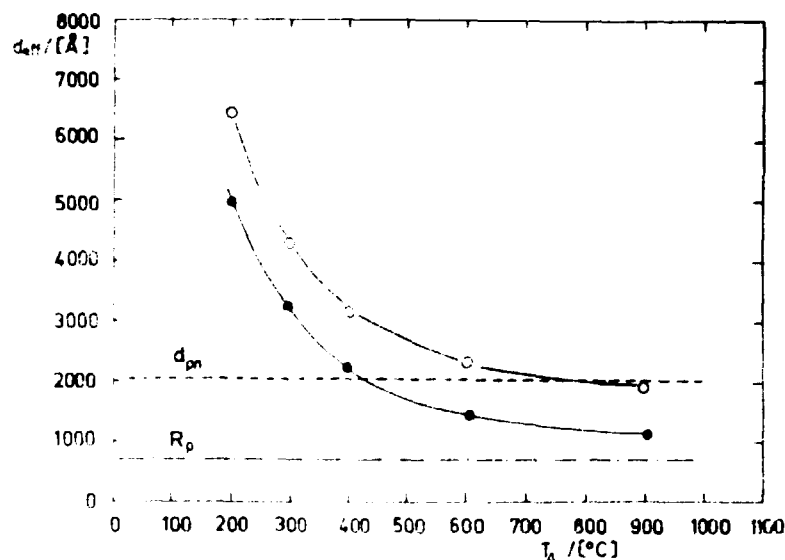


Abb. 1

Abhängigkeit der effektiven Totschichtdicke P-implantierter Si-Detektoren von der Ausheiltemperatur, ermittelt aus Elektronenmessungen (obere Kurve) und aus optischen Messungen (untere Kurve).

L i t e r a t u r

- [1] Deutscher, M. et al., Proc. Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardtbrunn (1977), (im Druck)
- [2] Heidenreich, R.D., et al., J. Appl. Phys. 44 (1973) 4039
- [3] Everhart, T.E. and P.H. Hoft, J. Appl. Phys. 42 (1971) 5837

4.50. CHEMISCHE ARBEITEN ZUR IONENIMPLANTATION

R. Roß

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KC

Wie schon in den vergangenen Jahren, so wurde auch dieses Jahr in einem gesonderten Kapitel des Jahresberichtes des Bereiches Kernchemie über die in diesem Bereich durchgeführten Arbeiten zur Ionenimplantation berichtet [1].

Erneut nehmen dabei die elektrochemischen Untersuchungen an der Phasengrenze Silizium - Elektrolyt einen bedeutenden Platz ein. Erstmals wurden vergleichende Messungen von Strahlenschädenprofilen durch den elektrolytischen Sperrstrom und durch Rutherford-Rückstreuung vorgenommen und gute Übereinstimmung gefunden. Auch erste Ergebnisse von Potentialmessungen an implantierten Metallen werden vorgestellt.

Das Verfahren der anodischen Oxydation wurde weiter vervollkommen. Unter anderem wurde mit seiner Hilfe der Einfluß von durch Ionenimplantation bzw. durch schnelle Neutronen erzeugten Defekten auf das Oxydationsverhalten des Siliziums ermittelt.

Die Untersuchungen von hochdotiertem Silizium mittels der UV-Reflexionsspektrometrie wurden ebenso fortgesetzt wie der Anionenaustausch zur Charakterisierung von hochdosis-P-implantiertem Si. Mit der infrarotspektroskopischen Messung von Sauerstoff in Silizium wurde begonnen.

L i t e r a t u r

[1] Jahresbericht des Bereiches Kernchemie, ZfK-340 (1977)

4.51. ZUR CHARAKTERISIERUNG DES OBERFLÄCHENZUSTANDES VON SILIKATGLÄSERN DURCH BEDAMPFEN MIT NATRIUM

G. Boden, D. Grundmann und E. Richter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Gläser besitzen im allgemeinen nur eine geringe mechanische Festigkeit, die man auf submikroskopische Defekte (microcracks) in den oberflächennahen Schichten zurückführen kann. Diese Mikrodefekte bilden bei Belastung den Ausgangspunkt für den vorzeitigen Bruch des Glaskörpers. Ein direkter experimenteller Nachweis der Mikrodefekte steht derzeit noch aus. Zur Charakterisierung des Oberflächenzustandes ist man bei Glas nach wie vor auf indirekte Methoden angewiesen. Bedampft man beispielsweise eine Alkalisilikatglasoberfläche mit elementarem Natrium, so tritt eine Anreicherung des Natriums in den oberflächennahen Schichten des Glases ein [1]. Neben einer Braunfärbung durch Elektroneneinbau in Leerstellen verändert sich das thermische Ausdehnungsverhalten dieser Schichten derart, daß beim Abkühlen auf Raumtemperatur als Folge der unterschiedlichen Kontraktion zwischen den Oberflächenschichten und dem Glaskern starke Zugspannungen entstehen. Sind in der Oberfläche Mikrodefekte (Risse, Inhomogenitäten usw.) vorhanden, so erfolgt nach Überschreiten eines gewissen Schwellwertes der Zugspannung eine Aufweitung der ursprünglichen submikroskopischen Defekte in mikroskopisch sichtbare Dimensionen. Im folgenden wird dargestellt, wie sich unterschiedliche Vorbehandlungen der Gläser auf die durch

die Natriumbedampfung je Flächeneinheit erzeugten sichtbaren Risse auswirken. Als Testgläser dienten handelsübliche Objektträgergläser. Die Rißdichte wurde durch Auszählen im Lichtmikroskop ermittelt. Es wurde der Einfluß des Ätzens mit Flußsäure, der chemischen Verfestigung und der Bestrahlung mit α -, β - und γ -Strahlung untersucht.

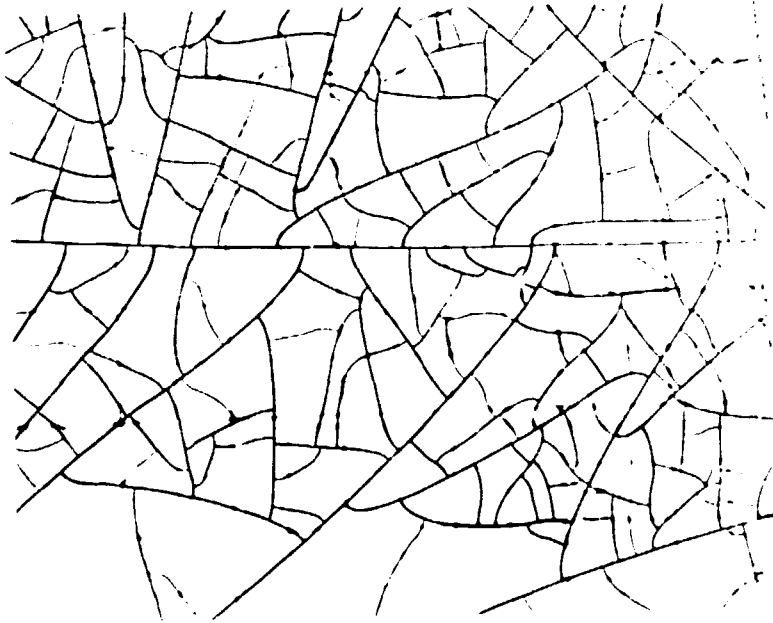


Abb. 1
Typisches Rißmuster nach der Natriumdampfbehandlung

Abbildung 1 zeigt ein voll ausgebildetes Rißnetz nach Bedampfen mit Natrium an nicht vorbehandeltem Objektträgerglas. Derartige Rißstrukturen sind an frisch bedampften Objektträgern nicht erkennbar. Erst nach Behandlung mit Wasser werden die Risse sichtbar. Die Tabelle 1 gibt einen Überblick über die nach unterschiedlicher Vorbehandlung an Objektträgergläsern gemessenen Rißdichten. Während die chemische Verfestigung keinen signifikanten Einfluß auf die Rißdichte hat, findet man bei der Ätzung mit Flußsäure ein Absinken der gemessenen Rißdichte. Man nimmt an, daß durch die Flußsäure ein Teil der Mikrodefekte abgetragen wird und darüber hinaus eine Abrundung des Kerbgrundes der Mikrorisse eintritt, die die Kerbwirkung abschwächt. Wie erwartet, führt die Einwirkung ionisierender Strahlung auf die Glasoberfläche zu erhöhten Rißdichten, da zusätzliche Defekte erzeugt oder bereits vorhandene verstärkt werden. Bei gleicher Bestrahlungsdosis von 14 Mrd weisen die elektronenbestrahlten Gläser die höchsten gemessenen Rißdichten auf. Offensichtlich tritt bei α -Strahlung bei der angewandten Dosis von 14 Mrd bereits eine merkliche Ausheilung der Strahlungsdefekte ein, die sich mit steigender Dosis noch verstärkt.

Die beschriebene Methode zur Charakterisierung von Defektstrukturen auf Alkalisilikatglasoberflächen läßt sich für einzelne spezielle Fragestellungen mit Erfolg anwenden. Gegen einen universelleren Einsatz im Routinebetrieb sprechen die Beschränkung auf Gläser ähnlicher chemischer Zusammensetzung, der apparative Aufwand, die große Streubreite der Meßwerte und vor allem die relativ große Zeitspanne von ca. 2 - 3 Stunden zwischen Beginn der Messung und dem Vorliegen des Resultates.

Tabelle 1

Experimentell ermittelte Rißdichten (Anzahl der Risse/cm²) an unterschiedlich vorbehandelten Objektträgergläsern

Behandlungsart	Rißdichte [cm ⁻²]
nicht vorbehandelt	7815 (± 7 %)
chemisch verfestigt	6883 (± 12 %)
geätzt 1 min mit 20%iger HF	1125 (± 7 %)
10%iger HF	1000 (± 9 %)
3%iger HF	1375 (± 9 %)
bestrahlt mit α-Strahlung (14 Mrd)	53563 (± 4 %)
α-Strahlung (70 Mrd)	50250 (± 7 %)
α-Strahlung (140 Mrd)	20213 (± 9 %)
mit Elektronenstrahlung (14 Mrd)	112688 (± 2 %)
mit γ-Strahlung (14 Mrd)	30704 (± 8 %)

L i t e r a t u r

[1] Andrade, E.N. und L.C. Teien, Proc. Royal Soc. A149 (1937) 346

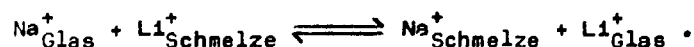
4.52. CHARAKTERISIERUNG VON SILIKATGLASOBERFLÄCHEN DURCH IONENAUSTAUSCH IN LITHIUMSALZSCHMELZEN

A. Kolitsch und E. Richter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die von Griffith [1] 1920 postulierten Mikrodefekte (microcracks), die die mechanische Festigkeit des Glases gegenüber den theoretisch zu erwartenden Werten um 2 bis 3 Größenordnungen herabsetzen, konnten bisher experimentell nicht direkt nachgewiesen werden. Man muß noch immer zur Charakterisierung des Oberflächenzustandes der Gläser indirekte Methoden einsetzen.

Bringt man ein Na₂O-haltiges Silikatglas in eine Lithiumsalzschmelze ein, so erfolgt ein Austausch der Natriumionen des Glases gegen Lithiumionen der Schmelze gemäß



Auf Grund des kleineren Ionenradius des Lithiumions (Radienverhältnis $\text{Li}^+/\text{Na}^+ = 0.63$) wird in den oberflächennahen Schichten des Glases eine zweidimensionale Zugspannung aufgebaut, die bei Vorhandensein von Inhomogenitäten nach Überschreiten eines Schwellwerts eine Aufweitung der ursprünglich submikroskopischen Defekte in mikroskopisch sichtbare Dimensionen bewirkt. Zwischen den ursprünglich vorhandenen Mikrodefekten und den sichtbaren Rissen in der Glasoberfläche besteht nach Ernsberger [2] ein 1:1-Verhältnis. Dabei muß beachtet werden, daß nur ein geringer Bruchteil der microcracks in sichtbare Dimensionen aufgeweitet wird, da durch Bildung einzelner mikroskopischer Risse die Oberfläche weitgehend entspannt wird und weitere Defekte nicht mehr kritisch werden.



Abb. 1
Sichtbare Rißstruktur nach Ionenaustausch
in Lithiumsalzschmelze
(Vergrößerung 63fach)

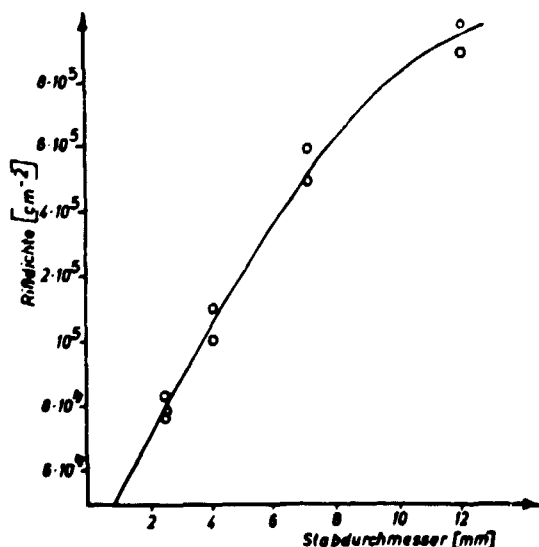


Abb. 2
Einfluß des Stabdurchmessers auf die
meßbare Rißdichte

Die durch den Ionenaustausch erzeugte und durch Auszähle. definierter Flächen zugängliche Rißdichte kann unter bestimmten Bedingungen als Kenngröße zur Beschreibung des Oberflächenzustandes silikatischer Gläser dienen. Abb. 1 zeigt ein typisches Rißnetz auf handelsüblichem Objektträgerglas nach Ionenaustausch in einer eutektischen $\text{LiNO}_3/\text{KNO}_3$ -Schmelze. Mit steigender Austauschzeit bei konstanter Temperatur der Salzschi-melze erreicht die meßbare Rißdichte einen Sättigungswert. Neben der Rißbildung treten Oberflächenkristallisationserscheinungen auf. Bei Temperaturen über 400°C ist die Kristallisation der vorherrschende Prozeß. Es konnte gezeigt werden, daß die gemessene Rißdichte von der chemischen Zusammensetzung des Glases abhängt. Mit steigendem Gehalt an Na_2O bei konstanter Netzwerkbildnerkonzentration ($\text{SiO}_2 + \text{Al}_2\text{O}_3$) nimmt die gemessene Rißdichte zu. Man kann deshalb nur Gläser annähernd gleicher chemischer Zusammensetzung

hinsichtlich ihrer Oberflächendefektstruktur vergleichen.

Durch Abätzen der Oberfläche mit Flußsäure wird die Störstellenkonzentration auf der Oberfläche vermindert. Die durch Ionenaustausch erzeugte Rißdichte sinkt. Den gleichen Effekt findet man bei der Betrachtung des Einflusses des Polierens auf den Oberflächenzustand; mit fortschreitendem Polierprozeß sinkt die Defektkonzentration.

Beim Abkühlen des Glases treten wegen der schlechten Wärmeleitung große Temperaturgradienten zwischen Oberfläche und Glaskern auf, die letztlich zur Ausbildung von Zugspannungen und unterhalb der Transformationstem-

peratur zur Ribbildung in der Oberfläche führen. Betrachtet man Glasstäbe, so kann man eine Abhängigkeit der Defektdichte auf der Oberfläche vom Stabdurchmesser erwarten. Durch die Ionenaustauschexperimente konnte der experimentelle Beweis erbracht werden. Abb. 2 zeigt den Verlauf der gemessenen Ribdichte in Abhängigkeit vom Durchmesser eines sich kontinuierlich verjüngenden Glasstabes. Mit steigendem Stabdurchmesser nimmt auch die gemessene Ribdichte zu.

L i t e r a t u r

- [1] Griffith, A.A., Phil. Trans. Royal Soc. A221 (1920) 163
- [2] Erneberger, F.M., Proc. Royal Soc. (London) A257 (1960) 213

4.53. DEKORIERUNG VON GLASOBERFLÄCHEN MIT HILFE VON FESTKÖRPERSPURDETEKTOREN

H. Reuther

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In Verbindung mit Festigkeitsuntersuchungen hat die Charakterisierung von Glasoberflächen eine große Bedeutung. Gegenwärtig gibt es für Gläser noch keine Methoden zur eindeutigen Beschreibung von Oberflächenzuständen.

Innerhalb eines umfangreichen Programms zur Testung geeignet erscheinender Verfahren wurden Defektdekorationsuntersuchungen mit Festkörperspurdetektoren (FKSD) durchgeführt. Dabei wird die Verteilung von Sondenatomen, die durch Sorption auf bzw. in die Probenoberfläche gebrecht wurden, mit Hilfe organischer Teilchendetektoren abgebildet und versucht, Oberflächendefekte nachzuweisen.

Als Sondenatome wurden Bor-10 und Lithium-6 benutzt, als Detektor Zelluloseazetatfolie vom VEB ORWO Wolfen. Bei Beschuß mit thermischen Neutronen wurden die $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ - bzw. die $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$ -Reaktion induziert und die Alphateilchen in der Plastfolie registriert. Die Teilchen Spuren konnten durch Ätzung in alkalischen Medien lichtmikroskopisch sichtbar gemacht werden.

Als Proben wurden Gläser ausgewählt, die selbst kein Bor oder Lithium enthielten, wie Kieselglas oder AV-45, und mit Defekten unterschiedlicher Größe (Risse, Sprünge, Kretzer, Polierspuren, Diamantmikroindrücke) versehen.

Das Beladen der Glasoberflächen mit Bor- bzw. Lithiumatomen erfolgte ausschließlich durch Sorption in wäßrigen Lösungen. Als Lösungsmittel dienten Wasser und Alkohol, als Sorptionsmittel Boroxid und Borsäure, Lithiumkarbonat, -nitrat, -bromid und -hydroxid.

Die mit Detektorfolien versehenen Proben wurden in der thermischen Säule des Rossendorfer Forschungsreaktors, im VK 3 und VK 4 (integroter Neutronenfluß $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ bis $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) bestrahlt, die Folien anschließend 30 min bei 50°C in 10 n KOH entwickelt. Die Alphateilchen Spuren erreichten dabei Größen von 0.5 bis $1.0/\mu\text{m}$.

Die Auswertung erfolgte lichtmikroskopisch. Die Defekte hoben sich durch eine hohe Spurdichte ("Schwärzung") von ihrer Umgebung ab. Diese "Schwärzung" wurde mit abnehmender Defektgröße geringer. Kleinere Defekte als Diamantmikroindrücke (Größenordnung 5 bis $10/\mu\text{m}$) konnten nicht abgebildet werden.

Das beschriebene Verfahren kann auch zur quantitativen Analyse von Bor oder Lithium genutzt werden.

4.54. UNTERSUCHUNGEN VON GLASOBERFLÄCHEN MIT FLÜSSIGKRISTALLEN

G. Boden und R. Küchler

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Flüssige Kristalle (FK) sind organische Verbindungen, die oberhalb des Schmelzpunktes anisotrope Eigenschaften z.B. bezüglich des Brechungsindex, der Viskosität, der Dielektrizitätskonstanten und der Leitfähigkeit für die einzelnen Molekülachsen zeigen und die erst bei weiterer Erhöhung der Temperatur oberhalb des Klärpunktes in die isotrope Phase übergehen [1-5].

Obwohl nematische Flüssigkristalle [z.B. p-n-Butyl-N-(p-methoxybenzyliden), Benzoessäureester] auf Grund der elektrooptischen Effekte vor allem für Anzeigenelemente [1-6] und cholesterinische FK (Cholesterinester) wegen der Temperaturabhängigkeit der Reflexionsfarbe zur Thermografie [7] eingesetzt werden, können sie auch für Oberflächenuntersuchungen von Interesse sein.

1. Untersuchungen mit nematischen FK (Texturbilder)

Hierzu wurde ein Gemisch nematischer Benzoessäureester mit einem Schmelzpunkt von 10 °C und einem Klärpunkt von 70 °C auf die Glasoberfläche aufgetropft und mittels Deckgläschen abgedeckt oder infolge Kapillarkwirkung zur Einwanderung zwischen Substrat und Deckglas veranlaßt (Schichtdicke ca. 10 - 20 µm). Unter dem Polarisationsmikroskop wurde dann der Übergang zwischen der isotropen und der anisotropen Phase verfolgt. Dabei wurde an ein und derselben Stelle der Probe nach jedem Erwärm-Abkühl-Zyklus stets wieder das gleiche Texturbild beobachtet. Aus Abb. 1 geht hervor, daß sich die Textur der FK-Anordnung über den aufgeprägten Riß hinaus in ähnlicher Anordnung fortsetzen. Reibspuren können deutlich sichtbar gemacht werden, vor allem dann, wenn Lauf- bzw. Einziehrichtung der FK senkrecht zur Reibrichtung liegen.



Abb. 1

Texturbild einer Glasoberfläche mit Diamantriß nach dem Belegen mit nematischen Flüssigkristallen (Vergrößerung ca. 310fach)

Werden statt der nematischen FK isotrop schmelzende Substanzen, z.B. Diphenylamin auf die Glasoberfläche aufgebracht, so werden bereits nach dem zweiten Erwärmungsabkühlungs-Zyklus völlig andere Texturen beobachtet als nach dem ersten Zyklus.

Die beobachteten Erscheinungen sind auf die relativ starke Wechselwirkung zwischen der Glasoberfläche und den langgestreckten nematischen Molekülen, die sich an der Oberfläche orientieren, zurückzuführen. Mikrodefekte sind mittels der Texturbilder jedoch nicht sichtbar zu machen.

2. Untersuchungen mit nematischen FK im elektrischen Feld

Wird an eine mit einer Zinndioxidschicht versehenen Glasoberfläche, die mit nematischen FK belegt ist, ein elektrisches Feld angelegt, so tritt der dynamische Streueffekt mit den charakteristischen Williams-Domänen auf. Es wurde gefunden, daß Defekte auf der Glasoberfläche einen Einfluß auf die Schwellenspannung des dynamischen Streueffektes und auf den Verlauf der Williams-Domänen ausüben.

Bei horizontal angelegtem elektrischen Feld können ab etwa 2700 V Gleichspannung feine Polierfalten sehr gut beobachtet werden, wenn diese senkrecht zum Verlauf der Feldlinien angeordnet sind. Bei vertikal angelegtem Feld ist bereits bei niedrigen Spannungen um 20 V die Ausbildung von Williams-Domänen am aufgeprägten Riß deutlich zu erkennen. Besonders deutlich ist das Streulicht zu beobachten, wenn dabei die Deckelektrode den negativen Pol darstellt. Abbildung 2 zeigt die Ausrichtung der Williams-Domänen im Gebiet eines starken Risses. Neben dem aufgetragenen groben Defekt sind auf beiden Seiten Diskontinuitäten innerhalb der Williams-Domänen zu erkennen, die auf sehr feine Defekte der Glasoberfläche zurückzuführen sein sollten und die ohne flüssig-kristalline Beschichtung lichtmikroskopisch nicht nachgewiesen werden konnten. Am ausgeprägtesten ist dieser Effekt unmittelbar nach dem Ein- bzw. Ausschalten der Spannung zu beobachten.

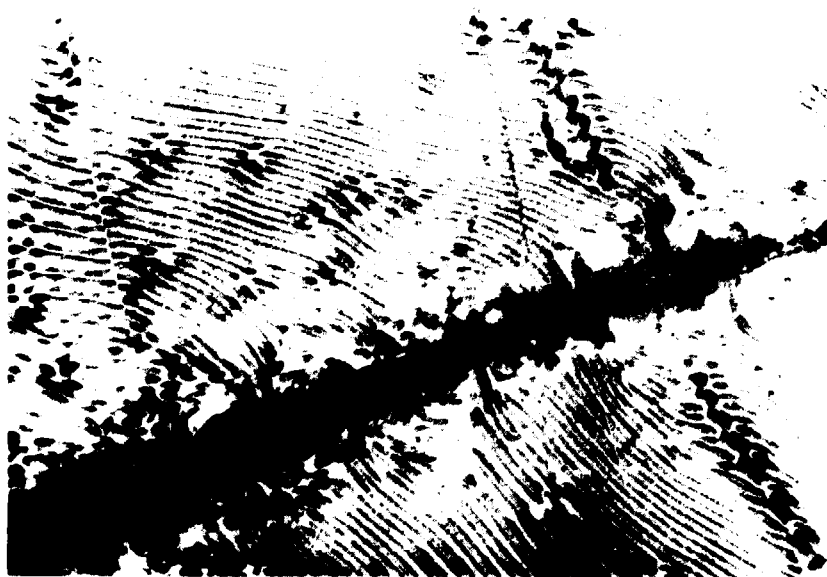


Abb. 2

Defekte an Glasoberflächen, sichtbar gemacht durch diskontinuierlichen Verlauf der Williams-Domänen (Vergrößerung ca. 65fach)

5. Untersuchungen mit cholesterinischen FK

Da sich Oberflächenuntersuchungen in Makrobereichen (Verbundwerkstoffe, menschliche Haut) mit Hilfe von cholesterinischen FK gut durchführen lassen, wurden zur Abrundung der Untersuchungen von Glasoberflächen mit FK auch cholesterinische FK verwendet. Es zeigte sich jedoch, daß zum Nachweis von feineren Defekten wie Ritz- und Polierfalten die Thermografie mit cholesterinischen FK nicht oder nur bedingt geeignet ist. Infolge des schnellen Wärmeflusses und der mikroskopischen Ausdehnung der Defekte überlagern sich die Thermografiefarben so rasch, daß keine eindeutige Zuordnung einer bestimmten Farbe zu einem bestimmten Defekt mehr möglich ist. Größere Defekte von einigen Millimetern Breite sind jedoch durch Aufstreichen der cholesterinischen Mischung "Thermomagicfarbe Licristal", die im Temperaturbereich von 28 - 30 °C die Farbskala von rot bis blauviolett durchläuft, gut sichtbar zu machen.

L i t e r a t u r

- [1] Liebig, H. und K. Wagner, Chemikerzeitg. 95 (1971) 733
- [2] Kast, W., Angew. Chemie 67 (1955) 592
- [3] Steinsträßer, R. und L. Pohl, Angew. Chemie 85 (1973) 706
- [4] Saupe, A., Angew. Chemie 80 (1968) 99
- [5] Demus, D., Z. Chemie 15 (1975) 1
- [6] Kelker, H. und R. Hatz, Chem. Ing. Techn. 45 (1973) 1005
- [7] Woodmansee, W.E., Appl. Optics 7 (1968) 1721

4.55. MIKROBLÄSCHENBILDUNG AN OBERFLÄCHEN VON GLÄSERN

B. Rauschenbach

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Für die Untersuchungen zur Oberflächendekoration von Gläsern wurde der an kristallinen Materialien bekannte Effekt der Bläschenbildung [1] nach Edelgasdotierung untersucht. Dazu wurde das Glas mit Edelgasen gesättigt, was mit gleichem Ergebnis auf verschiedene Weise erreicht wurde [2]:

1. durch Bestrahlung mit thermischen Neutronen im Kernreaktor über (n,α)- oder (n,f)-Prozesse,
2. durch Ionenimplantation von He-, Ne-, Ar- und Kr-Ionen,
3. durch Anwendung extremer Temperatur- und Druckbedingungen in einem Hochtemperatur-Hochdruck-Autoklaven.

Durch nachfolgende Temperaturbehandlung präzipitieren die Gasatome teilweise in Form feinsten Bläschen (Abb. 1). Bevorzugt wurde das Verfahren der Ionenimplantation eingesetzt.

In Gegenwart von Defekten (Rissen, Entmischungen, Spannungen usw.) wird die ansonsten statistische Verteilung der Mikrobläschen unterbrochen - Dekorationseffekt. Die Mikrobläschenbildung ist eine Funktion der Parameter: Glaszusammensetzung, Oberflächentopografie, Dosis und Energie der Inzidenzteileichen, Temperaturbehandlung sowie der thermischen und mechanischen Vorbehandlung [3]. Die elektronenoptische Auswertung erfolgte je nach Zweckmäßigkeit im Höchstspannungs-Elektronenmikroskop JEM 1000 oder im Raster-Elektronenmikroskop JEM S-1, wobei spezielle Heitzische eine "in-situ"-Beobachtung der Mikrobläschenbildung

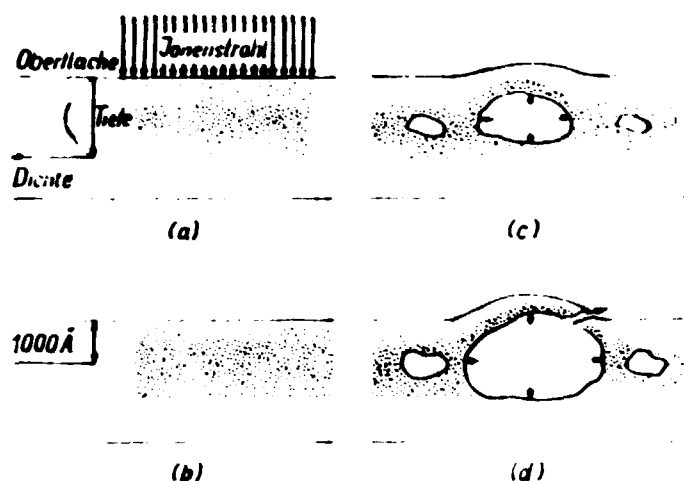


Abb. 1

Schematische Darstellung der Mikrobläschenbildung nach der Ionenimplantation

erlaubten. Die Edelgase werden durch den Bruch der Mikrobläschen freigesetzt (Abb. 2).

Mit Hilfe der Sekundärionen-Massenspektrometrie und der Massenspektrometrie konnte das durch die Mikrobläschen veränderte Implantationsprofil bzw. die diskontinuierliche Freisetzung der Edelgase bestimmt werden.

Die Anordnung der feinsten Mikrobläschen (Durchmesser einige 10 Å) ermöglichte die Charakterisierung der Feinstruktur der Glasoberfläche [2,3].

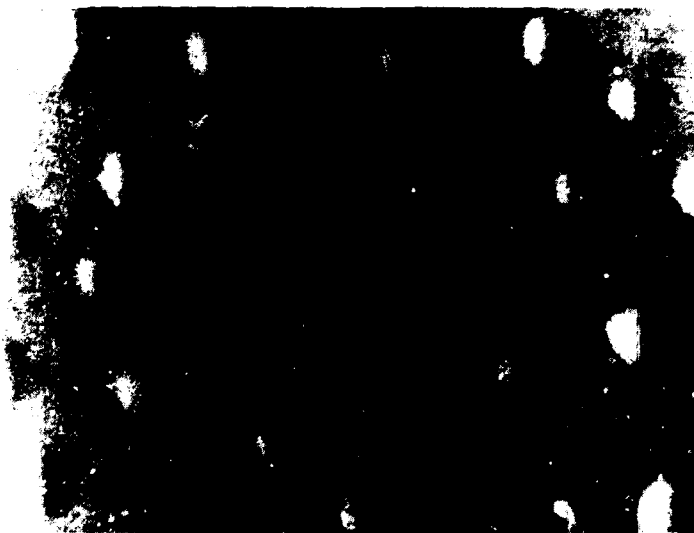


Abb. 2

Rasterelektronenmikroskopische Abbildung einer Glasoberfläche nach Ionenimplantation und Temperaturbehandlung

L i t e r a t u r

- [1] Norris, D.J.R., Radiation effects 14 (1972) 1
- [2] Rauschenbach, B. and W. Hinz, Proc. XI. Int. Congr. on Glass, Prague, A-10, III (1977) 417
- [3] Rauschenbach, B. und W. Hinz, Glastechn. Ber., (in Druck)

5. BERICHTE ZU DEN BESCHLEUNIGERN

Die Betriebspläne wurden an allen Beschleunigern des ZfK im Berichtszeitraum erfüllt und teilweise überboten. Hervorzuheben sind in diesem Zusammenhang die hohe Betriebssicherheit und die gute Verfügbarkeit der Anlagen. Voraussetzung für die erzielten Betriebsleistungen war und ist die weitere wissenschaftliche Durchdringung der Prozesse an den Beschleunigern sowie die Erweiterung ihrer Einsatzmöglichkeiten.

Am Zyklotron U-120 wurden durch Rekonstruktion der Targettechnik Voraussetzungen für die Produktion des medizinisch bedeutsamen Nuklids ^{67}Ga geschaffen. Entwicklungsarbeiten an einer speziellen Ionenquelle sowie der Aufbau einer Impulsbogenspannungsquelle gestatteten erstmals die Durchführung eines kernphysikalischen Experiments mit beschleunigten Li-Ionen. Eine effektive Verbesserung der Betriebsergebnisse bei der Beschleunigung von He-Ionen konnte durch eine Rekonstruktion der vorhandenen Gasrückgewinnungsanlage erreicht werden. - In bezug auf die Nutzung des Zyklotrons ist erwähnenswert, daß neben dem hauptsächlichsten Einsatz für Kernphysik, Isotopenproduktion und Krebstherapie im eigenen Umfang Bestrahlungsleistungen für volkswirtschaftlich bedeutsame Verschleißmessungen erbracht wurden.

Im Ergebnis verschiedener Entwicklungsarbeiten am Tandem-Generator EGP-10-1 wurde die Betriebssicherheit erhöht und gleichzeitig die Betriebsführung spürbar erleichtert. Dabei werden einzelne Maßnahmen, z.B. auch die Rekonstruktion des Spannungsteilers und des Vakuumsystems, erst in den nächsten Jahren voll wirksam werden. Aber bereits im Berichtszeitraum konnte u.a. die durchschnittliche Lebensdauer des Ladungstransportbandes von 1048 h auf 2365 h und die der Katoden von 104 h auf 570 h erhöht werden. - Für den Strahlbetrieb ist charakteristisch, daß während 47,8 % der Betriebszeit schwere Ionen beschleunigt wurden und der Beschleuniger während 31 % der Betriebszeit bei der derzeitigen Maximalspannung von 4.75 MV betrieben wurde.

Der Betrieb des 2-MV-Van-de-Graaff-Generators wurde zwecks Rekonstruktion und Umsetzung in das Tandem-Gebäude im April 1977 eingestellt. Das Kollektiv hat sich das Ziel gestellt, den Strahlbetrieb ab 1.4.1978 wieder zu gewährleisten. Die erste Etappe in Form der technischen Inbetriebnahme des Beschleunigers wurde zu Ehren des 60. Jahrestages der Sozialistischen Oktoberrevolution am 6.11.1977 abgeschlossen.

Durch zielgerichtete Arbeiten am Meßzentrum an den Beschleunigern konnten die rechen- und meßtechnischen Voraussetzungen für weitere umfangreiche kernphysikalische Experimente geschaffen werden. Hierzu gehören der Einsatz eines Rasterdisplays, der Anschluß von CAMAC-Moduln sowie die Erarbeitung eines Programmpakets zur Automatisierung von Goniometer-Experimenten. - Auf dem Gebiet der Prozeßführung wurde am Zyklotron U-120 die Rechnerführung von Strahlintensität und Kühlwassertemperatur in Betrieb genommen.

R. Weibrecht

5.1. DER BETRIEB DES ZYKLOTRONS U-120

B. Anders und H. Odrich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Das Zyklotron wurde im Berichtszeitraum dreischichtig betrieben. Von der Gesamtzeit standen 84 % für Experimente mit Strahl zur Verfügung. Tabelle 1 zeigt die Verteilung nach Nutzern und Ionenarten.

Tabelle 1

Statistik des Zyklotronbetriebes

Strahlzeit für	[%]	Ionenart	[%]
Kernphysik	33	d	50
Isotopenproduktion	26	H_2^+	4
Biophysik	4	α	32
Neutronentherapie	9	$^3He^{2+}$	12
Verschleißuntersuchungen	8	$^7Li^{3+}$	2
Beschleunigungstechnik	16		
Aktivierungsanalyse	4		

Eine Rekonstruktion der He-Gasrückgewinnungsanlage verbesserte nicht nur den Betrieb mit $^3He^{2+}$ -Ionen, sondern führte bei der Beschleunigung von α -Teilchen durch die Anwendung von gereinigtem Helium zu einer Verlängerung der mittleren Lebensdauer der Katode von 20 auf 50 Stunden. Die Bedeutung des Zyklotrons bei der Lösung

volkswirtschaftlicher Aufgaben ist weiter gestiegen. Zum Beispiel erhöhte sich die Anzahl der Institutionen, die Aktivierungen am Zyklotron für Verschleißuntersuchungen durchführen.

Zur Verbesserung der Bestrahlungstechnologie wurde eine neue Einrichtung entwickelt und im Betrieb erprobt. Sie ist die Grundlage zur Herstellung weiterer Zyklotron-Nuklide.

Entwicklungsarbeiten dienten der Vorbereitung der routinemäßigen Beschleunigung von Li^{3+} -Ionen (siehe Bericht 5.2.). Beschleunigungsversuche mit $^7Li^{3+}$ -Ionen und erste experimentelle Ergebnisse auf dem Gebiet der Kernspektroskopie (siehe Bericht 2.1.) bestätigen die erfolgreiche Durchführung dieser Arbeit. Zur Unterstützung von Entwicklungsarbeiten an der Ionenquelle erfolgten Berechnungen der Anfangsbahnen im Zentrum der Beschleunigungskammer (siehe Bericht 5.11.). Die Entwicklung einer Impulsbogenspannungsquelle (siehe Bericht 5.3.) führte zur Verbesserung der Betriebseigenschaften der Ionenquelle bei der Herstellung von Li^{3+} -Ionen.

5.2. DIE BESCHLEUNIGUNG VON Li -IONEN MIT DEM ZYKLOTRON U-120

J. Dietrich, G. Kerber, W. Neumann und H. Odrich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Die Vorbereitung der ^6Li -Beschleunigung erforderte eine Modifikation der internen Niedervoltbogenionenquelle des Zyklotrons U-120. Abbildung 1 zeigt den Kopf dieser Ionenquelle. Der Schmelztiegel für das Li -Metall enthält eine Innenheizung. Durch einen kurzen Oberstromkanal zum Entladungrohr wird die Kondensation des Li -Dampfes unterbunden. Für die Überwachung der Temperatur im Entladungrohr und im Schmelztiegel sind Thermoelemente eingesetzt. Zur Zündung der Ionenquelle wird He als Hilfgas verwendet. Der günstigste Ort des Schmelztiegels

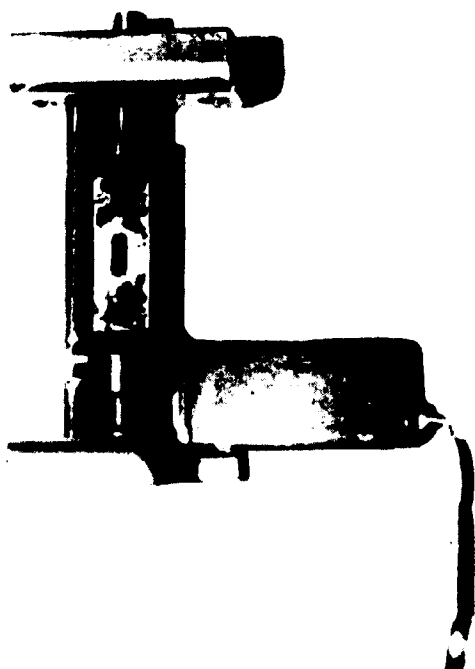


Abb. 1
Kopf der Li-Ionenquelle mit Schmelz-
tiegel

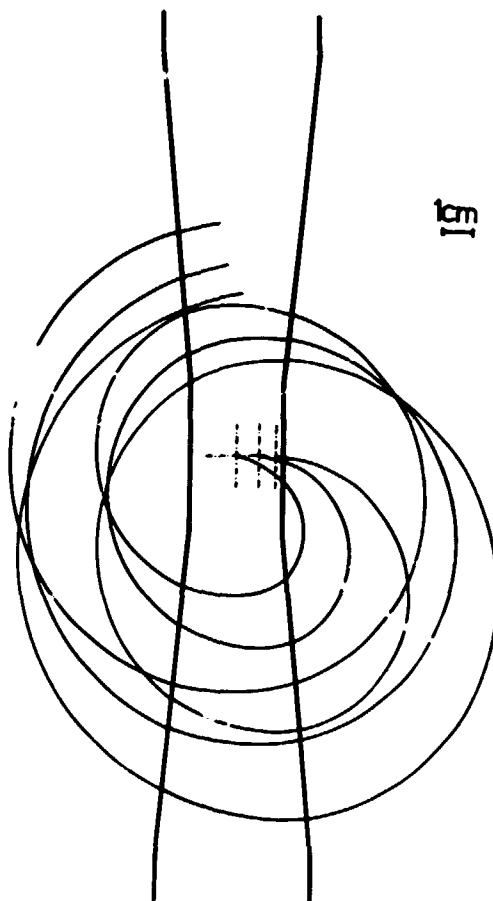


Abb. 2
Berechnete Anfangsbahnen der ${}^7\text{Li}^{3+}$ -
Ionen bei drei verschiedenen Abstän-
den zwischen Ionenquelle und Duant

ergab sich aus der Berechnung der Anfangsionenbahnen mit einem FORTRAN-Programm (siehe Bericht 5.11.). Das Optimierungsproblem ist in Abb. 2 zu erkennen. Die experimentelle Bestimmung der Betriebsdaten für die Ionenquelle während der ${}^7\text{Li}^{3+}$ -Beschleunigung ergab die folgenden optimalen Werte:

Bogenspannung U_B	= 200 V
Bogenstrom I_B	= 3 A
Temperatur des Tiegels	= 730 °K
Temperatur des Entladungsrohres T_E	= 1000 °K
Leistung der Tiegelheizung P	= 20 W
Betriebszeit mit einer Tiegelfüllung	ca. 20 h.

Die Energie der beschleunigten ${}^7\text{Li}^{3+}$ -Ionen betrug 35 MeV, die Intensität 100 nA. Erste kernphysikalische Experimente wurden durchgeführt (siehe Bericht 2.1.).

5.3. EINE IMPULSBOGENSPANNUNGSQUELLE FÜR DIE ZYKLOTRON-IONENQUELLE

H. Büttig, P. Hartmann und H. Merker

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Für spezielle Untersuchungen an der Ionenquelle des Zyklotrons U-120 ist es erforderlich, die Ionenquelle im Impulsregime zu betreiben.

Die entwickelte Impulsbogenspannungsquelle ermöglicht die Bereitstellung einer getasteten Bogenspannung mit Frequenzen bis 100 Hz bei fest einstellbaren Tastverhältnissen von 0,5, 0,25, 0,1 und 0,05. Bisher durchgeführte Untersuchungen ergaben mit der Testfrequenz 50 Hz und dem Tastverhältnis 0,5 bei 500 V Bogenspannung einen Spitzenstrom von 20 A [1].

Abbildung 1 zeigt das Blockschaltbild der Impulsbogenspannungsquelle. Die Bogenspannung wird über den Regeltrafo RT, den der Hochspannungstrafo HT, der Gleichrichterblock G und die Kondensatorbatterie C nachgeschaltet sind, bereitgestellt.

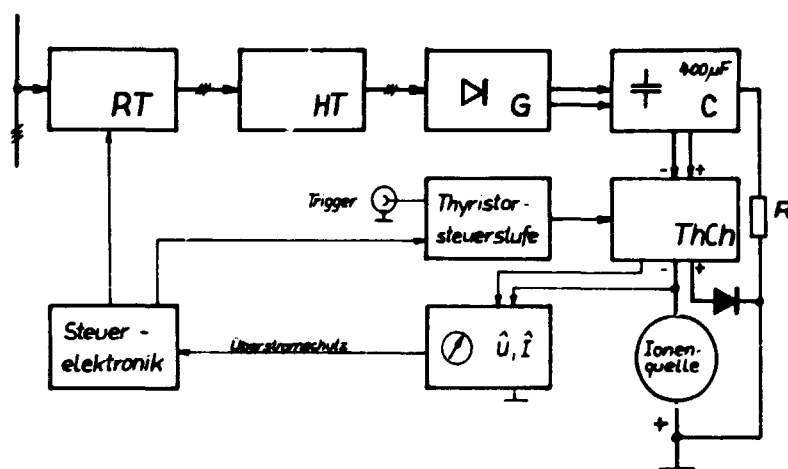


Abb. 1
Impulsbogenspannungsquelle

Als Impulsmodulator ist ein speziell für diesen Zweck entwickelter Thyristorchopper ThCh eingesetzt, der intern mit einem Generator und extern mit den Testimpulsen des HF-Generators des Zyklotrons synchronisiert werden kann. Der eingebaute Phasenregler ermöglicht bei externer Synchronisation die Optimierung des Zündzeitpunktes der Quelle. Der den Thyristorchopper überbrückende Widerstand R bewirkt, daß ein Ruhestrom durch die Ionenquelle fließt, der verhindert, daß das Plasma in den Tastpausen abreißt. Zur Anlage gehören außerdem eine Meßeinrichtung für die Impulsgrößen und verschiedene Schutzeinrichtungen.

L i t e r a t u r

[1] Büttig, H. et al., wird veröffentlicht

5.4. DER BETRIEB DES TANDEM-GENERATORS EGP-10-1

H. Matthes und S. Turuc

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

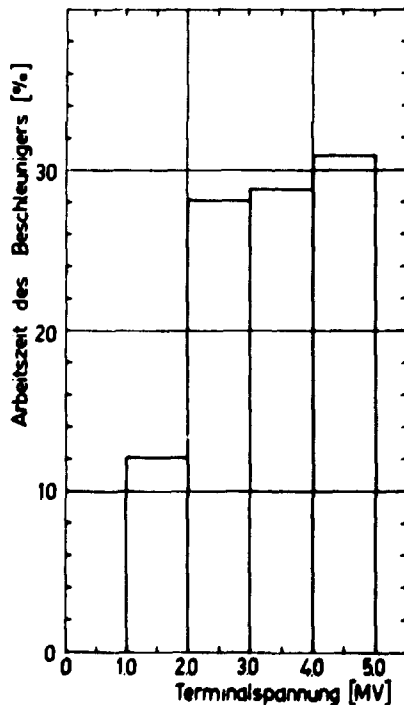
Der Tandem-Generator EGP-10-1 stand im Berichtszeitraum zu 71.7 % für Experimente mit Strahl zur Verfügung. Die Nutzung der Strahlzeit verteilte sich wie folgt:

Kernphysik	69.3 %
Festkörperphysik	11.3 %
Beschleunigungstechnik	19.4 %

Die Strahlzeitanteile der einzelnen Ionenarten betrugen:

Protonen	22.8 %
Deuteronen	29.4 %
Stickstoffionen	39 %
Bromionen	8 %
Kohlenstoffionen	0.8 %

Die Verteilung der Terminalspannungen über die Arbeitszeit des Tandem-Generators ist in Abb. 1 dargestellt. Der Tandem-Generator arbeitete 34.4 % der Gesamtarbeitszeit im Impulregime (ns-Pulsung). Im Berichtszeitraum wurde das Druckgefäß des Tandem-Generators 11mal wegen Reparatur- und Wartungsarbeiten geöffnet. Seit März 1977 wird ein Ladeband der Firma Greengate Industrial Polymers Limited benutzt. In diesem Zusammenhang wurde die Beladung von Nadeln auf Bürsten umgestellt und ein neues Ladestromstabilisierungssystem in Betrieb genommen. Die Katoden aus der Eigenproduktion für die Ionenquelle EKTON 4 bewähren sich. Die durchschnittliche Lebensdauer im Wasserstoff/Stickstoff-Regime ist 570 Stunden. Vier Beschleunigerrohrsektionen haben bisher 11600 Stunden gearbeitet, zwei Sektoren 20500 Stunden.



Im Rahmen der Rekonstruktion der Vakuumanlage wurde an der Niederenergieseite des Tandem-Generators eine Quecksilber-Diffusionspumpe durch eine Kombination Turbomolekularpumpe/Ionengetterpumpe ersetzt.

Abb. 1

Verteilung der Beschleunigungsspannung über die Betriebszeit des Tandem-Generators EGP-10-1

5.5. EIN NEUES THERMOELEKTRISCHES GASDOSIERVENTIL

W. Pfestorf

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

An Gasdosierventile für Ionenquellen und Gasstripper in elektrostatischen Beschleunigern werden hohe Anforderungen gestellt. Problematisch sind die Betriebszuverlässigkeit, die Steuerbarkeit und z.T. die Konstanz des eingestellten Gasstromes.

Ausgehend von theoretischen und praktischen Untersuchungen zum Strömungsverhalten und den mechanischen Eigenschaften der Groesselektelle mehrerer Ventilvarianten wurde ein thermoelektrisch einstellbares Dosierventil mit vergoldeter Stahlkugel konstruiert (Abb. 1).

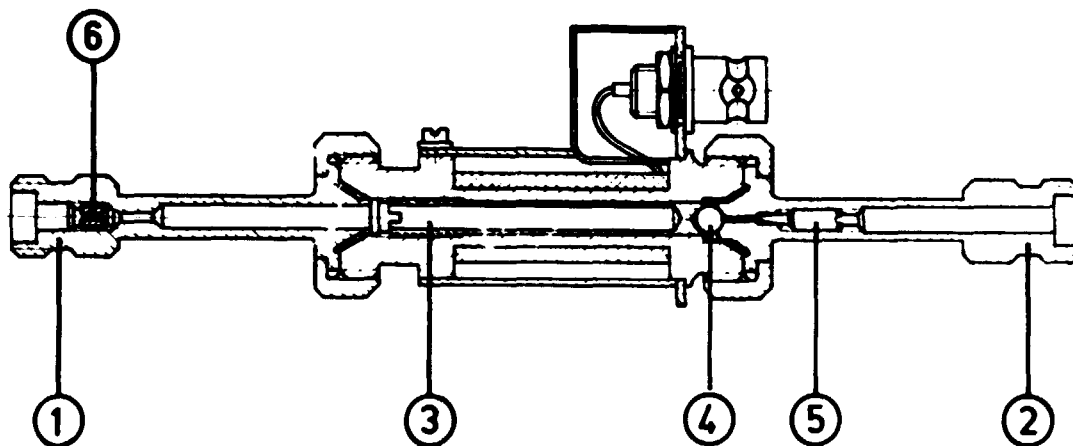


Abb. 1

Thermoelektrisch einstellbares Gasdosierventil:

- | | |
|---|------------------------------------|
| 1 - Druckgasanschluß bis $p = 20$ bar | 4 - Stahlkugel vergoldet |
| 2 - Vakuumanschluß (auch in NW 16 CF möglich) | 5 - einstellbares Begrenzungsstück |
| 3 - Drucktab | 6 - Sintermetallfilter |

Das Dosierventil arbeitet im Temperaturbereich von 70°C bis 120°C . Bei Verwendung eines Absperrventils auf der Druckseite und der Modifikation des elektrischen Heizanschlusses ist das Ventil bis 400°C ausheizbar.

Abbildung 2 zeigt charakteristische Gasstromkennlinien des Dosierventils. Bei 40°C und einer Druckdifferenz $\Delta p = 11$ bar über dem Ventil, liegt der Gasstrom Q unter 10^{-9} aber 1.

Durch Veränderung der wirksamen Länge des Drucktabes kann der Anstieg der Kennlinien speziellen Bedingungen angepaßt werden.

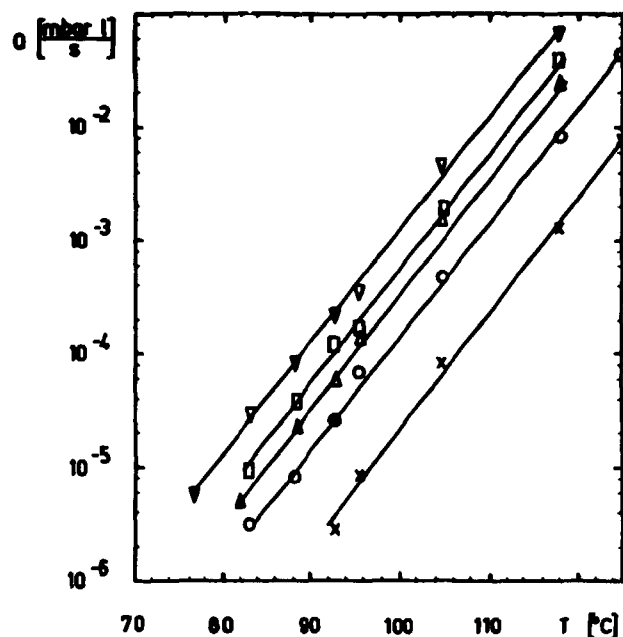


Abb. 2

Gasstromkennlinien: $Q = f(T)$, $\Delta p = 11$ bar (∇),
 $\Delta p = 8$ bar ($\square$), $\Delta p = 6$ bar (Δ),
 $\Delta p = 3$ bar ($\circ$), $\Delta p = 1$ bar ($\times$).

5.6. BERECHNUNG VON STRAHVERLUSTEN AM TANDEM-BESCHLEUNIGER EGP-10-1

R. Hentschel

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Auf der Grundlage von typischen Betriebsvakuumwerten am EGP-10-1 wurden die Strahlverluste berechnet, die durch die Umladung der beschleunigten Ionen an Restgasmolekülen entstehen. Strahlverluste durch andere Wechselwirkungen (z.B. Streuung) sowie ionenoptisch bedingte Strahlverluste (z.B. an Spaltsystemen) sind in den Ergebnissen nicht enthalten. Die den Berechnungen zugrunde liegenden Strahlverringerrungsrate oder Wirkungsquerschnitte wurden der Literatur entnommen [1,2,3,4] bzw. durch eine definierte Vakuumverschlechterung beim Strahlbetrieb des Beschleunigers experimentell bestimmt. Es ergaben sich folgende Aussagen:

- Die Hauptverluste entstehen auf der Niederenergieseite des Beschleunigers.
- Beim Protonenbetrieb mit einer Einschubenergie von 22 keV gehen 13 % der aus der Ionenquelle extrahierten negativen Wasserstoffionen im Injektor verloren. Für einen NH_2^- - und Br^- -Strahl gleicher Energie wurden die Strahlverringerrungsrate zu $38 \cdot 10^{-4}/10^{-6}$ Torr m bzw. $55 \cdot 10^{-4}/10^{-6}$ Torr m bestimmt. Damit ergeben sich im Injektor bei Stickstoffbetrieb 22 % und beim Brombetrieb 37 % Strahlverlust.
- Im Beschleunigungsrohr auf der Niederenergieseite gehen bei Brombeschleunigung 17 % des eingeschossenen Strahles verloren. Bei Jodbeschleunigung liegt dieser Wert bei 21 %.

- Auf der Hochenergieseite des Tandems entstehen beim Protonenbetrieb Verluste von $\ll 1\%$. Bei der Beschleunigung von Bromionen mit Ladungszuständen $q < 9$ ergeben sich bei Generatorspannungen $U_0 > 3$ MV Verluste von $< 5\%$. Die Strahlverluste werden mit steigender Teilchenmasse, mit höheren Ladungszuständen und mit geringerer Teilchenenergie größer. Die Verluste auf der Hochenergieseite betragen z.B. bei 5fach geladenen 12-MeV-Jodionen 30 %.

L i t e r a t u r

- [1] Williams, J.F., Phys. Rev. 154 (1967) 9
- [2] Allison, S.K., Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 1137
- [3] Wegner, H.E. und P. Thieberger, Nucl. Instrum. and Meth. 122 (1974) 287
- [4] Betz, H.D., Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 465

5.7. DER BETRIEB DES 2-MV-VAN-DE-GRAAFF-GENERATORS

H. Matthes

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Der Betrieb des 2-MV-Van-de-Graaff-Generators wurde planmäßig im April 1977 eingestellt. Zu diesem Zeitpunkt begann eine umfassende Rekonstruktion der Anlage und ihre Umsetzung in das Tandem-Gebäude. Die Zielstellungen waren:

- Verringerung des Wartungs- und Bedienungsaufwandes für den Van-de-Graff-Generator,
- Integration der Gaswirtschaft, der Kühlkreisläufe, des Systems der dosimetrischen Überwachung und weiterer Hilfseinrichtungen beider Beschleuniger,
- prinzipielle Verbesserung der Vakuumanlage und des ionenoptischen Systems.

Im Rahmen der Rekonstruktion erfolgte ein vollständig neuer Aufbau der gesamten elektrisch-elektronischen Anlage, des Strahlführungssystems, der Vakuumanlage und des Steuerpultes, das im Steuerraum des Tandem-Generators EGP-10-1 aufgestellt wurde. Die Vakuumanlage ist auf der ISO-Norm aufgebaut und ausschließlich mit treibmittelfreien Hochvakuumern ausgerüstet.

5.8. DER ENERGIEREGELKREIS DES 2-MV-VAN-DE-GRAAFF-GENERATORS

W. Probst

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Für den 2-MV-Van-de-Graaff-Generator wurde ein neuer Energieregler mit logarithmischem Spaltverstärker entwickelt und am Tandem-Generator EGP-10-1 erprobt.

Der Regelkreis (s. Abb. 1) besteht aus drei Baugruppen:

a) Logarithmierer

Als Logarithmierer sind logarithmische Verstärker LGV 4832-05 eingesetzt [1]. Sie befinden sich unmittelbar am Energiespalt. Der Logarithmierbereich beträgt 10^{-10} A bis 10^{-5} A ohne Bereichumschaltung. Die Abweichung von der logarithmischen Kennlinie ist im Arbeitsbereich kleiner 0.5 %.

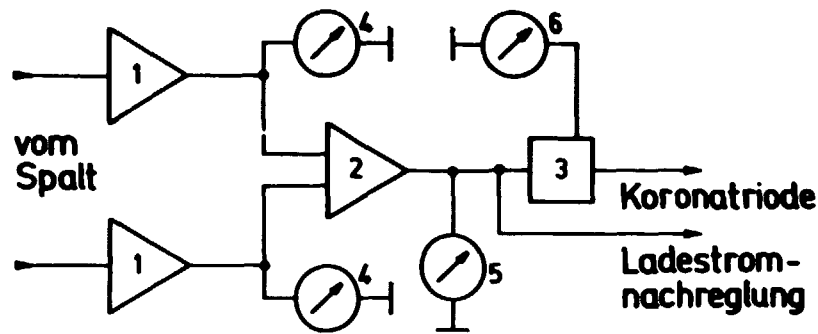


Abb. 1

Blockschaltbild des Energieregelkreises

- | | |
|-----------------------------|----------------------------|
| 1 - Logarithmierer | 4 - Spaltstromanzeige |
| 2 - Differenzverstärker | 5 - Differenzsignalanzeige |
| 3 - Hochspannungsverstärker | 6 - Koronastromanzeige |

b) Der Differenzverstärker mit Spaltstrom- und Regelspannungsanzeige

Diese Baugruppe befindet sich im Steuerraum des Beschleunigers. Es wird das Differenzsignal gebildet, verstärkt und dem Hochspannungsverstärker zugeführt sowie das Nachführsignal für den Bandbeladestrom gewonnen. Die Instrumente zeigen die Spaltströme und das Differenzsignal an.

c) Der Hochspannungsverstärker

Er befindet sich am Beschleuniger in der Nähe der Koronatriode. Als Regelröhre wird die Hochspannungstriode 6 S 20 S verwendet. Der nutzbare Spannungsregulierungsbereich für die Koronatriode beträgt 3 kV bis 11 kV. Der Koronastrom wird zwischen den Nullpotentialen des Hochspannungsverstärkers und des Beschleunigers gemessen.

Bei der Erprobung des Regelkreises am Tandem-Generator fand der pick-up-Meßplatz Verwendung [2].

Abbildung 2 zeigt die statistischen Schwankungen der Beschleunigungsspannung ohne Strahl (Kurve 1) und mit Strahl bei eingeschalteter Energiestabilisierung (Kurve 2). Ohne zusätzliche Korrektur ist die Halbwertsbreite die gleiche wie mit dem linearen Spaltverstärker.

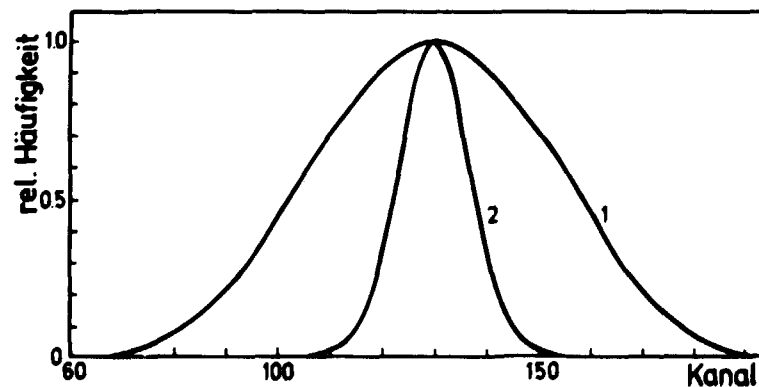


Abb. 2

Häufigkeit der Abweichungen der Beschleunigungsspannung vom Sollwert

- | |
|--|
| 1 - ohne Strahl |
| 2 - mit Strahl und eingeschalteter Energiestabilisierung |

L i t e r a t u r

- [1] AdW-Standard 18.4.1-5
- [2] Curian, H. und W. Siegert, Jahresbericht ZfK-283 (1974) 131

5.9. EIN SPANNUNGSBEGRENZER FÜR BANDGENERATOREN

H. Treff

Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

Bei Ionenbeschleunigern, die auf der Basis von Bandgeneratoren arbeiten, ist es im Interesse der Vermeidung von Überspannungen, der bequemen Einstellung von Betriebsparametern und der Erzielung eines automatischen Strahleinfanges zweckmäßig, einen Spannungsbegrenzer zu installieren, der unabhängig vom Ionenstrahl die Beschleunigerspannung kontrolliert und gegebenenfalls korrigiert.

Im vorliegenden Falle steht zur direkten Spannungsmessung ein Kompensations-Rotationsvoltmeter zur Verfügung. Die Steuerung der Generatorspannung erfolgt grob durch einen Führungsgrößenregler für den Sprühstrom. Die Führungsgröße wird mit einem motorisch gesteuerten Wendelpotentiometer vorgegeben. Der Feinsteuerung der Beschleunigungsspannung dient eine Koronatriode.

Der Spannungsbegrenzer wurde wie folgt realisiert:

Aus der Differenz von Ist- und Sollwert der Generatorspannung wurden mit einem Verstärker mit toter Zone die Informationen Spannung zu hoch, im Arbeitsbereich oder zu niedrig gewonnen. Soll eine vorgewählte Spannung mit Betriebsbeginn eingestellt werden, so wird nach manueller Befehlseingabe das Führungsgrößenpotentiometer für den Sprühstrom so lange nach größeren Werten verstellt (und damit die Generatorspannung erhöht) bis entweder

- die Spannung den vorgewählten Bereich erreicht hat und das Spaltsystem einen Ionenstrahl registriert hat oder
- die Spannung zum ersten Mal als "zu hoch" gemeldet wurde.

Im zweiten Falle pendelt von nun an die Generatorspannung ständig zwischen beiden Schranken. Das Pendeln und damit die permanente Strahlauche wird erreicht, indem die Kreisverstärkung der Schleife hinreichend hoch eingestellt ist, aber nur so groß, daß unter Einfluß der Schließung des mit der Koronatriode realisierten Hilfsgrößenreglers durch Einfang des Ionenstrahls die Stabilität hergestellt wird. Im ersten Fall kommt es nicht zum Pendeln.

Mit dem Abschluß dieses Prozesses erfolgt die Führung des Sprühstromstabilisators aus dem Steuersignal für die Steuerröhre der Koronatriode, wenn die Spannung im Bereich ist oder (dominierend) aus dem Spannungsvergleicher, falls die Generatorspannung den Sollwertbereich über- oder unterschritten hat.

Die AB-Fahrt der Generatorspannung erfolgt, indem manuell der entsprechende Befehl eingegeben und dadurch automatisch die Führungsgröße des Sollwertes so lange verringert wird, bis die Sprühspannung den Wert Null erreicht hat.

Mit dem beschriebenen Spannungsbegrenzer wurde die Bedienung der Anlage vereinfacht. Der Spannungsbegrenzer verhindert, daß die Spannung auf Grund von Nullpunktfehlern der eingesetzten Verstärker, der Drift des Quellenstromes u.ä.m. bei Strahlausfall unkontrolliert driftet.

Für die Begrenzung der Beschleunigungsspannung bei abruptem Ausfall der Ionenquelle reicht die Arbeitsgeschwindigkeit des Begrenzers nicht aus. Die Berücksichtigung dieses seltenen Betriebsfalles könnte jedoch durch Überbrückung des Motorpotentiometers mit einem proportional wirkenden System erfolgen.

5.10. SCAPOT-, BAHN- UND STRENGTH-PROGRAMME FÜR IONENOPTISCHE BERECHNUNGEN UND ZUR LÖSUNG VON PROBLEMEN DER HOCHSPANNUNGSTECHNIK [1]

R. Günzel

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Mit Hilfe des Programms SCAPOT wird die Laplace-Gleichung bei vorgegebenen, beliebigen Randwerten numerisch mit Hilfe der Differenzenmethode und anschließender Relaxation [2] gelöst. Sind durch SCAPOT die von Elektroden erzeugten Potentialfelder ermittelt, so berechnet das Programm BAHN die relativistische Bahn geladener Teilchen in diesen Feldern. Aus den Ergebnissen von BAHN leitet man die Transportmatrizen der felderzeugenden Elektroden für weiterführende ionenoptische Rechnungen ab. Ebenfalls aufbauend auf den Ergebnissen von SCAPOT berechnet das Programm STRENGTH die Feldstärke an der Oberfläche der felderzeugenden Elektroden. Diese Ergebnisse gestatten es, eine Aussage über die Spannungsfestigkeit einer elektrostatischen Anordnung zu treffen.

L i t e r a t u r

[1] Günzel, R., wird veröffentlicht

[2] Septier, A., Focusing of charged particles, Vol. 1, Academic Press New York (1967) 45

5.11. ABAZY - EIN PROGRAMM ZUR BERECHNUNG VON IONEN-ANFANGSBAHNEN IM ZYKLOTRON U-120

J. Dietrich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Die Qualität des Teilchenstrahls und seine optimale Extraktion hängen wesentlich von den Startbedingungen der Ionen ab. Aus diesem Grunde ist das Studium der Anfangsbahnen von besonderem Interesse.

Es wurde ein FORTRAN-Programm zur näherungsweisen Berechnung der ersten Teilchenbahnen in der Mittelebene des Rossendorfer Zyklotrons U-120 aufgestellt. Mit diesem Programm ist es möglich, die Anfangsbahnen für verschiedene Ionenarten und Ladungszustände in Abhängigkeit von den Anfangsbedingungen und den Betriebsparametern des Zyklotrons zu berechnen.

Unter der Voraussetzung eines zeitabhängigen, inhomogenen elektrischen und eines zeitlich konstanten, homogenen magnetischen Feldes setzt sich eine Teilchenbahn aus den Kurvenstücken in den Beschleunigungsspalten und den Kreisbögen im elektrisch feldfreien Raum innerhalb der Quanten zusammen [1]. Das Programm berücksichtigt den elektrischen Felddurchgriff und die spezielle Quantengeometrie des U-120. Die Koordinaten der Teilchenbahn, die Geschwindigkeitskomponenten und die zugehörigen Energiewerte werden ausgedruckt und die Bahn einschließlich der Quantengeometrie gezeichnet. Erste Anwendungen des Programms

erfolgten im Zusammenhang mit der Beschleunigung von Lithiumionen am Rossendorfer Zyklotron (siehe Bericht 3.2.).

L i t e r a t u r

[1] Reiser, M., Nucl. Instrum. and Meth. 13 (1961) 55

5.12. OPTIMIERUNG DER PARAMETEREINSTELLUNG BEI QUADRUPOLEN

E. Richter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Zur Ermittlung optimaler Methoden bei der Steuerung der Feldparameter B_1 und B_2 von Quadrupolen, die in Strahlführungssystemen eingesetzt sind, wurde das Rechenprogramm QUADRU N1 entwickelt. Ausgehend von der Übertragungsmatrix des Quadrupoldubletts erfolgt die Berechnung der Nullstellen einzelner Matrixelemente und des Kennlinienverlaufes $B_1 = f(B_2)$ in der Umgebung dieser Nullstellen. Die Variation der Feldparameter, der Objekt- und Bildweiten (L_1, L_2), der Polschuhlänge L und des Singlettabstandes L_2 ist möglich. Die Ermittlung der Nullstellen erfolgt analog einer praktischen Möglichkeit der Feldparameteroptimierung in einem Suchschrittverfahren. Der Suchfehler ist $\leq 10^{-6}$. Die Koordinaten des Kennlinienfeldes und die Anzahl der Suchschritte, die für die Parametersteuerung von Bedeutung sind, werden ausgedruckt.

Abbildung 1 zeigt ein Kennlinienfeld mit $L = 28$ cm und $L_2 = 5$ cm. Der Schnittpunkt zweier Kurven für gleiche B_1 -Werte auf der B_2 -Achse ergibt die Einstellwerte, die die Bedingung für die Matrixelemente $M_{12} = M_{34} = 0$ erfüllen. Aus dem Kennlinienfeld folgt, daß bei der B_1 -Einstellung von der DF-Ebene (aufeinander-

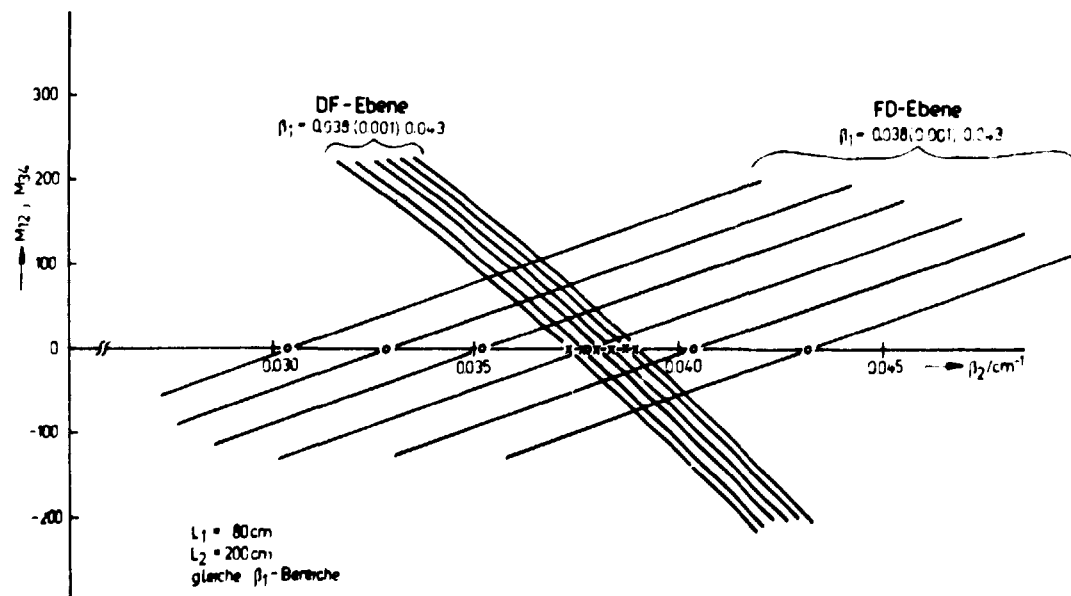


Abb. 1

Kennlinien der Feldparameter

folgende Defokussierung-Fokussierung) auszugehen ist, und daß eine Instabilität in dieser Ebene geringere Auswirkung hat als in der FD-Ebene. Mit wachsenden Werten für L_1 und L_3 nimmt der Anstieg der Kennlinien zu, was größere Einstellgenauigkeit und Stabilität der β -Werte erfordert.

5.13. VERWENDUNG EINES SYNCHRONMOTORS ALS SCHRITTMOTOR [1]

G. Pietzsch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Zum elektromechanischen Antrieb von Wendelpotentiometern werden derzeit vorwiegend kleine Gleichstrommotoren verwendet. Bei dieser Antriebsart ist der Nachlauf und die lastabhängige Drehzahl von Nachteil. Schwierigkeiten bereitet auch die Realisierung von definierten Einstellungsänderungen.

Der Einsatz eines Schrittmotors anstelle des Gleichstrommotors beseitigt diese Probleme. Aus Gründen der besseren Beschaffbarkeit wurde ein Synchronmotor verwendet, der durch eine spezielle elektronische Ansteuerung eine Schrittmotorcharakteristik erhielt. Im speziellen Fall gelangt ein Synchronmotor des Typs LSS 5/16 zum Einsatz. Mitlieferbare Getriebe ermöglichen verschiedene Reduzierungen der Schrittweite des Motors, die 11.25° beträgt, z.B. auf 0.45° . Die maximale Schrittfrequenz ist stark vom anzutreibenden Bauteil, speziell von dem Getriebespiel und einer eventuell vorhandenen Dämpfung abhängig.

Die elektronischen Schaltungen zur Motoransteuerung, Anschlußsteuerung für einen Rechner, Drehzahlbegrenzung in Abhängigkeit von einem externen Signal und die Spannungserzeugung für die IS sind auf einer Leiterplatte untergebracht. Die Betriebsspannungen betragen +12 V und -12 V.

L i t e r a t u r

[1] Pietzsch, G., wird veröffentlicht

5.14. INSTALLATION EINER HF-IONENQUELLE MIT FOKUSSIERUNGS- UND ABLENKEINHEIT

H. Helfer, K. Rehschuh, W. Sickenberger und J. Weinrich

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

A.I. Glotov und V.V. Kanaki

Physikalisch-Energetisches Institut Obninsk

Im Berichtszeitraum erfolgte die Installation einer im Physikalisch-Energetischen Institut Obninsk, UdSSR, hergestellten HF-Ionenquelle mit Fokussierungs- und Ablenkeinheit am Prüfstand des WB Kernphysik. Das Ziel der Arbeiten bestand darin, Erfahrungen für den Betrieb dieser Ionenquelle in der Hochspannungselektrode des 500-kV-Kaskadengenerators zu sammeln.

Im Verlaufe der gemeinsam mit Spezialisten des PEI Obninsk durchgeführten Messungen wurden die Parameter von Quelle und Strahl bei Wasserstoffionen-Betrieb untersucht. Die Größe des Strahldurchmessers wurde bei verschiedenen Vorbeschleunigungs- und jeweils optimierten Extraktions- und Fokussierungsspannungen bestimmt. Als Meßmethode für die Strahluntersuchung ist die visuelle Beobachtung auf einem Quarzschirm sowie die Aufnahme des sekundärelektronenfreien

Ionenstromes mit Strommeßtarget zum Einsatz gekommen. Die Ablenkeinheit, bestehend aus zwei gekreuzten Plattenpaaren, soll die Funktion des Strahlzerhackers beim Kurzzeit-Pulsungsbetrieb des Beschleunigers übernehmen, um die Effekt-Untergrund-Verhältnisse im physikalischen Experiment mit schnellen Neutronen günstiger zu gestalten.

Folgende Werte wurden als optimale Betriebsparameter gefunden:

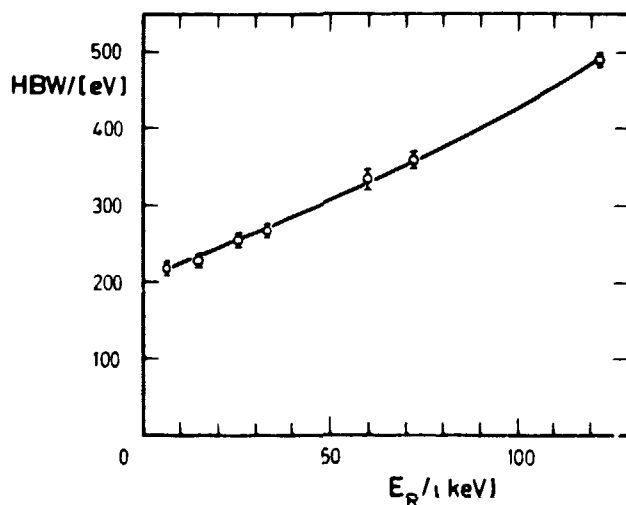
Leistungsaufnahme des Ionenquellen-Senders (25 MHz):	≤ 400 W
Spannung an der Extraktionssonde:	≈ 4 kV
Spannung an der Fokussierungslinse:	≈ 4 kV
Spannung an der Vorbeschleunigungselektrode:	≤ 20 kV
Korrektionspannung der Ablenkeinheit (Strahllage-Korrektur):	150 V max.
Strahldurchmesser (180 mm nach der Vorbeschleunigungselektrode):	≈ 2 mm
sekundärelektronenfreier Strahlstrom H^+ -Ionen:	(1.5 ± 0.5) mA.

5.15. ERSTE ERGEBNISSE DER ERPROBUNG EINES RÖNTGENSPEKTROMETERS MIT HOCH-REINEM Ge-KRISTALL

D. Lehmann, G. Müller und G. Zschornack
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna
 G. Musiol
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Es liegen erste Resultate der Erprobung eines Röntgenspektrometers vor, das zur Bestimmung der zeitlichen Entwicklung des Ionisationsgrades der Ionen im Elektronenring des Dubnaer Schwerionenkollektivbeschleunigers [1] vorgesehen ist. Das Spektrometer besteht aus einem Detektor mit hochreinem Ge-Kristall (0.7 cm^3), einem gepulsten, optisch rückgekoppelten Vorverstärker und einem Hauptverstärker mit Nulllinienrückstellung und Pol-Nullstellen-Kompensation, Impulsaufstokkungsdetektor und Impulsdehner. Die Analyse des Impulshöhenspektrums erfolgt mit dem CAMAC-Analog-Digital-Wandler ICAN 21 C/H.

Unter idealen Meßbedingungen konnte eine Energieauflösung von 170 eV bei 5.9 keV und 470 eV bei 122 keV erhalten werden. Die Energieauflösung des Spektrometers unter Beschleunigerbedingungen ist in Abb. 1 in Abhängigkeit von der



Energie der Röntgenquanten dargestellt. Die Formierzeitkonstante des Hauptverstärkers betrug bei diesen Messungen $10 \mu\text{s}$ die Impulsraten lagen in allen Fällen bei ca. 1000 Impulse/s.

Abb. 1

Energieauflösung des Röntgenspektrometers als Funktion der Röntgenenergie E_R (HBW = Halbwertsbreite)

Um den Einfluß von Erdverbindungen auf die Energieauflösung zu demonstrieren, ist die $K_{\alpha 1,2}$ -Röntgenlinie von Eisen (6,46 keV) in Abb. 2 dargestellt. Die gestrichelt gezeichnete Kurve mit der um 84 eV größeren Halbwertsbreite verdeutlicht den negativen Einfluß der Erdschleife Meßerde - Spektrometer - Prozeßrechner im Gegensatz zur alleinigen Verwendung der Rechnererde (durchgezogene Kurve). In Abb. 3 ist die relative Effektivität des Halbleiterspektrometers im Energiebereich zwischen 14 und 200 keV angegeben.

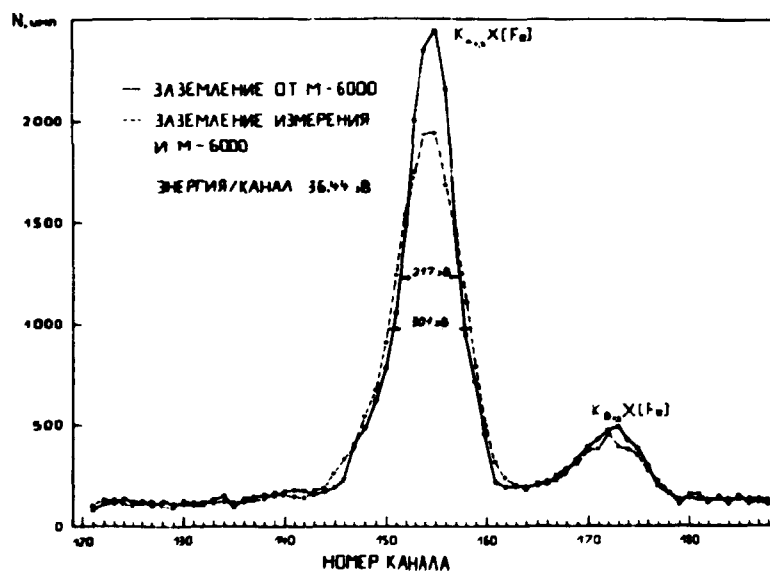


Abb. 2

Einfluß unterschiedlicher Erdverbindungen auf die Energieauflösung des Röntgenspektrometers

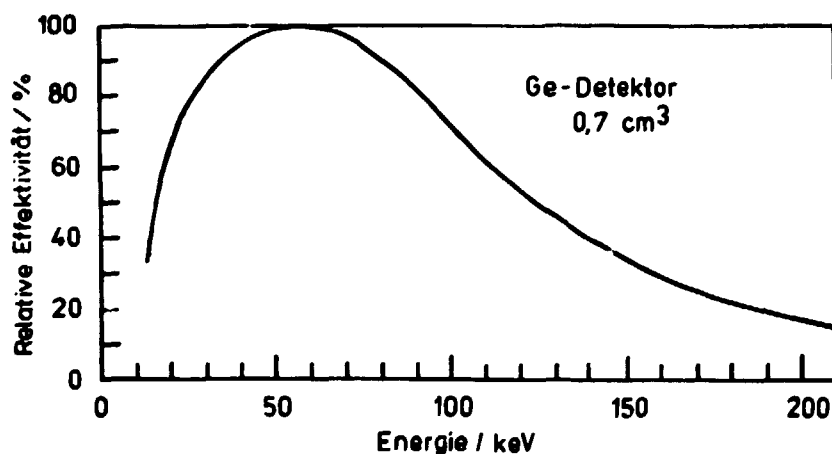


Abb. 3

Relative Effektivität des Halbleiterspektrometers

L i t e r a t u r

- [1] Lehmann, D. et al., Preprint P9-9366, Dubna (1975)

5.16. BERECHNUNGEN DES IONISATIONSZUSTANDES VON IONEN IN RELATIVISTISCHEN ELEKTRONENRINGEN

D. Lehmann, G. Müller und G. Zachorneck

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

G. Muehl

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Kenntnis der prozentualen Zusammensetzung an Ionen verschiedenen Ionisationsgrades des Elektronen-Ionen-Ringes des Dubnser Schwerionenkollektivbeschleunigers zu einem beliebigen Zeitpunkt ist von grundlegender Bedeutung für die Konstruktion und Steuerung dieses Beschleunigers. Die vorliegenden, auf theoretischem Wege erhaltenen Ergebnisse dienen der Abschätzung der Meßzeit und der Wahl der Zeitfenster für das in [1] vorgeschlagene Experiment zur Bestimmung der zeitlichen Entwicklung des Ionisationsgrades der im relativistischen Elektronenring eingefangenen Ionen. Andererseits können derartige Ergebnisse für die Konstruktion von Ionenquellen auf der Basis von Elektronen-Ionen-Ringen, insbesondere für Quellen von vollständig ionisierten Ionen, genutzt werden.

Die zu den Rechnungen benötigten Ionisationsquerschnitte sind der Arbeit [2] entnommen. Infolge der Berücksichtigung von Vielfachionisationsprozessen ist gegenüber den Berechnungen aus den Arbeiten [3-6] eine höhere Genauigkeit zu erwarten.

Unter den in [7] getroffenen Voraussetzungen kann die zeitliche Änderung der Ladungsverteilung der Ionen in Elektronenringen durch die Lösung des folgenden Satzes von Differentialgleichungen erhalten werden:

$$\frac{dN_I}{dt} = \sum_{j=0}^{I-1} K_{I,j} N_j - K_{I,I} N_I \quad \text{für } I = 1, 2, \dots, Z-1$$

$$\frac{dN_Z}{dt} = \sum_{j=0}^Z K_{Z,j} N_j \quad \text{für } I = Z.$$

Hierbei ist N_0 die Zahl der neutralen Atome und N_I die Zahl der Ionen des Ionisationszustandes Z_I im Volumen V des Elektronenringes. Für alle N_I ($I = 1, 2, \dots, Z-1$) gilt zu Beginn der Ringbeladung $N_I|_{t=0} = 0$.

Die Koeffizienten $K_{I,j}$ stellen Übergangswahrscheinlichkeiten pro Zeiteinheit aus dem Ladungszustand j in den Zustand I dar, die Koeffizienten $K_{I,I}$ beschreiben den Übergang aus dem Zustand I in einen höher ionisierten. Die analytischen Formen dieser Koeffizienten sind:

$$K_{I,j} = \frac{1}{V} N_e v_e \sigma_{\text{tot}}^M(Z_I, Z_j)$$

$$K_{I,I} = \frac{1}{V} N_e v_e \sigma_{\text{tot}}^C(Z_I)$$

mit N_e Zahl der Elektronen im Ring,

v_e Elektronengeschwindigkeit.

$\sigma_{\text{tot}}^C(Z_I)$ und $\sigma_{\text{tot}}^M(Z_I, Z_j)$ sind die totalen Ionisationsquerschnitte für direkte Ionisationsprozesse an Ionen der Ionisationsstufe Z_I und für Multiionisationsprozesse aus dem Ionisationszustand Z_j in den Zustand Z_I .

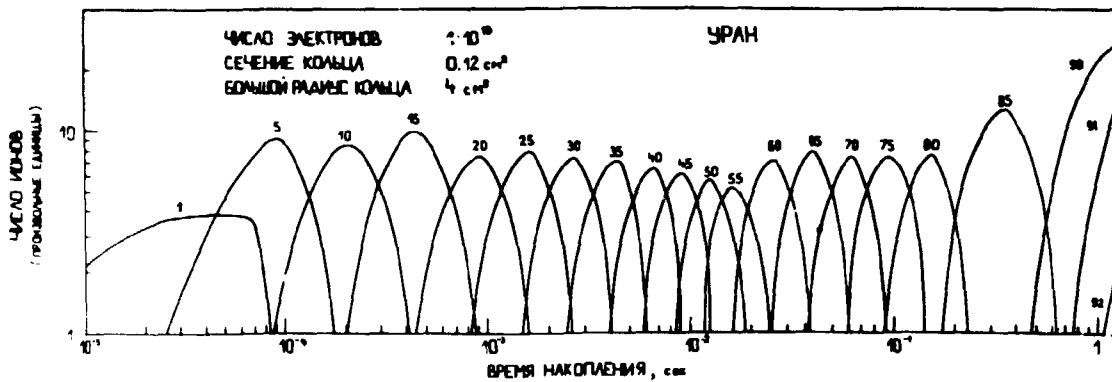
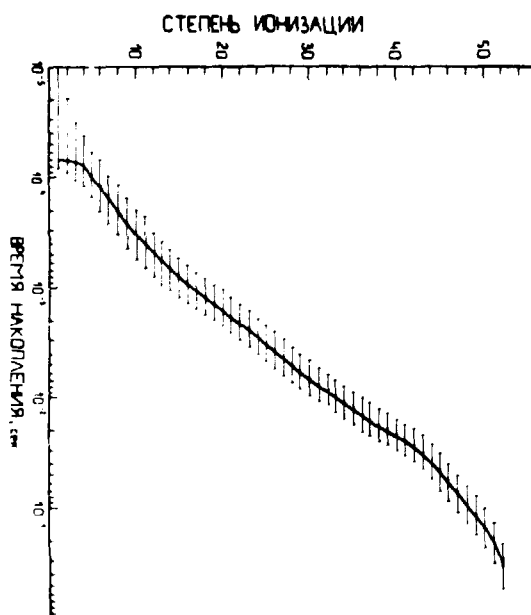


Abb. 1

Zeitlicher Verlauf der Ionisation für Uran bei einer Elektronenenergie von 20 MeV



In Abb. 1 sind die Ergebnisse der Berechnungen für Uran bei einer Elektronenenergie von 20 MeV dargestellt. Abbildung 2 zeigt den zeitlichen Verlauf des Ionisationsmaximums für Xenon. Neben der ausgezogenen Kurve, welche den Zeitpunkt angibt, zu dem der entsprechende Ionisationsgrad seine maximale Intensität erreicht, wurde der zeitliche Bereich angegeben, in dem der betrachtete Ladungszustand über mehr als die Hälfte seiner maximalen Intensität verfügt.

Abb. 2

Zeitlicher Verlauf des Ionisationsmaximums für Xenon bei einer Elektronenenergie von 20 MeV. Die Berechnung wurde für die Ringparameter $R = 4$ cm, $a = 0.2$ cm und $N_0 = 1 \cdot 10^9$ durchgeführt.

L i t e r a t u r

- [1] Lehmann, D. et al., Preprint P9-9366, Dubna (1975)
- [2] Lehmann, D. et al., Preprint P9-10197, Dubna (1976)
- [3] Iovnovitch, M.L. et al., Preprint P3-4257, Dubna (1969)
- [4] Iovnovitch, M.L. und M.M. Fiks, Preprint P9-4849, Dubna (1969)
- [5] George, W. et al., Preprint P9-6555, Dubna (1972)
- [6] Peterson, J.M., LBL-373, Berkeley (1971)
- [7] Lehmann, D. et al., wird veröffentlicht

6. APPARATIVE UND METHODISCHE ARBEITEN

6.1. VERBESSERTE NACHWEISTECHNIK BEI DER MESSUNG MAGNETISCHER MOMENTE AM TEILCHENSTRAHL

L. Käubler, H. Prade, L. Schneider, W. Schulze, F. Stary und E. Will
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF
G. Lang und K. Faulstich
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

In den Jahresberichten [1] wird eine Anordnung zur Messung magnetischer Kernmomente von Nanosekundenisomeren ($3 \text{ ns} < T_{1/2} < 500 \text{ ns}$) am Teilchenstrahl mit den Methoden DPAD (differentielle gestörte Winkelverteilung) und SOPAD (stroboskopisch beobachtete Winkelverteilung) beschrieben.

Die Meßkammer ermöglicht wegen der Verwendbarkeit dünner Targets den Nachweis relativ schwacher γ -Übergänge. Die Möglichkeit, mittels solcher Übergänge das magnetische Moment schwach angeregter Zustände zu messen, hängt dann im wesentlichen von der Meßzeit ab, in der statistisch gesicherte Meßergebnisse erhalten werden. Die hier beschriebene Anordnung (Abb. 1) verringert die Meßzeit um einen Faktor drei.

Ein Target (ca. 10 mg/cm^2) mit einem Durchmesser von 14 mm befindet sich im magnetischen Feld (maximale Feldstärke 2.6 T, Polschuhdurchmesser 60 mm, Polschuhabstand 20 mm), das senkrecht zur Detektorebene gerichtet ist. Die coaxialen Ge(Li)-Detektoren (empfindliches Volumen ca. 20 cm^3) sind unter den Winkeln 45° bzw. 135° zur Strahlrichtung angeordnet.

Im Kleinrechner TPA-1 werden für beide Detektoren Zeitverteilungen gespeichert, die ein gemeinsamer Zeit-Impulshöhen-Konverter (Start: Ge(Li)-Detektor, Stop: Tastfrequenz des Beschleunigers) liefert. Jede Zeitverteilung gehört zu einem im γ -Spektrum ausgeblendeten Energiefenster. Die einer Energie E_γ entsprechende Zeitverteilung wird nach folgendem Verfahren erhalten [2]: Von der Gesamtzeitverteilung (Effekt plus Untergrund) ist eine Untergrundzeitkurve abziehen. Diese wird durch Interpolation zwischen zwei Zeitverteilungen gewonnen, die zu benachbarten Untergrundfenstern im Energiespektrum gehören. Als Resultat ergeben sich die Zeitepektren $I(t, \theta, B)$ und $I(t, \theta + 90^\circ, B)$ des interessierenden γ -Überganges (t - Zeit, θ - Winkel, B - magnetische Induktion). An die experimentell bestimmte normierte Asymmetriefunktion

$$R(t, \theta, B) = (I(t, \theta, B) - I(t, \theta + 90^\circ, B)) / (I(t, \theta, B) + I(t, \theta + 90^\circ, B))$$

wird der analytische Ausdruck

$$R(t, \theta, B) = 3A_2 \exp(-t/\tau_{rel}) \cos 2(\theta - \omega_1 t) / (4 + A_2 \exp(-t/\tau_{rel})) + C$$

angepaßt und der g-Faktor bestimmt. Dabei sind A_2 der Winkelverteilungskoeffizient, τ_{rel} die Relaxationszeit und $\omega_1 = \mu_K / \hbar g B$ die Larmor-Frequenz. Die Eichung des Magnetfeldes B erfolgt über den sehr genau bekannten g-Faktor ($g = 1.442 \pm 0.003$) des $5/2^+$ -Isomers in ^{19}F unter Berücksichtigung der üblichen Feldkorrekturen.

Bisher wurden die Zeitverteilungen beider Detektoren mit digitalen 16-Kanal-Analysatoren, Amplituden-Digital-Konvertern (ADC) und 2K-Ferritkernspeichern des ZfK-Gerätesystems registriert. Die maximale Impulsbelastbarkeit dieses Sy-

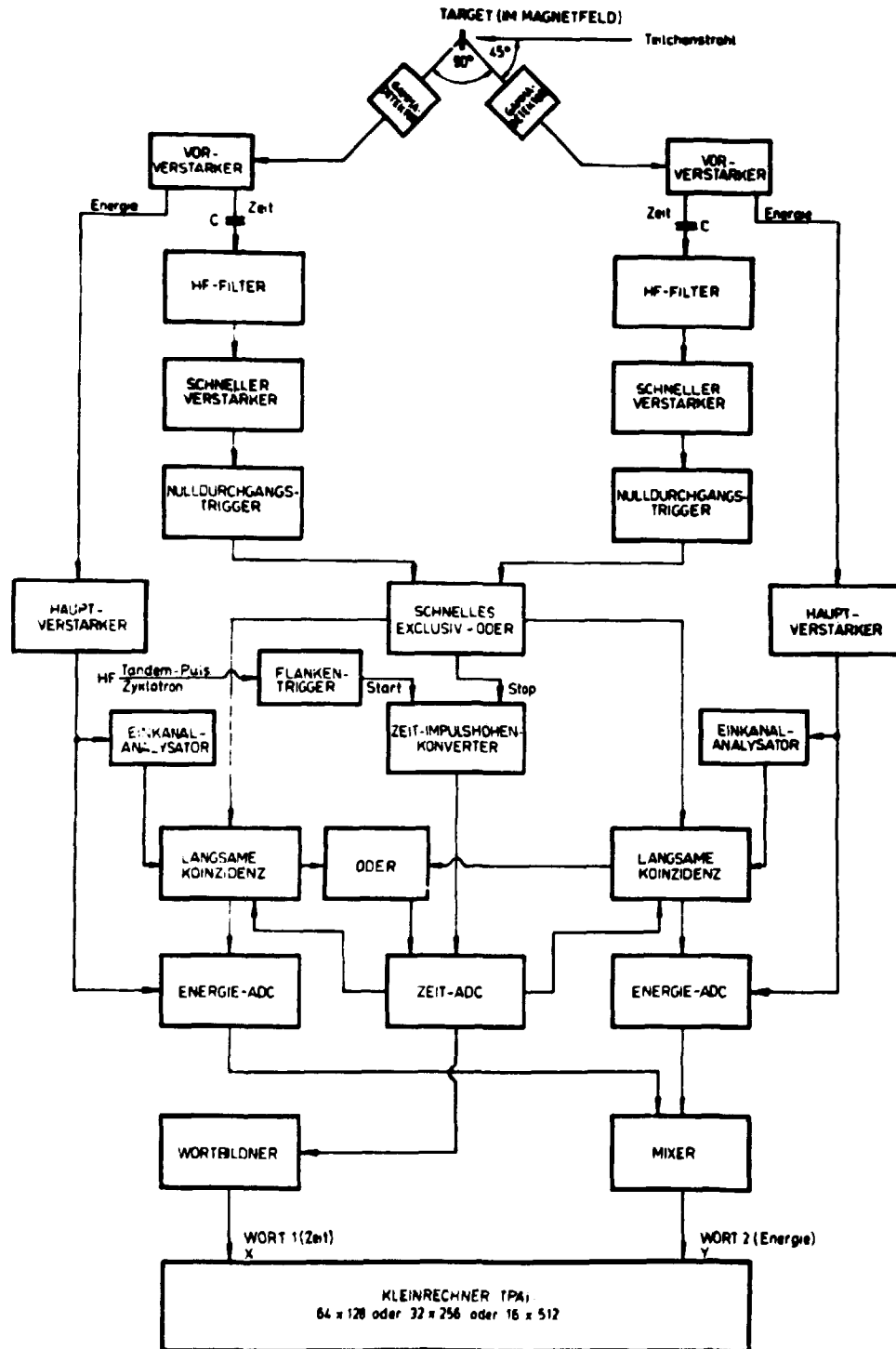


Abb. 1

Schema der Anordnung zur Messung magnetischer Momente am Teilchenstrahl

stems wurde durch die Totzeit der ADC im 2K-Betrieb bestimmt (Forderung: $< 50\%$). Bei einer maximalen Gesamtbelastung von 15000 s^{-1} wurde eine Zählrate von 500 bis 1000 s^{-1} im Analysierbereich erzielt, wobei die Fensterzahl pro Detektor auf 16 beschränkt war. Nunmehr finden 8K-ADC vom Typ LABEN Mod. 8210 Verwendung [3]. Bei gleicher Gesamtlast werden Analysierzählraten von 2000 bis 3000 s^{-1} erreicht.

Die Speicherung der Ereignisse geschieht durch ihre Übertragung in das Meßzentrum und Analyse im Kleinrechner TPA-1, dessen maximale Verarbeitungszeit bei dem verwendeten Programm [4] 10 kHz beträgt. Den Hauptbestandteil des Programmsystems bildet das Analysierprogramm "AN". Es erlaubt die Analyse von maximal 64 Fenstern (32 je Detektor) und stellt 8K Speicherplätze (4K je Detektor) für die Zeitspektren und 2 x 2K Speicherplätze für die Energiespektren beider Detektoren mit 24 bit Wortlänge zur Verfügung. Die Tabelle gibt einen Überblick über die Unterprogramme und deren Leistung:

Name des Programms	Leistung
AN	- Abspeicherung des Y-Ereignisses (Energie). - Test, ob das Y-Ereignis in einem ausgewählten Fenster liegt. Falls ja, dann Abspeicherung des X-Ereignisses (Zeit) in die entsprechende Zeile. - Automatische Kontrolle der Lage der Fenster im Y-Spektrum. - Übertragung von 4K des TPA-1-Speicherinhaltes (beide 2K Y-Spektren oder je 4K der X-Spektren) in den 4K-Speicher KSP-4048 über den CAMAC-Modul ZfK 5305/Ausg. Reg. Si1.2 1421. Damit ist die Kontrolle dieser Spektren in linearer oder logarithmischer Darstellung bei laufender Messung möglich.
FE	- Setzen und Korrigieren der Fenster im Y-Spektrum.
DISP	- Darstellung des TPA-1-Speicherinhaltes auf dem Display.
ZRA2	- Übertragung des TPA-1-Speicherinhaltes zum Zentralrechner ZRA2.
PU	- Ausgabe des TPA-1-Speicherinhaltes auf Locher.
CL	- Löschen beliebiger X-Zeilen im TPA-1-Speicher.

L i t e r a t u r

- [1] Prade, H. et al., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 125;
Walzog, D. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 163
- [2] Schilling, K.D. et al., Nucl. Phys. A265 (1976) 58
- [3] Schulze, W. und K. Heidel, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 182
- [4] Faulstich, K. und G. Lang, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 204

6.2. MESSUNG DER LINEARPOLARISATION VON γ -STRAHLUNG AM ZYKLOTRON U-120

H. Prade, L. Funke, J. Döring, U. Hagemann, L. Käubler, H.-J. Keller,
P. Kemnitz, E. Will und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Bei Compoundkernreaktionen werden stark ausgerichtete Kernzustände erzeugt, deren Abregung über linearpolarisierte γ -Strahlung erfolgt. In Verbindung mit der Messung der Winkelverteilungskoeffizienten liefert die Bestimmung der Linearpolarisation Aussagen über die Parität der Multipolstrahlung und erlaubt Rückschlüsse auf Multipolmischungsverhältnisse [1].

Für die Messung der Linearpolarisation wird ausgenutzt, daß die Compton-Streuung vorzugsweise senkrecht zum elektrischen Vektor der γ -Strahlung erfolgt. Demzufolge ist die Wahrscheinlichkeit für die Registrierung der totalen Energie des γ -Quants für ein Polarimeter parallel oder senkrecht zur Reaktionsebene unterschiedlich. Man erhält die Linearpolarisation aus der experimentell bestimmten Asymmetrie Δ des Totalenergiepeaks:

$$\Delta = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{1/2(N_{\perp} + N_{\parallel})}, \quad P_{\text{exp.}} = \frac{\Delta}{Q}. \quad (1)$$

Hierbei sind $N_{\perp}$ und $N_{\parallel}$ die Zählraten des Polarimeters, wenn das Polarimeter senkrecht oder parallel zur Reaktionsebene angeordnet ist, und Q die Effektivität des Polarimeters.

Für reine Multipolübergänge kann die Größe der Linearpolarisation bei Kenntnis der Winkelverteilungskoeffizienten A_2 und A_4 über den Ausdruck

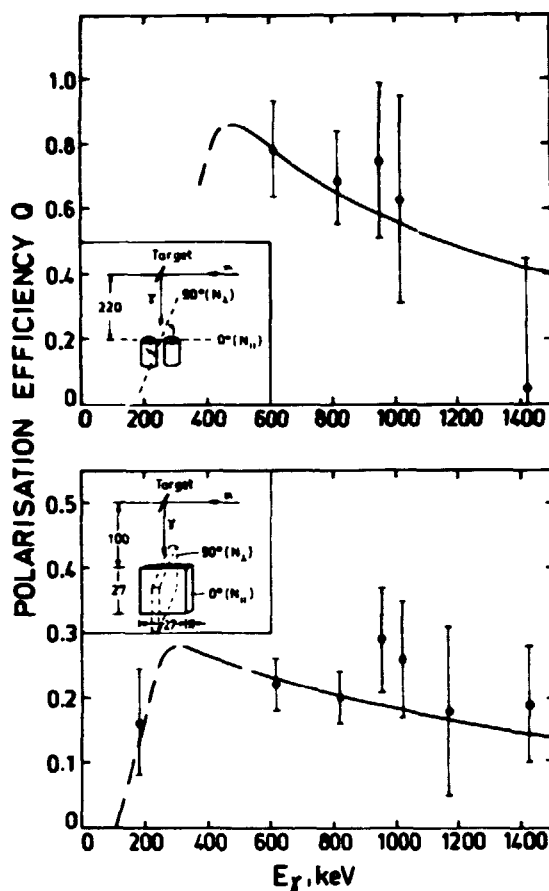
$$P_{\text{s.d.}} = \frac{3A_2 + 5/4A_4}{2 - A_2 + 3/4A_4} \quad (2)$$

errechnet werden [1]. Aus dem Vergleich von $P_{\text{exp.}}$ und $P_{\text{s.d.}}$ wird die Parität der Multipolstrahlung bestimmt:

$$P_{\text{exp.}} = \begin{cases} + & \text{kein Paritätswechsel (M1, E2,...)} \\ - & \text{Paritätswechsel (E1, M2,...)} \end{cases}$$

Wir haben zur Messung der Linearpolarisation zwei verschiedene Polarimeter verwendet. Bei der Zwei-Detektor-Anordnung wurden zwei koaxiale Ge(Li)-Detektoren von ca. 20 cm³ Volumen verwendet, die auf einem Drehtisch angeordnet waren. Jeder Detektor wirkt hierbei gleichzeitig als Streuer und Absorber im Compton-Prozeß. Die koinzidierenden Signale beider Detektoren werden summiert und ergeben bei vollständiger Absorption des gestreuten Quants die totale γ -Energie.

Zum anderen wurde ein Plattendetektor der Größe 27 x 27 x 5 mm³ als Polarimeter [2] eingesetzt, dessen Auflösung 2,5 keV bei 1,3 MeV betrug. In Abb. 1 wird die Polarisationseffektivität Q der beiden Anordnungen miteinander verglichen. Die Bestimmung von Q erfolgte mit Hilfe der bekannten E2- und E1-Übergänge in ⁸⁰Kr (siehe Bericht 2.3.). Dabei wurde die Normierung der Zählraten $N_{\perp}$ und $N_{\parallel}$ mit Hilfe eines Monitordetektors oder auf der Basis bekannter Polarisationseffektivitäten vorgenommen. Da beim Plattendetektor der Beitrag des Photoeffekts nicht abgetrennt wird, ist die Polarisationseffektivität etwa 3mal geringer als bei der Zwei-Detektor-Anordnung. Dieser Nachteil wird jedoch durch die bedeutend bessere



Statistik bei gleicher Meßzeit und die Verwendbarkeit des Plattendetektors auch bei kleineren Energien (≤ 400 keV) ausgeglichen.

Bisher haben wir die Linearpolarisation der γ -Strahlung folgender in der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion angeregter Endkerne bestimmt: ^{80}Kr , ^{105}Ag , ^{121}Te , ^{144}Nd und ^{143}Pm . Als experimentelles Beispiel wird in Abb. 2 die Messung der Linearpolarisation in ^{143}Pm gezeigt, die mit der Zwei-Detektor-Anordnung vorgenommen wurde (siehe Bericht 2.10.).

Wir danken Herrn Dipl.-Chem. Haertl vom Institut für Kernforschung Řež/ČSSR für die Herstellung des Plattendetektors.

Abb. 1
Polarisationseffektivität für zwei verschiedene Polarimeter

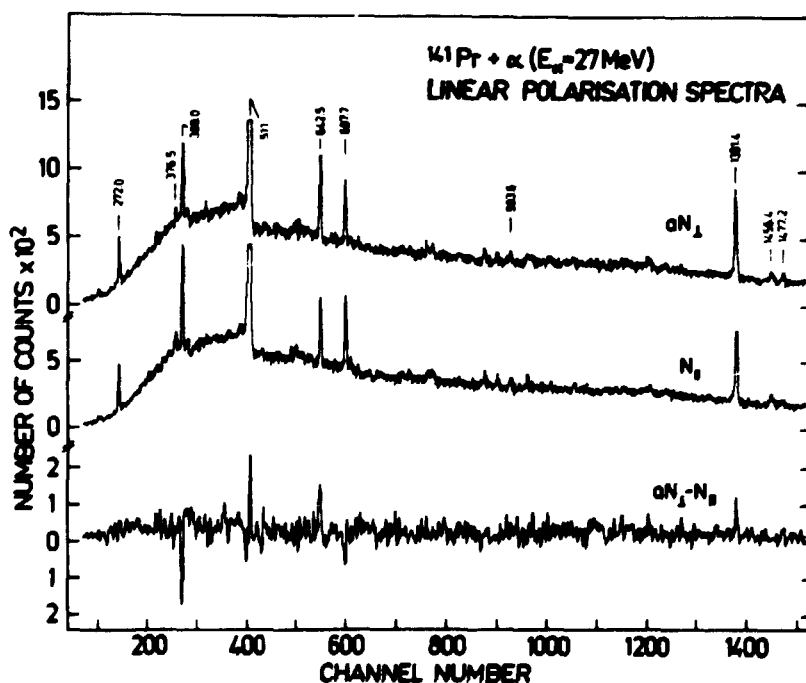


Abb. 2
Gamma-Spektren, gemessen mit der Zwei-Detektor-Anordnung in der Reaktion $^{141}\text{Pr}(\alpha, 2n)^{143}\text{Pm}$

L i t e r a t u r

- [1] Stromswold, D.C. et al., Phys. Rev. C13 (1976) 13
- [2] Litherland, A.E. et al., Canad. J. Phys. 48 (1970) 2320

6.3. MESSANORDNUNG ZUR BESTIMMUNG VON LEBENSDAUERN OBERHALB $10\mu\text{s}$ AM TEILCHENSTRAHL

E. Will

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Eine Identifizierung von Isomeren erfordert die Messung mehrerer zeitlich aufeinanderfolgender Spektren mit einer Länge von ≥ 2048 Kanälen. Mit der bisherigen Meßanordnung [1] können nur zwei Spektren mit 1024 Kanälen gemessen werden. Die in der vorliegenden Arbeit entwickelte Meßanordnung (Abb. 1) gestattet es, folgende Größen frei zu wählen: Die Bestrahlungszeit t_b mit dem Zeitgeber 2 (ZG2), die Meßzeit eines Spektrums t_p mit dem Zeitgeber 1 (ZG1), die Zahl der Spektren während der Pausen n mit dem Vorwahlzähler (VZ) und die Spektrallänge.

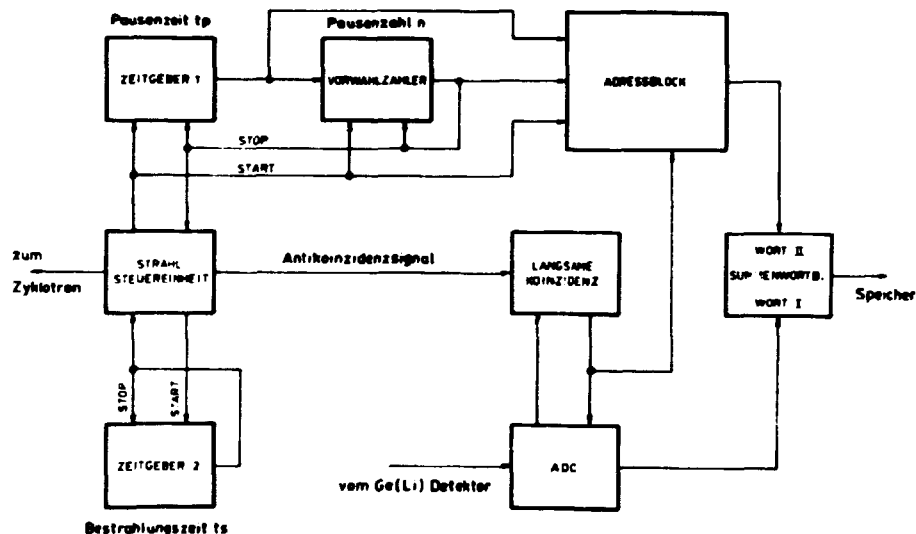


Abb. 1

Blockschaltbild zur Bestimmung von Lebensdauern oberhalb $10\mu\text{s}$

Zur Realisierung eines Meßzyklus (Abb. 2) werden die Zeitgeber und der Vorwahlzähler so zusammengeschaltet, daß sich der ZG1 und der VZ (oder ZG2) mit ihrem Ausgangsimpuls selbst stoppen. Über die Steuereinheit wird dabei der Teilchenstrahl eingeschaltet (oder ausgeschaltet). Der Analog-Digital-Konverter (ADC) wird für eine wählbare Zeit t_u bis zum Ende des Einschaltvorganges (oder Ausschaltvorganges) des Strahles durch ein Antikoinzidenzsignal blockiert. Nach Ablauf der Zeit t_u wird der ZG2 (oder ZG1 und VZ) eingeschaltet. Die Zeitimpulse des ZG1 werden in dem Adressblock gezählt. Der Zählerstand des Adressblocks wird beim Eintreffen eines Ereignisses im ADC durch den Koinzidenzimpuls abgefragt und in einem Puffer bis zum Ende der Analyse des Ereignisses aufbewahrt. In einem Summenwortbildner werden die Adressen des ADC und des Adressblockes vereinigt und an die nächste Einheit weitergegeben. Das Spektrum während der

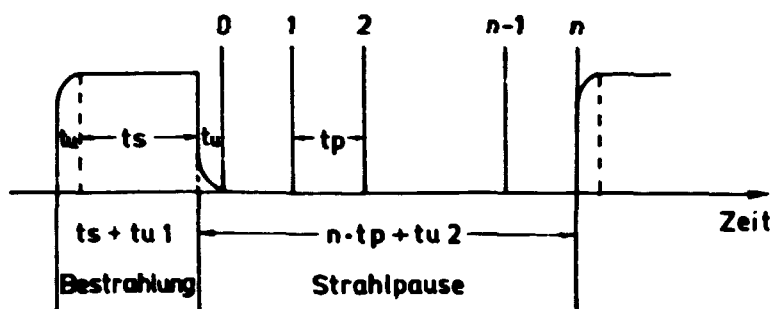


Abb. 2
Darstellung eines Meßzyklus

Bestrahlung erhält vom Adreßblock die Adresse Null. Bei Messungen in einem Zeitbereich $< 100 \mu\text{s}$ sollte der Befehl zur Übernahme der Adresse vom Eingangszähler des Adreßblocks in den Puffer von einem schnellen Trigger außerhalb des ADC erzeugt werden. Die Messung von Lebensdauern $< 10 \mu\text{s}$ sollte mit einer Anordnung entsprechend [2] erfolgen. Die Messung von sehr langen Zeiten wird nur von den verwendeten Zeitgebern begrenzt. In Verbindung mit einem schnellen ADC kann der Adreßblock auch als Zweifach-Puffer eingesetzt werden. Bei Verwendung eines langsamen Speichers kann dadurch eine Verringerung der Totzeit erreicht werden.

L i t e r a t u r

- [1] Rotter, H. et al., Nucl. Instrum. and Meth. 98 (1972) 429
- [2] Rotter, H. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 147

6.4. EIN SCHNELLER ASSOZIIERTER TEILCHEN-DETEKTOR ZUM EINSATZ IN SPALTQUERSCHNITTMESSTUNGEN MIT 14-MeV-NEUTRONEN

R. Arlt, G. Musiol, H.G. Ortlepp, R. Teichner und W. Wagner
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für Präzisionsmessungen von Spaltquerschnitten der neutroneninduzierten Kernspaltung (siehe Bericht 1.7. und Arbeit [1]) wurde ein geeigneter Detektor für die assoziierten Alpha-Teilchen der $t(d,n)\alpha$ -Reaktion entwickelt. Die Anforderungen des Experiments verlangen einen Detektor mit folgenden Eigenschaften:

- a) Die Zählung der α -Teilchen muß mit einem Fehler viel kleiner als 1 % möglich sein (Diskriminierung von Produkten konkurrierender Reaktionen).
- b) Der Detektor muß hohe Zählraten (bis 10^6 Alpha-Teilchen/s) mit guter Stabilität im Langzeitbetrieb ($\approx 1 - 2$ Wochen) verarbeiten.
- c) Zeitauflösung ≤ 1 ns.

Die von uns ausgewählte Variante besteht aus einem dünnen Plastszintillator ($100 \mu\text{m}$ DE 102 A), gekoppelt durch einen Plexiglaslichtleiter an einen schnellen SEV, den sowjetischen $\Phi\text{P}\nabla 30$. Die Dicke des Szintillators wurde so gewählt, daß eine optimale Trennung der Alpha-Teilchen von den Protonen der $d(D,T)p$ -Reaktion erfolgte. Der Szintillator ist durch ein modifiziertes Epoxid-Harz auf

den Lichtleiter geklebt. Seine Ausführung erlaubt es, daß auf der Photokatode das gesamte in den Raumwinkel 2π gestrahlte Licht gesammelt wird. Außerdem trennt der Lichtleiter den SEV vom Vakuumsystem und befreit den SEV von mechanischen Belastungen. Um die Langzeitstabilität bei hohen Zählraten zu sichern, sind folgende Maßnahmen getroffen worden:

- Die letzten Dynoden werden von einer niederohmigen Spannungsquelle gespeist, die einen stationären Strom von ungefähr 200 - 300 mA liefert.
- Die gesamte Hochspannung wird auf einen so niedrigen Wert eingestellt, daß an der Anode ein Stromimpuls von nur 50 - 70 mV an 50Ω für 3-MeV-Alpha-Teilchen entsteht. Tests, die unter diesen Bedingungen durchgeführt worden sind, haben gezeigt, daß die Variation der Signalamplitude nach 7 Tagen Dauerbetrieb viel kleiner als 1 % war. Dabei wurde eine Zeitauflösung von ≤ 1 ns erreicht. Das SEV-Signal wird von einem schnellen Verstärker (3 ns Anstiegszeit) weiterverarbeitet. Abbildung 1 zeigt die zusätzliche zur Alpha-Teilchen-Zählung notwendige Elektronik. Der Doppeldiskriminator ermöglicht es, den Alpha-Peak schon bei dem schnellen Signal herauszuschneiden. Die in der Strichlinie eingeschlossenen Geräte erlauben eine ständige Kontrolle des Alpha-Spektrums. Durch geeignete Einstellung der oberen und unteren Schwelle am Doppeldiskriminator ist der durch die Protonen und andere niederenergetische Teilchen (t , ^3He , γ) hervorgerufene Beitrag am Alpha-Peak kleiner als 0.1 %. Das beschriebene assoziierte Teilchensystem wurde bei Spaltquerschnittsmessungen am $^{235,238}\text{U}$ erfolgreich eingesetzt (siehe Bericht 1.7.).

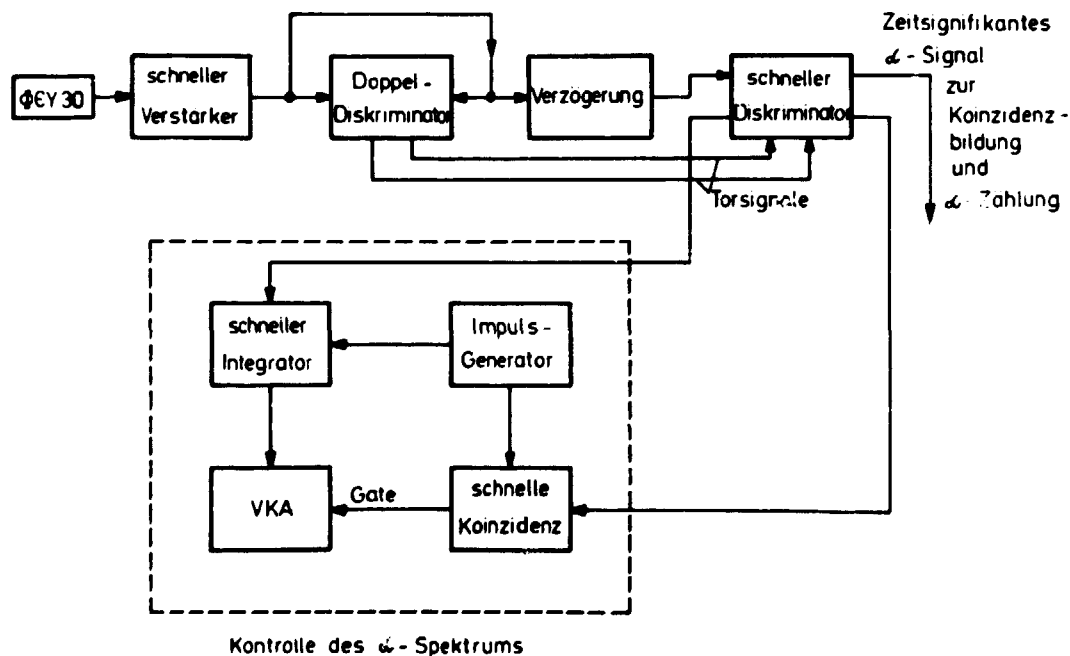


Abb. 1

Elektronisches Blockschaltbild zur genauen Zählung der assoziierten Alpha-Teilchen bei Zählraten bis zu 10^6 Alpha-Teilchen/s

L i t e r a t u r

[1] Arlt, R. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 172

6.5. IDENTIFIKATION ASSOZIIERTER TEILCHEN DER REAKTION $D(d,n)^3\text{He}$ AM TANDEM-BESCHLEUNIGER

R. Arlt, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, W. Wagner und R. Teichner
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die genaue Messung des Spaltquerschnittes schwerer Atomkerne [1] erfordert die Absolutbestimmung von Neutronenflüssen bei einer Neutronenenergie von 8.5 MeV. Die Methode der assoziierten Teilchen der $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion muß bei Deuteronenenergien von ca. 10 MeV jedoch mit einem geeigneten Identifikationsverfahren gekoppelt werden, um Teilchen aus Konkurrenzreaktionen ($p,d,t,^4\text{He}$) effektiv zu unterdrücken [2].

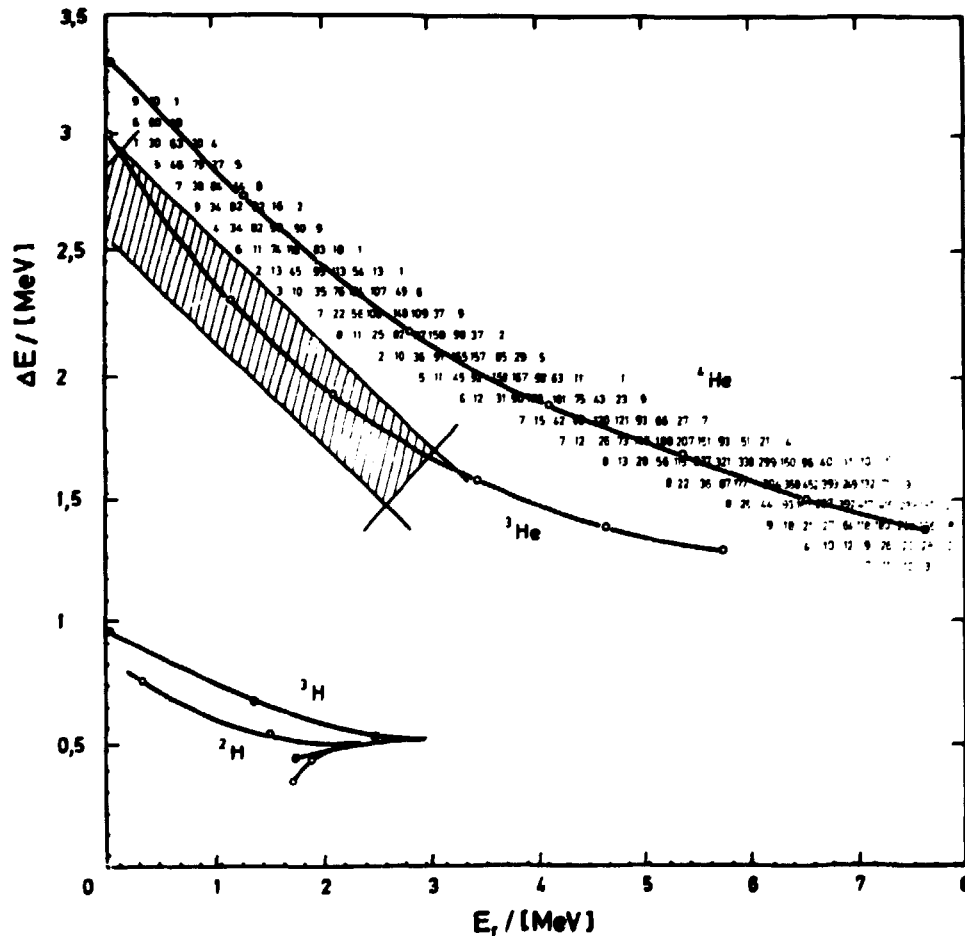


Abb. 1

ΔE - E_T -Plot für ein Si-OB-Detektor-Teleskop:

Dicke ΔE -Det. = 13.5 μm ; Dicke E_T -Det. = 45 μm

Theoretischer Verlauf für ^3He , ^4He , ^3H und ^2H nach [4] und [5]. Die Ziffern geben ein zweidimensionales Spektrum für eine energetisch verschmierte Alphaquelle an. Der erwartete Bereich des assoziierten Teilchens aus $D(d,n)^3\text{He}$ ist schraffiert.

Die aufwendige ΔE - E_p -Methode [3] kann wegen des begrenzten Energiebereiches der ^3He -Teilchen [$E_{^3\text{He}} = (2.5-4) \text{ MeV}$] durch die lineare Identifikationsfunktion

$$f(\Delta E, E_p) = a \cdot \Delta E + b \cdot E_p$$

vereinfacht werden, wobei ΔE und E_p die Energieverluste in einem Si-OS-Detektor-Teleskop sind (Abb. 1).

Diese Funktion wurde mit diskret aufgebauten Operationsverstärkern und Komparatoren elektronisch realisiert (Abb. 2). Die Winkel der Begrenzungsgeraden eines beliebigen Rhombus in der ΔE - E_p -Ebene und die Schwellen werden mit Hilfe von 6 Wendelpotentiometern eingestellt. Als Strobe-Impuls dient ein schnelles Koinzidenzsignal des Teleskops, welches zeitlich auf die Plateaus der Impulsdehner im ΔE - und E_p -Zweig abgeglichen wird.

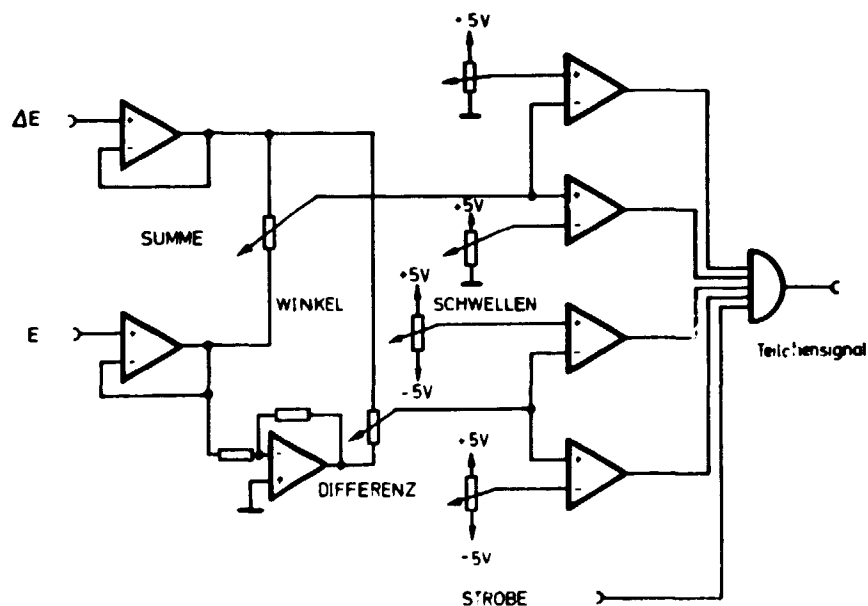


Abb. 2

Blockschaltbild des entwickelten schnellen Teilchendiskriminators

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 172
- [2] Schuster, D.G., Nucl. Instrum. and Meth. 76 (1969) 35
- [3] Goulding, F.S. et al., Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 167
- [4] Northcliffe, L.C. et al., Nucl. Data Tables A7 (1970) Nos. 3,4
- [5] Skyrme, D.J., Nucl. Instrum and Meth. 57 (1967) 61

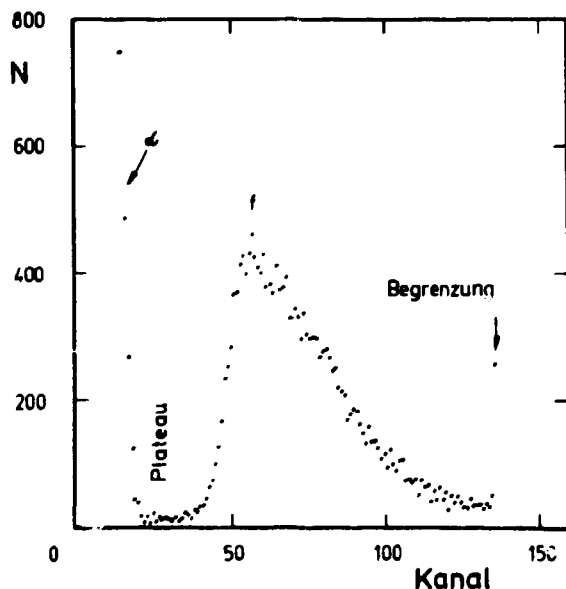
6.6. EIN NANOSEKUNDEN-IMPULSDEHNER ZUR SPEKTROMETRIERUNG VON SPALTKAMMER-STROMIMPULSEN

R. Arlt, H.-G. Ortlepp und F. Weidhase

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für Absolutmessungen von Spaltereignissen [1] muß die Effektivität der Spaltkammer genau bestimmt und ständig kontrolliert werden. Mit der Schnell-langsam-Koinzidenzmethode kann die Lage der Diskriminatorschwelle im Spaltkammerspektrum bestimmt und daraus die notwendige Effektivitätskorrektur berechnet werden. Der bei integrierenden Spektroskopiemethoden auftretende Fehler, verursacht durch unterschiedliche Flugrichtungen der Spaltbruchstücke, wird bei der Spitzenwertdehnung der Stromimpulse vermieden. Der hierfür aufgebaute Dehner besteht aus einem galvanisch gekoppelten schnellen invertierenden Operationsverstärker, in dessen Signalweg eine Schottky-Diode und ein Speicherkondensator eingefügt sind. Bei aufgetrennter Rückkopplungsschleife wird der Verstärker im unteren Arbeitspunkt gehalten, um unverzögerte Neuauslösungen zu ermöglichen.

Besondere Beachtung erfordert außerdem das Einschwingverhalten des Verstärkers, das den Eingangsimpulsen, deren Form durch den stromempfindlichen Vorverstärker und den schnellen Linearverstärker bestimmt ist, angepaßt werden muß. Die Frequenzkompensation wurde so eingestellt, daß Eingangsimpulse bis 12 ns Anstiegszeit, 5 bis 30 ns Dachlänge und 30 mV bis 3 V Spitzenwert mit einem Übertragungsfehler $< 5\%$ verarbeitet werden können.



Die Rückflanke wird vom bereits gedehnten Impuls nach $0,7\mu\text{s}$ abgeleitet. Über eine Kabeltreiberstufe werden die abgegebenen Rechteckimpulse zur Spektrometrierung an einen beliebigen Analog-Digital-Konverter geführt (Abb. 1).

Abb. 1

Impulshöhenspektrum bei Beschuß einer Spaltkammer mit 14,8-MeV-Neutronen

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 172

6.7. ABSCHIRMUNG FÜR EINEN Ge(Li)-DETEKTOR IN (n,n' γ)-EXPERIMENTEN MIT NEUTRONEN BIS ZU 15 MeV

A. Kahn, G. Musiol und H.G. Ortlepp

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Ge(Li)-Detektoren, die zur Spektrometrierung von Gammaquanten aus Kernreaktionen dienen, die mit schnellen Neutronen ausgelöst werden, müssen sehr sorgfältig gegen Primär- und Untergrundneutronen abgeschirmt werden, da sich die Detektorparameter nach Einwirkung von etwa 10^8 schnellen Neutronen pro cm^2 merklich verschlechtern [1].

Die Abschirmung wurde so konzipiert, daß bei einer Neutronenquellstärke von 10^9 s^{-2} und 1.5 m Abstand zwischen Quelle und Detektor für 15-MeV-Neutronen eine Betriebszeit des Detektors von 1000 Stunden ohne merkliche Parameterverschlechterung möglich sein sollte. Eine exakte Berechnung der notwendigen Schichtdicken ist sehr aufwendig und kann nicht befriedigend genau durchgeführt werden: Einerseits tritt hinter den Abschirmmaterialien ein kompliziertes Neutronenspektrum auf, andererseits ist die Detektorschädigung als Funktion von

der Neutronenenergie nicht hinreichend genau bekannt. Deshalb wurde vereinfachend angenommen, daß die induzierte Fehlstellenkonzentration im Detektormaterial proportional zur Neutronendosis ist. Nach Umrechnung der Daten aus der Arbeit [1] in die entsprechende Dosis konnten die notwendigen Schichtdicken mit Hilfe der experimentellen Ergebnisse aus [2] (Dosisleistungsmessungen hinter Abschirmwänden) ermittelt werden. Für direkte Neutronen ergeben sich Schichtdicken von 5 cm Eisen und 50 cm Paraffin, für Untergrundneutronen (abgeschätzt nach [3]) 45 cm Paraffin, durch einen Zusatz von 15 Gewichtsprozenten Borax im Paraffin kann die Intensität der in der Reaktion $\text{H}(n,\gamma)\text{D}$ entstehenden 2.2-MeV-Gammastrahlung um einen Faktor 20 reduziert werden. Die dabei durch Einfang am Bor erzeugte 480-keV-Gammastrahlung läßt sich z.B. durch eine 6 cm dicke Bleischicht abschirmen.

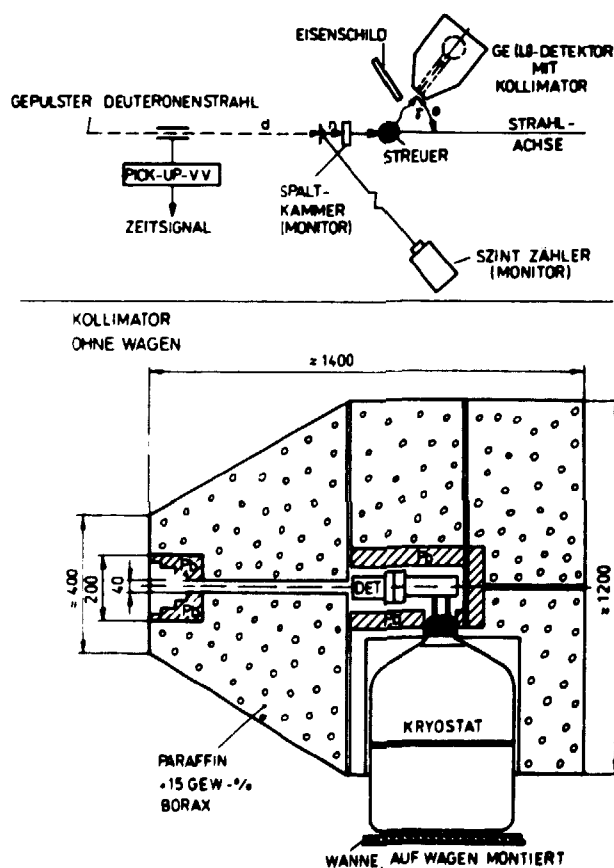


Abb. 1
Experimentelle Anordnung und Kollimator

Abbildung 1 zeigt die experimentelle Anordnung.

L i t e r a t u r

- [1] Stelson, P.H. et al., Nucl. Instrum. and Meth. 98 (1972) 481
- [2] Sauermann, P., Report JÜ1-794-PC, Jülich (1971)
- [3] Dietze, G. et al., 1st Symp. on Neutron Dosimetry in Biology and Medicine, EURATOM (1972)

6.8. EINSATZ VON LUMINESZENZDIODEN ZUR KONTINUIERLICHEN STABILITÄTSKONTROLLE DER ZEITAUFLÖSUNG EINES NEUTRONENFLUGZEITSPEKTROMETERS

S. Sessonov und W. Seifert

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Im Rahmen der planmäßigen Fortsetzung der Neutronen-Flugzeitexperimente wird im WB Kernphysik ein Standard-Detektor für schnelle Neutronen entwickelt. Zur optimalen Anpassung an die Forderungen der Flugzeitspektrometrie soll der Detektor neben der schnellen Zeitnahmestufe und der elektronischen n/γ -Diskrimination die Möglichkeit einer kontinuierlichen Stabilitätskontrolle garantieren.

Ein Meßprogramm zur Stabilitätskontrolle der Zeitaufklärung mittels einer Lumineszenzdiode wurde für das Detektorsystem, bestehend aus dem organischen Szintillator NE 213 und dem SEV XP 2041, erarbeitet. Das Prinzip besteht darin, daß die im Impulsregime arbeitende Lumineszenzdiode den SEV ansteuert, wobei die gemessene Lage und Halbwertsbreite des "Diodenpeaks" im Flugzeitspektrum ein Kriterium für die Stabilität der Zeitaufklärung ist. Es wurde eine Lumineszenzdiode vom Typ VQA 12 verwendet, deren günstigste Lage am Detektor aus der Form und Amplitude der Anodenimpulse ermittelt wurde. Die hohe Leuchtdichte der Diode ergab im Wellenlängenbereich des emittierten Lichtes eine ausreichende Quantenausbeute an der Photokatode und damit gut auswertbare Anodenimpulse mit einer Amplitude von ca. 2 V und einer Zeitaufklärung von 400 ps (gemessen beim Betrieb der Diode in Durchlaßrichtung mit einem Rechteckimpulsgenerator). Ein Langzeit-test über 8 Stunden zeigte keine Änderung dieser Parameter.

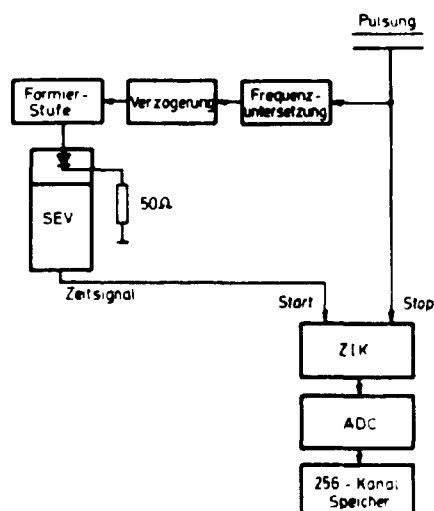


Abb. 1
Blockschaltbild

Weiterhin wurde die Möglichkeit des Einsatzes der Lumineszenzdiode bei der n/γ -Diskrimination nach dem Raumladungsprinzip untersucht. Die Impulse aus der Lumineszenzdiode lagen im Bereich der 1.8...1.9-MeV- γ -Quanten und damit unterhalb der Teilchenschwelle, so daß in diesem Fall eine kontinuierliche Stabilitätskontrolle während des Experiments nicht möglich ist. Dieser Nachteil besteht jedoch nicht bei der Anwendung einer elektronischen n/γ -Diskrimination nach dem Ladungsvergleichsprinzip.

Abbildung 1 zeigt das Blockschaltbild der kontinuierlichen Stabilitätskontrolle. Start- und Stoppsignal entspringen derselben Grundfrequenz des Pulsungssystems. Um die Lumineszenzdiode betreiben zu können, wird eine

Frequenzumsetzung auf etwa 1 kHz vorgenommen. Der durch die Diode hervorgerufene Flugzeitpeak wird im Meßspektrum außerhalb des physikalisch sinnvollen Bereichs mit aufgenommen. Dieser Peak liefert eine Aussage über die gesamte Zeitauflösung des Flugzeitspektrometers (Pulsungssystem, SEV, ZIK) sowie deren Stabilität. Bei vorhandenem Anschluß eines Prozeßrechners am Experiment stellt die vorgeschlagene Methode eine besonders einfache und zuverlässige Möglichkeit zur Überwachung der Stabilität der Zeitmeßapparatur dar.

6.9. NEUTRONEN-SZINTILLATIONSDETEKTOR MIT n/γ -DISKRIMINATION

H. Guratzsch, G. Heintze, J. Hutsch und W. Pilz

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Zur Untersuchung des neutroneninduzierten Deuteronenaufbruchs (siehe Bericht 1.11.) wurde ein Flugzeitdetektorsystem aufgebaut, mit dem Neutronen zwischen 2 und 25 MeV analysiert werden können. Die Neutronendetektoren wurden mit FEU63-Kurzzeit-SEV und NE 213-Flüssigszintillatoren (ϕ 5" x 2") aufgebaut.

Wegen der langen Meßzeiten wurde auf eine hohe Langzeitstabilität Wert gelegt. Mit Hilfe von Lichtblitzen wird die Stabilität der gesamten Elektronik überwacht. Ein energieproportionales Signal wird der 11. Dynode des SEV entnommen. Als schnelles Zeitsignal dient der Impuls von der 14. Dynode. Die Signale aus der 13. Dynode und der Anode werden für die n/γ -Diskrimination verwendet.

Die n/γ -Diskrimination erfolgt nach der Ladungsvergleichsmethode [1]. Die Schaltung wurde so aufgebaut, daß die teilchenabhängige Rückflanke des Dynodensignals verarbeitet wird. Das Anodensignal dient dazu, den Einfluß der Vorderflanke des Dynodenimpulses zu eliminieren und um einen teilchenunabhängigen Vergleichsimpuls zu bilden. Am Ausgang der Schaltung erhält man für Neutronen positive und für γ -Quanten negative Ausgangssignale. Wegen der Kleinheit der Signale für niederenergetische Teilchen wurden Dioden mit kleiner Schwelle ausgewählt.

Mit dem Detektorsystem wurde eine Zeitauflösung von ≤ 1 ns für γ -Quanten erreicht. Das γ -Unterdrückungsverhältnis im interessierenden Energiebereich beträgt ca. $1/10^3$. Es kann eine maximale Impulsrate von 10^5 Imp./s verarbeitet werden.

L i t e r a t u r

[1] Daehnick, W. and R. Sherr, Rev. Sci. Instrum. 32 (1961) 666

6.10. OPTIMIERUNG DER ZEITAUFÖSUNG VON SZINTILLATIONSZÄHLERN

F. Stary, J. Fiedler und E. Schuster

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Für eine nachzuweisende Strahlung bestimmter Art und Energie hängt die mit einem Szintillationszähler erreichbare Zeitauföösung von Abklingzeit und Lichtausbeute des Szintillators, den zeitbestimmenden Parametern des Photovervielfachers und der Zeitnahme-Elektronik ab. Neben typenbedingten Eigenschaften zeigen Kurzzeit-Photovervielfacher starke Exemplarstreuungen, die durch individuelle Einstellung optimaler Betriebsparameter weitgehend ausgeglichen werden können. Dazu

gehören die Betriebsspannung, ihre Aufteilung auf die einzelnen Dynoden sowie - bei Verwendung von Flankentriggern - die Lage der Triggerschwelle.

In der Theorie der Zeitauflösung von Szintillationszählern spielt die sogenannte "machine time" eine wesentliche Rolle [1]. Die theoretischen Beziehungen geben jedoch nur eine allgemeine Leitlinie für die Optimierung, da die Vielzahl der Einflußgrößen im allgemeinen nicht genau genug bekannt ist. Schneller kommt man mit den bereits früher [1] beschriebenen Testmethoden zum Ziel. Mit der in Abb.1

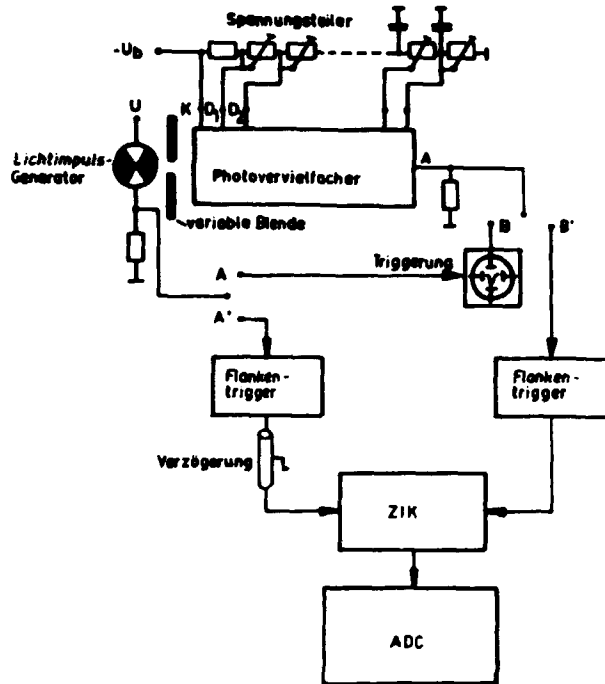


Abb. 1
Testanordnung für Kurzzeit-Photovervielfacher
einigen kHz die Messung einer "Koinzidenz"-Kurve in 10 - 30 s.

dargestellten Meßanordnung wird zunächst der Spannungsteiler eines einzelnen Photovervielfachers auf maximale Stromverstärkung optimiert. Dabei wird die Spannung $K-D_1$ auf einem genügend hohen Wert konstant gehalten, da sie primären Einfluß auf die Zeitauflösung besitzt [1]. Als Quelle schneller Lichtimpulse einheitlicher Höhe dient eine Gasentladung im Wasserstoff von Normaldruck [2]. Die der Photokatode zugeführte Lichtmenge wird über eine Irisblende so eingestellt, daß sie in einem Szintillatorimpuls äquivalent ist. Im Hinblick auf die Messung von Positronenlebensdauern wurde die Optimierung für 511-keV- γ -Energie-Äquivalent vorgenommen. Die strenge Korrelation von elektrischem und Lichtimpuls ermöglicht bei einer Folgefrequenz von

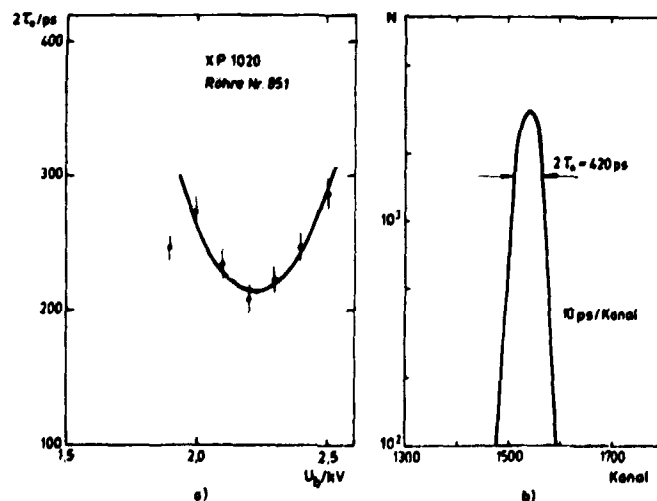


Abb. 2

- Abhängigkeit der Halbbreite $2\tau_0$ der Koinzidenzkurve von der Betriebsspannung U_b des Photovervielfachers für jeweils optimale Triggerschwelle
- Koinzidenzkurve, gemessen mit zwei Szintillationszählern, bestehend aus Plasteszintillatoren (NE 102, 20 mm x 25 mm $\varnothing$) und optimiertem XP 2020 für 511-keV- γ -Strahlung (ausgewählter Energiebereich 20 %)

Die Untersuchungen erfolgten an Kurzzeit-Photovervielfachern der Valvo-Typen XP 1020 und 2020. Abbildung 2a zeigt die mit dem Lichtimpulsgenerator bestimmte Abhängigkeit der Auflösungszeit 2τ von der Betriebsspannung U_b . Im Unterschied zu früheren Untersuchungen, bei denen die Zeitnahme über Begrenzer erfolgte [3], mußte für jeden Wert der Hochspannung zunächst die optimale Lage der Triggerschwelle ermittelt werden. Bei niedrig liegender Schwelle zeigen die gemessenen Koinzidenzkurven eine starke Asymmetrie infolge des Einflusses der Rauschimpulse. Bei zu hoch liegender Schwelle bewirkt der große C/R-Wert eine Verschlechterung der Zeitauflösung [1]. Die erhaltenen Minima geben in erster Näherung nur Auskunft über die optimalen Betriebsparameter. Ein absoluter Vergleich verschiedener Typen oder Exemplare erfordert eine ausreichende Langzeitstabilität des Lichtimpulsgenerators, die jedoch durch Whiskerbildung [1] stark eingeschränkt ist. Durch Verwendung einer demontierbaren Entladungsröhre mit variablem Elektrodenabstand [4] soll versucht werden, Exemplarvergleiche durchzuführen. Die Abb. 2b zeigt die mit zwei optimierten Photovervielfachern des Typs XP 2020 im realen Meßregime erhaltene Koinzidenzkurve. Für die Entfaltung mehrerer Lebensdauerkomponenten der Positronenannihilation kommt es darauf an, daß die prompte Koinzidenzkurve über mehrere Größenordnungen einen glatten exponentiellen Abfall besitzt.

L i t e r a t u r

- [1] Meiling, W. and F. Sary, *Nanosecond Pulse Techniques*, Akademie-Verlag, Berlin 1969, S. 34, 325, 38, 39, 311
- [2] Eckardt, A. et al., *Exp. Techn. Phys.* 12 (1964) 63
- [3] Bonitz, M. et al., *Nucl. Instrum. and Meth.* 29 (1964) 309, 314
- [4] Eckardt, A. und R. Prager, *Exp. Techn. Phys.* 13 (1965) 475

6.11. EINE APPARATUR ZUR ERPROBUNG VON PARALLELPLATTEN-LAWINENZÄHLERN

W. Neubert und F. Dubbers

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Das gute zeitliche Auflösungsvermögen, die hohe Nachweiseffektivität, eine relativ einfache Betriebsweise und die geringen Herstellungskosten machen den Parallelplatten-Lawinenzähler (PPLZ) zu einem geeigneten Startdetektor bei Flugzeitmessungen mit schweren Ionen. Im Rahmen der Zusammenarbeit mit dem Labor für Kernreaktionen im VIK Dubna wurde deshalb mit der Entwicklung von PPLZ begonnen.

Bei der Herstellung und Erprobung der Detektoren bewährte sich folgendes Verfahren.

Vorgespannte dünne FORMVAR-Folien (15 bis $50 \mu\text{g cm}^{-2}$) werden auf Trägerrähmchen aus Polyamid, auf die eine dünne Schicht des Einkomponentenklebers FIMOFIX aufgetragen ist, aufgezogen. Polyamid als Konstruktionsmaterial ist neben der guten spanbaren mechanischen Bearbeitungsfähigkeit auch resistent gegen die verwendeten organischen Zählergase. Die straff aufgeklebten FORMVAR-Folien werden durch Hochvakuumbedampfung mit einer ungefähr $40 \mu\text{g cm}^{-2}$ dicken Goldschicht metallisiert. Mit Einkomponenten-Kontaktkleber wird der Kontakt von der leitenden Schicht zu eingepreßten Kontaktstiften hergestellt, über die die Arbeitsspannung zugeführt und der beim Teilchendurchgang entstehende Impuls abgenommen

wird. Der Abstand der Potentialfolien wurde durch Distanzringe auf $d = 1 \text{ mm}$ oder $d = 1.5 \text{ mm}$ festgelegt.

Zur Erprobung wurden die Detektoren (Abb. 1) in einer Vakuumkammer mit einer Leckrate von $\leq 5 \cdot 10^{-5} \text{ Torr} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1}$ montiert. Das Zählergas wird durch ein Ventil von einem Flüssigkeitsvorratsgefäß eingelassen, das durch ein Peltier-Element zur Erzeugung des notwendigen Partialdruckes gekühlt wird, und gelangt durch radiale Bohrungen zwischen die Potentialfolien. Die Temperaturmessung am Boden des Flüssigkeitsvorratsgefäßes erfolgt mit einer Diodenschaltung [1]. Den vakuumtechnischen Aufbau und die angeschlossene Nachweiselektronik zeigt Abb. 2.

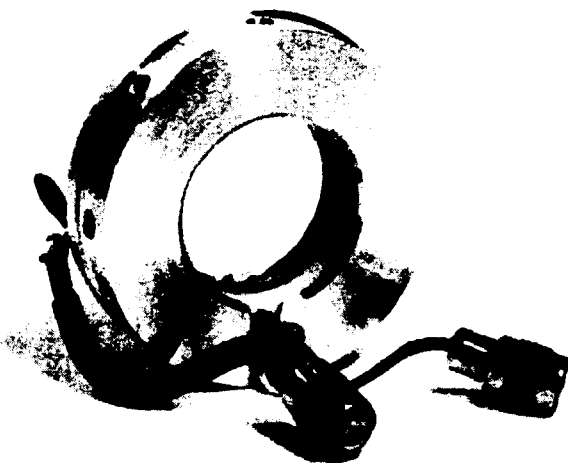


Abb. 1
Ansicht eines PPLZ mit 11 cm^2 aktiver Detektorfläche

Bei mehrstündigen Erprobungen der Anordnung überschritten die Abweichungen nicht $\pm 0.4 \text{ Torr}$ des vorgegebenen Druckes.

Beim Teilchendurchgang durch den PPLZ entstehen durch Stoßionisation im homogenen elektrischen Feld Elektronen und positive Ionen. Das schnell ansteigende, an der Katode influenzierte Signal der Elektronenkomponente wurde durch ein 50-ns -Differenzierglied von der Ionenkomponente separiert und über ein möglichst kurzes ($< 10 \text{ cm}$) abgeschirmtes Kabel dem Vorverstärker $\Pi 213$ zugeführt. Der Zeitweig dieses Vorverstärkers wirkt praktisch als schneller spannungsempfindlicher Verstärker mit einem Verstärkungsfaktor von 80 bis 100 und lieferte typische Impulsansteigzeiten von 4 bis 5 ns. Ein Signal/Rausch-Verhältnis von ≈ 20 wurde für $5.3\text{-MeV-}\alpha$ -Teilchen bei n-Heptan (20 Torr, Anoden-Katodenspannung 850 V) gemessen.

Mit zwei hintereinander aufgestellten identischen PPLZ (Abstand 3.5 cm) wurde für $5.3\text{-MeV-}\alpha$ -Teilchen im Durchschuß für einen Detektor einschließlich elektro-nischer Auflösung und Laufzeiteffekte ein Auflösungsvermögen von $\Delta t = 475 \text{ ps}$ gemessen (siehe Abb. 3). Die Energieverlust-Auflösung des PPLZ beträgt etwa 45 %.

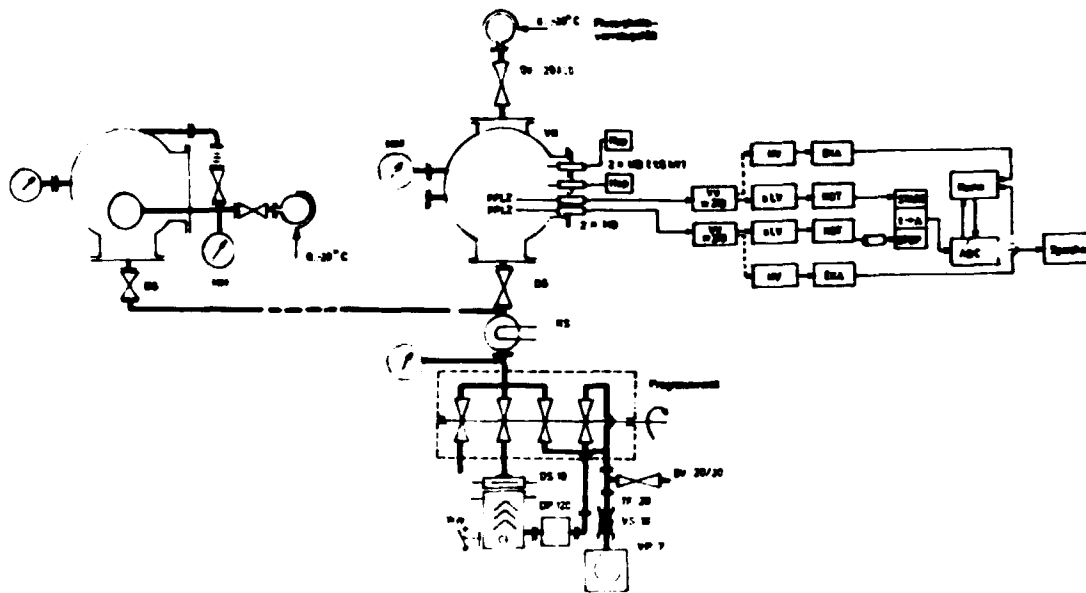


Abb. 2

Vakuumtechnischer Aufbau der Apparatur und elektronisches Blockschaltbild. Die vakuumtechnischen Bezeichnungen entsprechen TGL 26-1009; VV - Vorverstärker, HV - Hauptverstärker, SLV - schneller Linearverstärker, NDT - Nulldurchgangstrigger, EKA - Einkanalanalysator. Die linke Seite der Abb. zeigt die Anordnung zur Erprobung von Eintrittsfolien.

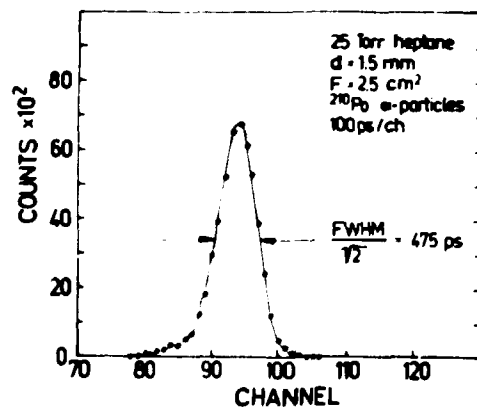


Abb. 3

Gemessenes Zeitspektrum zweier identischer PPLZ (2.5 cm² Fläche). Die Meßanordnung wird in Abb. 1 gezeigt.

L i t e r a t u r

- [1] Senf, G., Exp. Techn. Phys. 12 (1954) 70

6.12. ERSTE ERGEBNISSE MIT PARALLELPLATTEN-LAWINENZÄHLERN

W. Neubert

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Mit der Peltier-Kühlbatterie (siehe Bericht 6.11.), die das Gasvorratsgefäß auf konstanter Temperatur hält, wurden Temperaturen bis -25°C erreicht. Will man den Parallelplatten-Lawinenzähler im Druckbereich von 5 Torr bis 25 Torr betreiben, kommen als organische Flüssigkeiten mit entsprechendem Dampfdruck Aceton und n-Heptan in Betracht. Das Verhalten des PPLZ wurde deshalb mit beiden Arten von Dämpfen genauer untersucht. In Abb. 1 ist der exponentielle Anstieg der Impulshöhe für die Elektronenkomponente im stabilen Arbeitsbereich der Anoden-Katodenspannung für einen 11-cm^2 -Zähler dargestellt. Man sieht, daß es mit n-Heptan als Zählgas bei jedem Druck

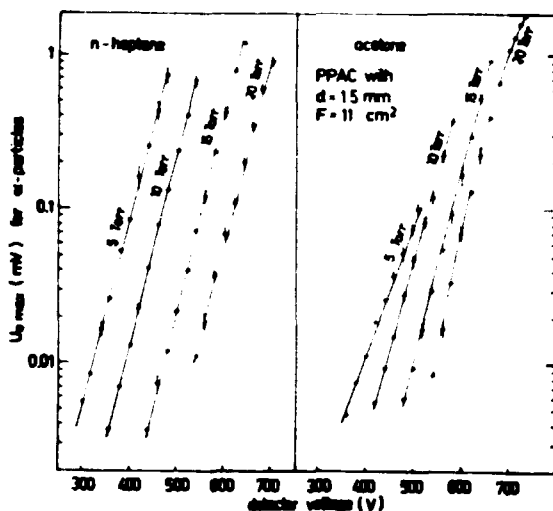


Abb. 1

Vom Detektor gelieferte Impulshöhen der Elektronenkomponente in Abhängigkeit von der Anoden-Katodenspannung für α -Teilchen bei n-Heptan und Aceton

cm^2 -Detektoren getestet, die hintereinander aufgestellt wurden und die beide α -Teilchen von einer ^{210}Po -Quelle im Durchschuß registrierten. Hält man den Arbeitspunkt eines Detektors unterhalb der Durchbruchspannung konstant und verringert die Anoden-Katodenspannung des zweiten Detektors, dann ergibt sich der in Abb. 2 gezeigte Verlauf der Zeiteuflösung für den zweiten Detektor.

In Schwerionenreaktionen tritt im allgemeinen ein starker Neutronenuntergrund auf. Deshalb wurde bei Arbeitsbedingungen, die eine optimale Zeiteuflösung ergaben, der Einfluß von Neutronen einer Po-Be-Quelle ($> 10^5$ Neutronen/s) untersucht. Es konnte keine Verschlechterung der Zeiteuflösung gefunden werden.

als Zählgas bei jedem Druck im Bereich von 5 Torr bis 20 Torr möglich ist, etwa die gleiche maximale Impulshöhe zu erreichen. Anders verhält sich der Zähler mit Aceton. Bei kleineren Drücken wird der Zähler bereits bei kleineren Detektorspannungen instabil. Während für die Impulshöhen bei n-Heptan keine Abweichung vom exponentiellen Anstieg auftritt, wie es für einen Townsend-Mechanismus erwartet wird, tritt bei Aceton bei 20 Torr ein merklicher unterexponentieller Verlauf auf, der ein Hinweis für auftretende Raumladungseffekte ist.

Ein stabiles Arbeiten des Zählers kurz unter der Durchbruchspannung ist die Voraussetzung zum Erreichen großer Impulshöhen und guter Zeiteuflösung. Das wurde mit zwei $2,5\text{-cm}^2$ -

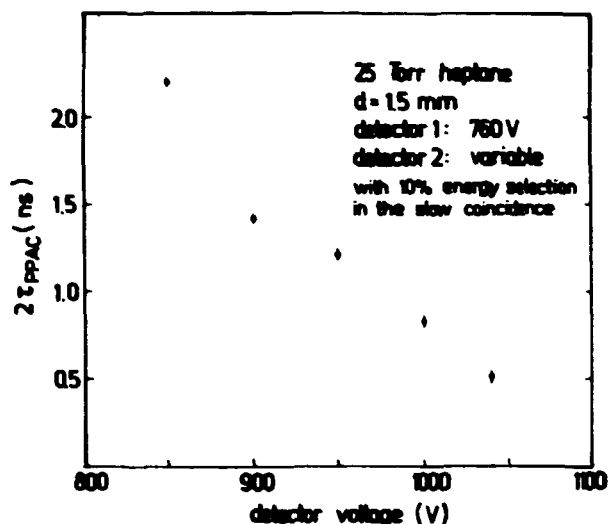


Abb. 2

Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Anoden-Katoden-Spannung eines Detektors

6.13. EINE STARTDETEKTORANORDNUNG FÜR DAS MASSENSPEKTROMETER MSP-144

W. Neubert, K.D. Schilling und D. Walzog

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Der Einsatz des Parallelplatten-Lawinenzählers als Startdetektor in der Fokalebene des Massenspektrometers MSP-144 im VIK Dubna brachte eine Reihe konstruktiver Zusatzforderungen mit sich, da sich die Fokalebene 160 mm vom äußeren Abschlußflansch entfernt innerhalb der Spektrometer-Vakuumkammer befindet und die Teilchen unter einem Winkel von 40.3° zur Fokalebene einfallen. Abbildung 1 zeigt den realisierten Aufbau der Anordnung.

Die Detektorkammer kann über ein Drosselventil entweder mittels einer äußeren Umwegleitung gleichzeitig mit der Spektrometerkammer evakuiert werden, oder sie kann vom Flüssigkeitsvorratsgefäß mit angeschlossener Peltier-Kühlung mit Heptandampf gefüllt werden. Die Belüftung der Detektorkammer erfolgt über ein Nadelventil. Dieser Aufbau gewährleistet ein sicheres Arbeiten mit dünnen Eintrittsfolien, die auswechselbar an der Detektorkammer montiert sind. Eintritts- und Austrittsfenster bestehen aus FORMVAR-Folie ($\approx 40 \mu\text{g cm}^{-2}$) auf einem kommerziellen Tombac-Drahtgewebe (Drahtdurchmesser $125 \mu\text{m}$, Maschenweite 0.5 mm). Die Vakuumdichtigkeit der Eintrittsfolien wurde mit der im Bericht 6.11. beschriebenen Anordnung erprobt. Mit ausgewählten Eintrittsfolien erreicht man bei einem Kammerdruck von 10 Torr n-Heptan ein äußeres Vakuum von $\approx 10^{-4}$ Torr. Spannungs- und Signalübertragung erfolgt über BNC-Durchführungen, die bis 1.5 kV spannungssicher sind. Im Bedarfsfall kann der Vorverstärker direkt in der Spektrometerkammer montiert werden (siehe Abb. 1).

In einem Testexperiment wurde in Koinzidenz mit einem implantierten Si-Detektor das zeitliche Auflösungsvermögen der Anordnung mit einer $\text{ThC}'\alpha$ -Quelle getestet. Wird der Si-Detektor bei normaler Spannung betrieben und kein Nulldurchgangstrigger verwendet, erhält man eine Halbwertsbreite von besser als 2 ns.

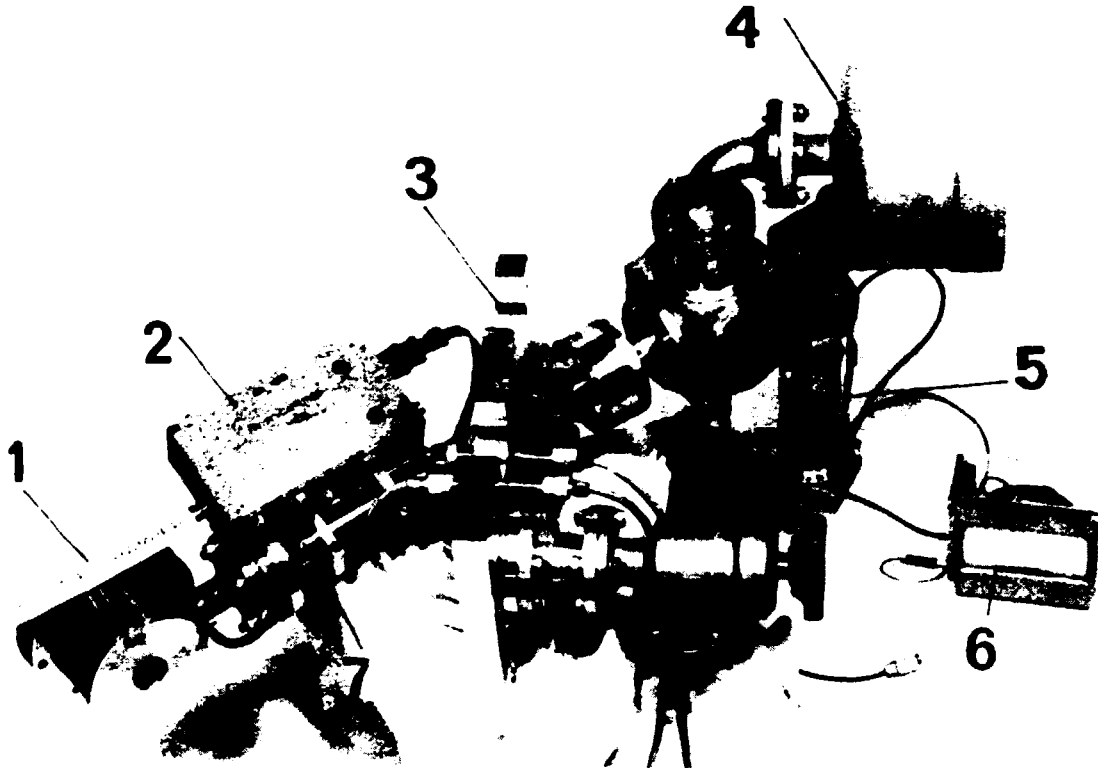


Abb. 1

Detektoranordnung

1 - Detektorkammer; 2 - Vorverstärker π 213; 3 - Vakuumabschlußflansch des Spektrometers; 4 - Membranvakuummeter; 5 - Gasvorratsgefäß und Peltier-Kühlbatterie; 6 - Temperaturanzeigergerät; 7 - Gaszuleitung zum Detektor

6.14. EIN CAMAC-GESTEUERTES μ -STOP-TELESKOP MIT ON-LINE SPEKTRENREGISTRIERUNG

W.D. Fromm und H.G. Ortlepp

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Vor zwei Jahren war über einen Anfangsschritt bei der Automatisierung des μ -Stop-Spektrometers im Laboratorium für Kernprobleme berichtet worden [1], der darin bestand, Zählraten mit Hilfe von CAMAC-Zählern und Kleinrechner zu erfassen. Mit der Übergabe von steuerbaren Modulen [2], der Inbetriebnahme des Single-Crate-Controllers KK004 [3] am Kleinrechner HP 2116 und der Bereitstellung von Software-Unterstützung auf der Basis des CAMAC-Sprachvorschlags [4] wurde mit der Automatisierung des Teleskops begonnen. Bisher von Hand einzustellende elektronische Module wie Verzögerungsleitungen, Koinzidenzschaltungen, Univibratoren wurden durch CAMAC-Module ersetzt. Es wurden drei Programme entwickelt, die die Steuerung verschiedener Phasen des Experiments übernehmen:

1) MYTES: Einstellung des μ -Stop-Zählerteleskops

Nach Funktionskontrolle der vier Szintillationsdetektoren wird die μ -Stop-Koinzidenzbedingung 1234 schrittweise mit vier Verzögerungseinheiten (0...63 ns) [5] und zwei Koinzidenzeinheiten aufgebaut [6]. Die Registrie-

rung von Eingangs- und Koinzidenzraten erfolgt mit zwei CAMAC-Zählern über einen umschaltbaren Kommutator [7]. Neben der Bestimmung der Verzögerung in den einzelnen Zweigen wird die Koinzidenzbreite optimiert. Beim handeingegebenen Teleskop konnte das aus Einstellzeitgründen nicht durchgeführt werden. Die vom Rechner ermittelten Optimalwerte werden auf Bildschirm ausgegeben und unterliegen der Kontrolle des Physikers, der ggf. die Einstellung anderer Parameter erreichen kann. Die erhaltenen Koinzidenzkurven werden auf einem grafischen Display ausgegeben. Am Ende der Einstellung werden die Teleskopcharakteristika wie Koinzidenzeffektivität und Anteil zufälliger Koinzidenzen ausgedruckt. Die Parameter für die Einstellung der Modulregister werden auf einem Plattenbereich permanent gespeichert und stehen den folgenden Programmen zur Verfügung.

2) FASLO: Organisation der fast-slow Koinzidenz

Das formierte μ -Stop-Signal wird nun mit dem Signal vom Ge(Li)-Detektor in Beziehung gebracht. Der Zeitpunkt der Registrierung eines γ -Quants nach Mönnchenabsorption im Kern wird mit einem Zeit-Digital-Konverter gemessen. Zur Digitalisierung der γ -Energie mußte auf einen konventionellen ADC [8] zurückgegriffen werden, für den eine Kopplung mit der CAMAC-Apparatur entwickelt wurde [9]. Das Programm ermittelt zunächst die nötige Koinzidenzwartezeit zwischen μ -Stop- und γ -Signal und nimmt dann Energiespektren mit und ohne Koinzidenzbedingung zur Beurteilung der Lage der Schwelle im Zeitnahmetrakt auf, die gleichfalls auf dem grafischen Display erscheinen. Ferner wird geprüft, ob die Ereignisübertragung fehlerfrei funktioniert. Aus Zeit- und Energiecode wird ein Doppelwort formiert, wobei die Zeitedresse ein Vorzeichen trägt. Die 32 Ereignisse werden im Pufferspeicher im Crate gesammelt, bevor ein Blocktransfer in den Speicher des Rechners gestartet wird.

3) CASTO: Zweidimensionale Speicherung der Ereignisse auf Magnetplatte

Es besteht die meßtechnische Aufgabe, zu verschiedenen Zeitbereichen (bezüglich μ -Stop-Zeitpunkt) gehörige Energiespektren zu akkumulieren. Es sind bis zu 64 Zeitfenster verschiedener Länge eingebbar. Die Länge der Energiespektren kann bis zu 8K betragen. Der so entstehende große Adressenbereich läßt sich nur auf einem Massenspeicher aufbauen. Um die erforderliche Arbeitsgeschwindigkeit realisieren zu können, wurde auf den in [10] beschriebenen Algorithmus zurückgegriffen. Zusätzlich wurde die Zahl der Plattentransfers dadurch reduziert, daß bei Aufdatierung eines Teilspektrums geprüft wird, ob das Spektrum nicht schon im Arbeitsspeicher vorliegt. Damit wird eine Einsparung erzielt, da das prompte Spektrum den größten Impulsanteil erhält und dadurch sehr häufig gerufen werden muß. Ebenso wurde mit dem auf dem grafischen Display nach Operatoranforderung darzustellenden Spektranteil verfahren, der erst dann aufgefrischt wird, wenn eine Änderung des Spektralinhalts erfolgte. Auf diese Weise wird eine gute Kontrolle des Experiments am Display bei minimaler Störung des Sammelvorgangs gewährleistet. Parallel mit der Spektrakkumulation werden die Raten der Teleskopzähler und die zugehörigen Koinzidenzen überwacht und bei Beendigung der Messung protokolliert.

Die Apperatur hat ihre experimentelle Eignung unter Beweis gestellt. Neben einer starken Reduktion der Einstellzeit (einige 5 min gegen einige Stunden) ist die höhere Zuverlässigkeit der CAMAC-Moduln gegenüber dem herkömmlichen Aufbau ein wichtiger Gewinn. Durch den Einsatz eines CAMAC-ADC ließe sich die Apparatur weiter vereinfachen und in nur einem Crate kompakt anbringen.

L i t e r a t u r

- [1] Fromm, W.D. et al., Jahresbericht ZfK-283 (1974) 161
- [2] Shuravlev, I.N. et al., Preprint 10-7332, Dubna (1973)
- [3] Sidorov, V.T. et al., PTE No. 3 (1976) 77
- [4] Neubert, P., Preprint 11-11280, Dubna (1977)
- [5] Gabriel, F. et al., Preprint P13-8913, Dubna (1975)
- [6] Gabriel, F. et al., Nucl. Instrum. and Meth. 134 (1976) 575
- [7] Gabriel, F. et al., Nucl. Instrum. and Meth. 134 (1976) 585
- [8] Antyuchov, V.A. and B. Yu. Semenov, PTE No. 2 (1974) 85
- [9] Antyuchov, V.A. and H.G. Ortlepp, private Mitteilung
- [10] Honusek, M. and W.D. Fromm, Preprint 10-10007, Dubna (1976)

6.15. EINE STEUERBARE NANOSEKUNDEN- VERZÖGERUNG IM CAMAC-STANDARD

P. Eckstein, D. Lehmann, G. Müller und G. Zschornack
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna
G. Musiol
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für das in [1] vorgeschlagene Experiment am Schwerionen-Kollektivbeschleuniger des VIK Dubna zur Bestimmung der Energie der Ionen und ihrer Energieunschärfe wurde ein Block für die rechnergesteuerte Verzögerung des Triggersignals für den Sampling-Oszillografen entwickelt. Das Blockschaltbild ist in Abb. 1 dargestellt. Die Verzögerung wird durch einen Monovibrator realisiert, dessen zeitbestimmendes Glied ein durch einen wählbaren Konstantstrom aufzuladender Kondensator ist.

Die wichtigsten Parameter des Blockes sind:

Verzögerungsbereich t_v :	12 ns; 50...500 ns
Dauer und Pegelwerte des	
Ausgangssignals:	10 ns, ECL und TTL
Eingangssignals:	3 ns, ECL
	0.5...5 ns 0 V = "0"
	+1...+5 V = "1"
Temperaturkoeffizient TK:	120
Jitter:	50 ps bei $t_v \leq 250$ ns
	100 ps bei $t_v = 500$ ns

Besonderheiten:

- 1) Zur Erreichung der geringen Grundverzögerung von 12 ns wird das Eingangssignal unter Umgehung der Verzögerungseinheit direkt auf den Ausgangsformer gegeben.

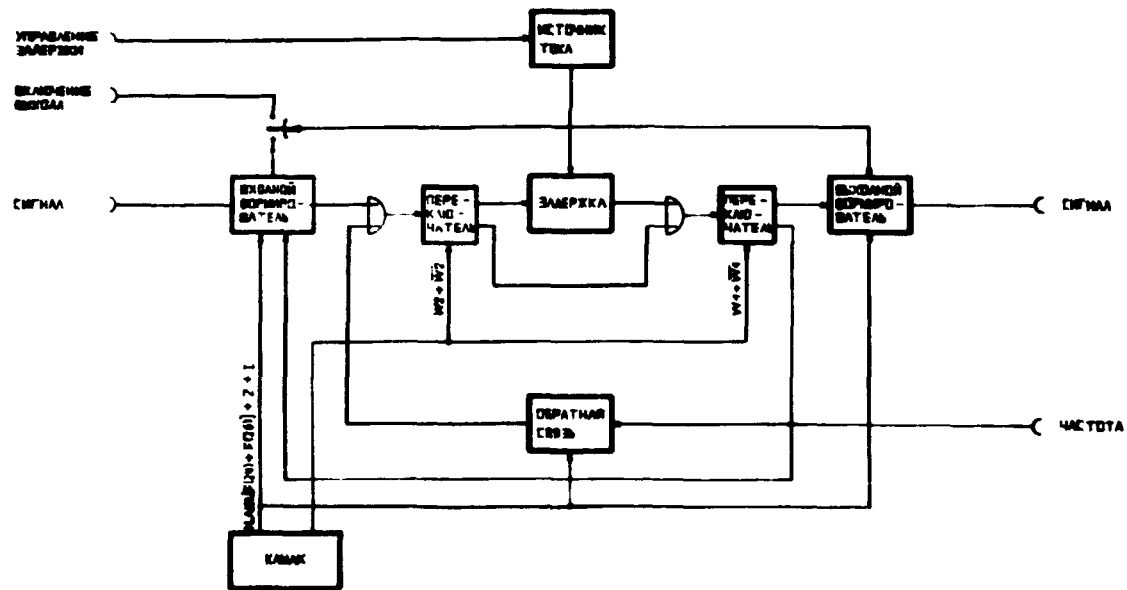


Abb. 1
Blockschaltbild

- 2) Durch Rückkopplung des Ausganges auf den Eingang kann die Differenz der jeweils gewählten Verzögerungszeit zur Grundverzögerung durch Messen der Schwingfrequenz bestimmt werden, wobei die erreichte Genauigkeit nur durch die vom Jitter gesetzten Grenzen beschränkt wird.
- 3) Der Ausgangsformer wird entweder durch ein externes Signal oder durch das Eingangssignal selbst aktiviert.

L i t e r a t u r

- [1] Lehmann, D. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 116

6.16. CAMAC-GERÄTEENTWICKLUNGEN AN DER TECHNISCHEN UNIVERSITÄT DRESDEN

F. Weidhase, P. Gerlach, R. Krause und W. Meiling
Technische Universität Dresden, Sektion Physik
U. Meyer
Institut für Hochenergiephysik Zeuthen
M. Skaiker
Technische Hochschule Damaskus

Im Berichtszeitraum gab es zu den in vorangegangenen Jahresberichten vorgestellten CAMAC-Modulen folgende Ergänzungen:

Serieller Link Modul 1470:

Ausgehend von der Aufgabe, schnelle Datenübertragungen zwischen verschiedenen CAMAC-Crates zu realisieren, wurden Untersuchungen zum Thema "Störgeschützte Informationsübertragung mittels Kabel" [1] durchgeführt. Diese Untersuchungen ergaben für eine Datenübertragungsgeschwindigkeit bis zu zwei Megabit pro Sekunde und bei Entfernungen von 50 m bis 2000 m die serielle Übertragung mittels

symmetrischem Koaxialkabel und Differenzeingangsstufen als optimale Lösung.

Der serielle Link Modul arbeitet nach diesem Prinzip, wobei die Taktfrequenz bei 10 MHz liegt. Das ist notwendig, um neben der Information auch Redundanz für die hardwaremäßige Eigenprüfung jeder Bitstelle und der Bit- sowie Wortsynchronisation bereitstellen zu können.

Die galvanisch trennende Eingangsstufe ($V = 85 \text{ dB}$ bei 10 MHz) und die Ausgangsstufe sind bereits an anderer Stelle [2] vorgestellt. Außerdem enthält der einfach breite Modul Baugruppen zur parallelen Datenausgabe und Dateneingabe nach Standard-Interface SI 1.2, die Pufferung eines 16-bit-Wortes je Richtung sowie CAMAC-spezifische Teile mit vier separaten LAM-Quellen. Insgesamt werden 96 Schaltkreise der RGW-Produktion eingesetzt.

Besonders hingewiesen sei auf den 58poligen Frontplattensteckverbinder, der parallele Ein-/Ausgabeoperationen zu Pufferspeichern oder anderen externen Geräten erlaubt. Insofern wird für spezielle Einsatzfälle auch ein Betrieb des Moduls 1470 ohne CAMAC-Crate oder ohne CAMAC-Steuerung ermöglicht. Typische Anwendungen sind in Abb. 1 gezeigt.

CAMAC-Handcontroller 3311:

Zur Inbetriebnahme und Reparatur von CAMAC-Modulen sind Handcontroller unentbehrlich. Wichtig für diese Geräte sind hoher Bedienkomfort, vielseitige Triggermöglichkeiten und die Möglichkeit, einfache feste Abläufe selbständig steuern zu können.

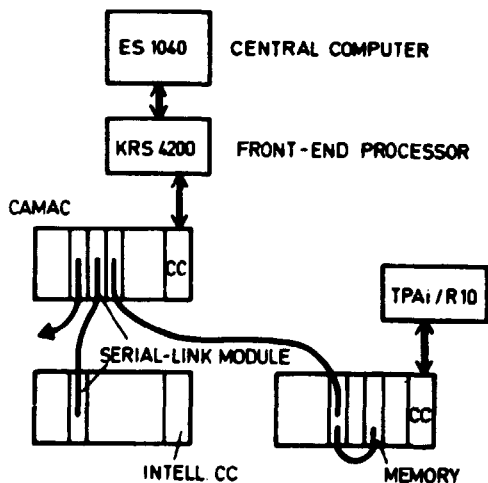


Abb. 1
Typische Anwendungen eines seriellen Link Moduls

von R und W gebracht werden. Außerdem werden die Zustände von A 1, A 2, A 4, A 8, F 1, F 2, F 4, F 8, F 16, Q, X, B, L, C, I, Z, S 1, S 2 sowie Zyklus 1 und Zyklus 2 angezeigt.

Eine Besonderheit des Handcontrollers 3111 besteht darin, Informationen von den R-Leitungen auf die W-Leitungen bei entsprechend gesetztem Schalter zu übertragen. Diese Betriebsweise läßt sich sehr vorteilhaft für Dauertestaufbauten nutzen. Dabei erfolgt eine Datenzirkulation über die Datenausgabe, dem Durchlaufen

Bei dem Handcontroller 3111 lassen sich zwei in allen Komponenten (N, A, F) unterschiedliche CAMAC-Befehle an zwei separaten Tastenreihen vorwählen und nach Auslösung alternierend oder einzeln ausführen. Die Auslösung kann sowohl durch externe TTL-Impulse als auch durch die Handtaste erfolgen. Dabei ist wählbar, ob ein oder zwei Zyklen bzw. ein Einzelschritt des in 10 Einzelschritte unterteilten CAMAC-Befehles ausgeführt werden. Der Abstand zweier CAMAC-Zyklen beträgt bei Doppelauslösung $1.1 \mu\text{s}$. Der interne Taktgenerator ist auf 500 kHz eingestellt.

Zur Anzeige an Lumineszenzdioden können wahlweise die Informationen der 24 R-, 24 W-Leitungen bzw. die logische Oder-Verknüpfung jeweils gleicher Bitstellen

der zu prüfenden Einheiten, dem Datenauslesen und der erneuten Einspeicherung in den Zyklus. Jeder Fehler bei der Datenzirkulation ist sofort visuell sichtbar.

Konstruktiv ist der Handcontroller in einem fünffach breiten CAMAC-Modul untergebracht.

CAMAC-Einkanaltimer 1312:

Ausgehend von dem Zweikanaltimer 1311 [3] wurde in Abstimmung mit Kooperationspartnern im VIK Dubna und unter Berücksichtigung von [4] eine schaltungstechnisch, technologisch und konstruktiv verbesserte Einkanalvariante geschaffen und in die Kleinserienfertigung überführt. Der Zeitbereich ist vergrößert worden und beträgt nun 1 ms bis 44,5 Stunden. Der Modul hat einfache Breite.

CAMAC-Tastatureingabemodul 1241:

Zum Anschluß der Zeichengeber 2 (Typ 3518.090) oder Zeichengeber 3 (Typ S-3297.080) des Kombinate VEB Funkwerk Erfurt wurde dieser einfach breite CAMAC-Modul entwickelt. Mit der Tastatur lassen sich Buchstaben oder Zahlen oder Kommandozeichen in das CAMAC-System eingeben, wobei eine maskierbare LAM-Quelle für notwendige Programmunterbrechungen zur Verfügung steht.

CAMAC-Datenweganzeigemodul 3321:

Der bereits vorgestellte Datenweganzeigemodul 3321 [5] wurde technologisch sowie konstruktiv überarbeitet und in die Kleinserienfertigung überführt.

L i t e r a t u r

- [1] Lange, W. et al., Störgeschützte Informationsübertragung mittels Kabel, Ingenieurpraktikantenarbeit und Forschungsbeleg, TU Dresden (1977)
- [2] Weidhase, F. et al., IX. Int. Symp. f. Kernelektronik, Varna (1977)
- [3] Krause, R. und W. Meiling, Jahresbericht ZfK-295 (1975) 141
- [4] Weidhase, F. und W. Meiling, Einige Empfehlungen und Konstruktionshinweise für CAMAC-Moduln, CAMAC-Kommission an der AdW der DDR (1975)
- [5] Hirsch, W. et al., Jahresbericht ZfK-283 (1974) 156

6.17. IMPULSGENERATOR FÜR STÖRUNTERSUCHUNGEN

F. Gleisberg und F. Weidhase

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Bei der Sicherung digitaler Informationsübertragungen, der ordnungsgemäßen Steuerung von Experimentapparaturen durch Rechner sowie empfindlichen Koinzidenzanordnungen ist das Erkennen störanfälliger Geräte oder Leitungen sehr wichtig. Für reproduzierbare Untersuchungen wurde ein Impulsgenerator entwickelt, der die Amplitude, Impulsdauer und Spannungsanstiegsgewindigkeit üblicher Störquellen (z.B. mechanischer Niederspannungsschalter, Funkenüberschläge, elektronische Schalter) simuliert.

Der Störsimulator läßt sich feinstufig in der Ausgangsimpulshöhe und kontinuierlich in Impulslänge und Verzögerung bezüglich eines einstellbaren Triggerimpulses oder der Netzphasenlage einstellen. Wie das Blockschaltbild (Abb. 1) zeigt, kann die Auslösung in fünf verschiedenen Betriebsarten erfolgen. Die Handaus-

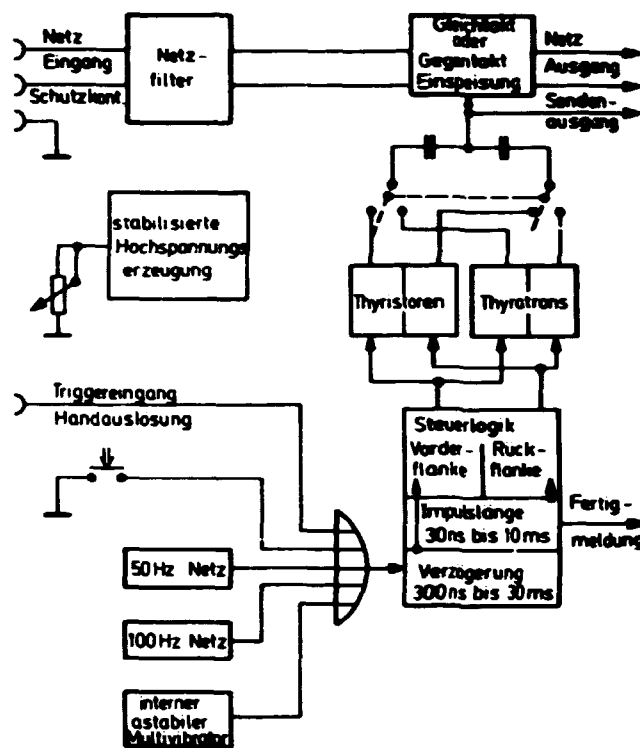


Abb. 1
Blockschaltbild des Störimpulsengenerators

realisieren zu können. Der Impulsengenerator ist durch die in Tabelle 1 genannten Kennwerte charakterisiert.

Tabelle 1
Kennwerte des Störimpulsengenerators

Impulshöhe	40 V ... 5000 V
Impulslänge	30 ns ... 10 ms
Verzögerung	300 ns ... 30 ms
Jitter der internen Zeiten	< 2 %
Anstiegs- und Abfallzeit	ca. 30 ns (Thyratron) ca. 1 μ s (Thyristor)
Impulsfolgefrequenz	0 ... 100 Hz
Stromverbrauch	1 A, 220 V / 50 Hz
Störausgänge	1. Anschluß zur Sonde für Untersuchungen an Leitungen 2. Gegentakt-gestörtes 220-V-Netz/10 A 3. Gleichtakt-gestörtes 220-V-Netz/10 A bis 50 kW (ab 10 kW verminderte Impulsfolgefrequenz)
Umgesetzte Leistung während eines Störimpulses	
Ausgangswiderstand	5 Ω (Thyristor) 70 Ω (Thyratron)
Triggereingang	TTL-kompetibel, fan-in = 10 Impulslänge $\geq 5 \mu$ s

lösung findet vor allem für einmalige Störvorgänge bei visueller Beobachtung des Versuchsobjektes Anwendung. Netzsynchrone Triggerungen haben für die Nachbildung von Phasenschnittsteuerungen Bedeutung, wobei die einstellbare Verzögerung jeden Punkt der Netzschwingung erfassen läßt. In Verbindung mit einer über Optokoppler ausgegebenen Vollzugsmeldung kann die externe Triggerung für automatisierte Prüfungen Anwendung finden. Zur Vermeidung unerwünschter Störabstrahlungen wird der Eingang für externe Triggerimpulse ebenfalls mit einem Optokoppler beschaltet. Die Erzeugung der Störimpulse erfolgt wahlweise mittels Thyatron oder Thyristor, um einen großen Bereich der Spannungsanstiegsgeschwindigkeiten und unterschiedliche Energieinhalte

Ausgang für Fertigmeldung	TTL-kompatibel, fan-out = 1
	Impulslänge = 10 μ s
Gehäuse	EGS 480 x 300 x 160
Spannungsanstiegsgeschwindigkeit (ausgangsseitig offen)	0.04 V/ns ... 100 V/ns
Stromanstiegsgeschwindigkeit (ausgangsseitiger Kurzschluß)	bis 230 A/ μ s (beliebige/geringere Werte über externe RC-Glieder möglich)

Wie erste Messungen [1] bestätigten, haben 1-kV-Störimpulse mit einer Spannungsanstiegsgeschwindigkeit von 30 V/ns bereits erheblich durchdringende Wirkung.

Im Gegensatz zu bekannten Störsimulatoren [2] konnte im vorliegenden Gerät nicht auf die üblicherweise in drei Stufen verfügbare Ausgangsspannung orientiert werden.

Zur Ermittlung von gesetzmäßigen Zusammenhängen der Einflußfaktoren auf Störquellen (z.B. Abschirmung, Erdung, symmetrische Ausführung mit Unterdrückung von Gleichtaktstörungen) werden mindestens drei Größenordnungen an Variabilität für die Wahl der Spannungsanstiegsgeschwindigkeit benötigt.

Beim Aufbau des Gerätes mußte besondere Sorgfalt dem Erreichen einer hohen Eigenstörlosigkeit gewidmet werden.

L i t e r a t u r

- [1] Lange, W. et al., Störgeschützte Informationsübertragung mittels Kabel, Ingenieurpraktikantenarbeit und Forschungsbeleg, TU Dresden (1977)
- [2] Schaffner, H., Modularer Störimpulsgenerator, Prospekt der Fa. H. Schaffner, AG, Lutherbach (Schweiz), (1976)

6.18. MESSWERTERFASSUNGS- UND DATENÜBERTRAGUNGSTRAKT

W. Boede und P. Reichel

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Zur Verbesserung der experimentellen Bedingungen für inelastische Neutronenstreuuntersuchungen am IBR 30 des VIK Dubna wurde ein Meßwerterfassungs- und Datenübertragungstrakt entwickelt und aufgebaut (Abb. 1).

Die von maximal vier BF 3- oder ³He-Zählrohrbatterien registrierten Streuneutronenimpulse werden über Vorverstärker, Hauptverstärker mit Diskriminator und Tastlogik Kabelsendern zugeführt. Ein Zweikanalzählgerät mit je 8 Dekaden, elektronischer Uhr und einem Tastungszähler dient der laufenden Kontrolle der Messungen und erleichtert die Einstellung der optimalen Parameter für Verstärker und Diskriminator. Der programmierbare Tastungszähler sperrt die Kabelsender für den schnellen Neutronenpeak. Die Senderimpulse haben eine Amplitude von 36 V bei einer Impulsbreite von 2 μ s und 100 Ω Kabelabschlußwiderstand. Die Kabelempfänger im Meßzentrum sind mit einer schaltbaren Störaustastung ausgerüstet, so daß nur Impulse mit einer Breite von 1 bis 3 μ s die nachfolgenden Tore und den Analysatortreiber passieren können. Ein Reaktorimpulszähler und ein universell einsetzbares 8-Dekaden-Zählgerät mit elektronischer Uhr ermöglichen hier die Kontrolle der ankommenden Meßdaten.

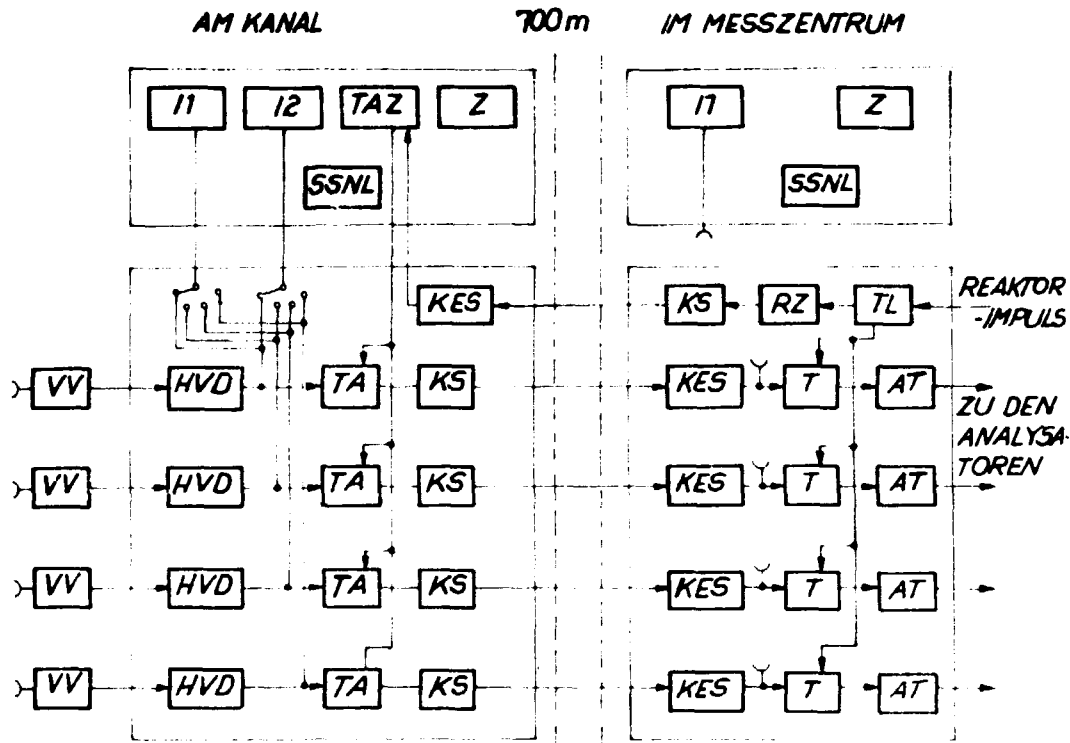


Abb. 1

Blockschaltbild des Meßwerterfassungs- und Datenübertragungsstraktes

VV - Vorverstärker; HVD - Hauptverstärker mit Diskriminator; TA - Tastung;
 KS - Kabelsender; KES - Kabelempfänger mit Störaustastung; T - Tor;
 AT - Analyseortreiber, I 1,2 - Impulszähler; TAZ - Tastungszähler;
 Z - Zeitzähler; SSNL - Start-Stop-Null-Logik; RZ - Reaktorimpulszähler;
 TL - Tastlogik

6.19. ON-LINE-KOPPLUNG DES DREIACHSENSPEKTROMETERS TKS 400 AN EINEN KRS 4200

F. Prokert und P. Reichel

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

V. Zamri

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Die weitere Optimierung inelastischer Neutronenstreuuntersuchungen am RFR erfordert den Übergang vom bisherigen off-line-Betrieb zur on-line-Kopplung des Spektrometers mit einem Rechner.

Die Kopplung zum ca. 70 m entfernt stationierten KRS 4200 konnte hardwaremäßig durch den Aufbau eines Interface hergestellt werden. Die Problematik lag dabei in dem einem Organisationsautomaten Optima 528 angepaßten Signalspiel des Dreiachsenspektrometers. Der Eingriff in die Steuerelektronik des Spektrometers sollte dabei so gering wie möglich sein und volle Kompatibilität zum Organisationsautomaten erhalten bleiben. Folglich mußte eine Anpassung an die 8 bit parallele bis zu 64 Zeichen serielle Aus- und Eingabe des TKS 400 geschaffen werden. Die Pegel für die Daten liegen bei -60 V bzw. 0 V, Steuersignale können der +24-V-Logik der Steuerelektronik entnommen werden. Die Dateneingabe erfolgt

im 100-ms-Rhythmus durch Programmunterbrechung (PU). Es kann vorausgesetzt werden, daß bei dieser geringen Frequenz und der schnellen Abarbeitung der durch PU im Rechner aufgerufenen Programme dieser stets wieder unterbrechungsbereit ist. Die Datenwerte des Spektrometers werden nach Pegelwandlung und spezieller Taktierung in ein 8-bit-Register übernommen und stehen dann zur Übergabe an die AS 3 des KRS im SI 2.2-Fernbereich zur Verfügung. Die Ausgabe der Daten für die Positionierung der Spektrometerachsen, des Winkelsetzungs- und Startbefehls erfolgt ebenfalls in 8-bit-Breite seriell ohne Zeitbedingungen.

Die Phase "read in" des Spektrometers löst über das Interface eine PU und im Rahmen der PU-Behandlung eine Eingabeanforderung aus. Diese Anforderung kann im off-line-Betrieb durch Eingabe über die Regieschreibmaschine oder Lochbandleser beantwortet werden, im on-line-Betrieb durch Übernahme der vom Rechner selbst bereitgestellten Werte. Die Pegelwandlung und Taktierung erfolgt auch hier durch ein zwischengeschaltetes 8-bit-Register und eine Zeitschaltlogik (vgl. Abb. 1).

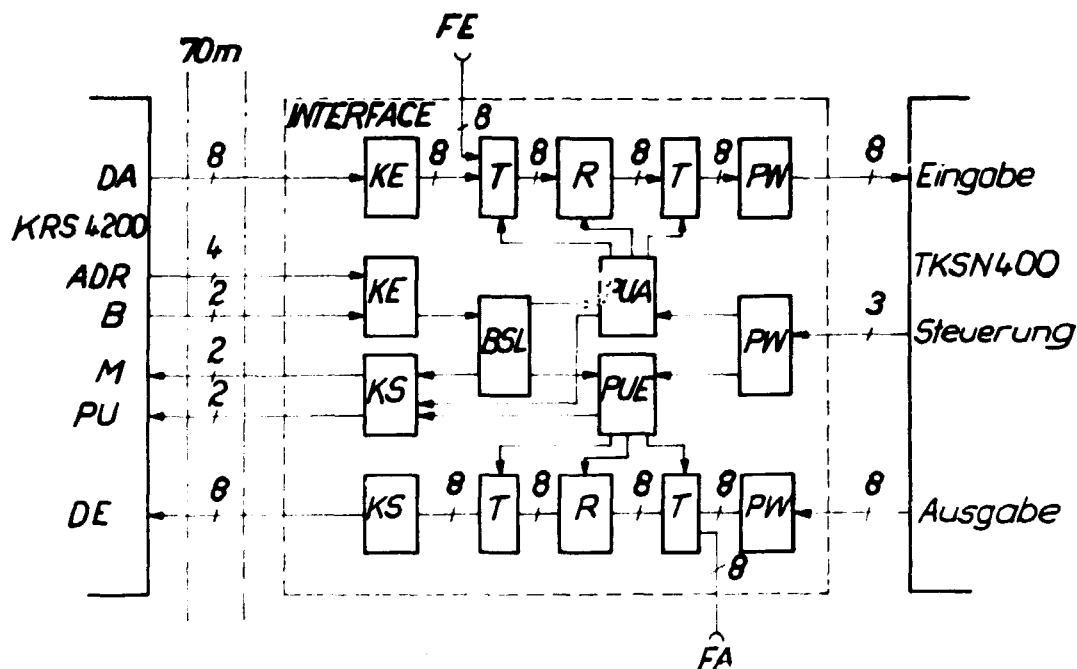


Abb. 1

Blockschaltbild on-line-Kopplung TKS 400 - KRS 4200

DA - Datenausgabe; ADR - Adresse; B - Bereitsignale; M - Meldesignal; PU - Programmunterbrechungssignale; DE - Dateneingabe; KE - Kabelempfänger; KS - Kabelsender; BSL - Blocksteuerung im Linienverkehr; T - Taktierbaustein; R - Register; PUA - Programmunterbrechung Ausgabe; PUE - Programmunterbrechung Eingabe; PW - Pegelwandler

* Ein Eingabetastenfeld ergänzt die Funktionen des Interface. Bei Justierarbeiten am TKS 400 wird dadurch die Eingabe ohne Rechner und Optima 528 möglich. Ein Ausgang für Datenausgabegeräte nach SI 1.2 ermöglicht den Anschluß von Drucker und Lochbandstanzer.

Die zur on-line-Kopplung unter ESKO-Steuerung benötigte Software besteht aus den Programmteilen für die Befehlsausgabe (READIN) und die Meßwertübernahme (RECORD) sowie den PU-Behandlungsprogrammen. Die Steuerdatenbereitstellung erfolgt in den Schritten Eingabe (LL/SM), Speicherung, Codierung (SIF 1000 - BCD) und AS 3 Ausgabe. Die Datenübernahme enthält die Teile AS 3 Eingabe, Decodierung, Abspeicherung und Ausgabe (SM/LS/SD) der Meßwerte. Die vorliegenden maschinenorientierten Programme und Programmteile (in SYPS) bilden das Grundgerüst des im Aufbau befindlichen Programmsystems für den rechnergesteuerten on-line-Betrieb.

6.20. EINSATZ DES RASTERDISPLAYS DES TPA-1 ZUR DARSTELLUNG VON ZWEIDIMENSIONALEN SPEKTREN

G. Lang

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Für die Darstellung von zweidimensionalen Spektren bis zu Kanalinhalt von 12 Bit auf dem Display des TPA-1 wurde ein Programm entwickelt. Da das Rasterdisplay am TPA-1 über keine Helligkeitsmodulation verfügt, mußte für jeden darzustellenden Kanal des Spektrums eine Flächeneinheit definiert werden. Das Display verfügt bei einem Wiederhol-speicherplatzbedarf von 3600 Speicherplätzen im TPA-1 über ein Rasterfeld von 240 x 180 Bildpunkten. Damit läßt sich eine quadratische Matrix darstellen, die den Inhalt von 60 x 60 Kanälen charakterisiert. Die Flächeneinheit beträgt dabei 3 x 3 Bildpunkte pro Kanal des Spektrums.

Für den ersten Einsatzfall dieses Programms wurden bei einem zweidimensionalen Spektrum von 64 x 64 Kanälen die ersten vier Zeilen und Spalten von der Betrachtung ausgeschlossen (Abb. 1).

Die verbleibenden freien, zur Betrachtung nicht benötigten Rasterpunkte sind einem Anzeigefeld zugeordnet. In diesem Feld werden die Werte angezeigt, die über Funktionstasten aus dem Spektrum erfragt werden können. Das sind die X-

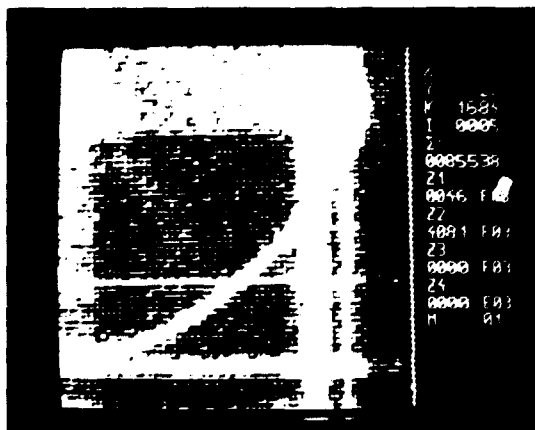


Abb. 1

Darstellung eines zweidimensionalen Spektrums mit dem Rasterdisplay am TPA-1

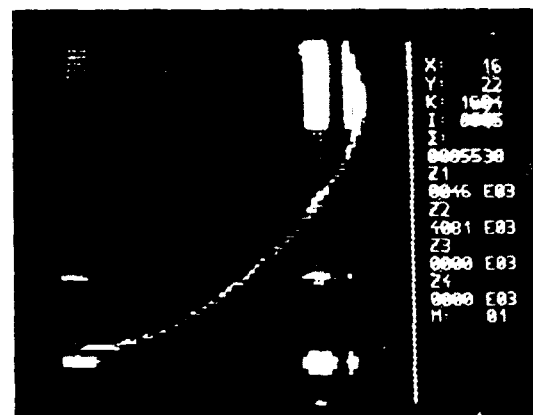


Abb. 2

Darstellung des Spektrums mit anderem Bewertungsmaßstab

Koordinate, Y-Koordinate, absolute Kanalzahl und Kanalinhalt des durch die Rollkugel (RK) ausgewählten Kanals sowie die Gesamtsumme oder Teilsumme von markierten Kanälen.

Das Programm erlaubt weiterhin:

- Normierung auf einen mittels RK ausgewählten Kanal,
- Division und Subtraktion der Kanalinhalt mit einer vorwählbaren Konstanten zur Schnittdarstellung des Spektrums (Abb. 2),
- Ausgabe des Inhaltes der Kanäle der durch die RK angewählten X- oder Y-Koordinaten und
- Umschaltung auf drei verschiedene Spektren.

Im Anzeigefeld können z.B. vier Zählerstände mit angezeigt werden, die Informationen über den Verlauf der Messung beinhalten.

Der Vorteil des Programms ist, daß bei sehr kleinen Kanalinhalt die Darstellung schon eine große Aussagekraft hat.

6.21. ANSCHLUSS DES 2048-KANAL-ADC AN DEN TPA-1 ÜBER CAMAC

K. Faulstich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Mitte 1976 erhielt das Meßzentrum des ZfK auf Grund der internationalen Zusammenarbeit mit dem LJAR des VIK Dubna zwei vom Partnerlaboratorium entwickelte CAMAC-Moduln:

- Blockverteiler $\mu A-A$
- Steuerblock $\gamma\beta-\phi$

Beide Moduln sind in einfacher Breite ausgeführt. Der Modul $\mu A-A$ ermöglicht die Übernahme der Information aus dem 2048-Kanal-ADC des Bereichs Technik, der in SI 1.2 ausgeführt wurde, auf den CAMAC-Datenweg. Maximal lassen sich zwei ADC anschließen, wobei durch Setzen von Masken über F 26 folgende Betriebsweisen möglich sind:

F 26	A0	Koinzidenzbetrieb
F 26	A1	Übernahme der Information aus dem ADC 1
F 26	A2	Übernahme der Information aus dem ADC 2 .

Die Maskierungen F 26 A1 und F 26 A2 schließen sich gegenseitig nicht aus, so daß ADC 1 und ADC 2 gleichzeitig betrieben werden können.

Beim Anliegen einer Information wird eine LAM-Anforderung abgegeben, deren Quelle über F 8 und die Subadressen A0...A2 feststellbar ist. Beim Lesen der Information aus dem Modul über F 2 wird LAM gelöscht. Für die weitere Bearbeitung der gesammelten Daten eignet sich das in [1] beschriebene Programmsystem.

Der Modul $\gamma\beta-\phi$ arbeitet nur mit dem Modul $\mu A-A$ zusammen und gestattet bei Single-Messungen den Untergrund von dem erhaltenen Spektrum zu subtrahieren.

L i t e r a t u r

- [1] Faulstich, K. und G. Lang, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 204

6.22. EINSATZ VON CAMAC-MODULN IN KERNPHYSIKALISCHEN EXPERIMENTEN

K. Faulstich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Durch Importe und Bereitstellung von CAMAC-Moduln vom Bereich Technik des ZfK und Partnerinstituten wird die CAMAC-Instrumentierung im Meßzentrum laufend erweitert. Gegenwärtig sind hauptsächlich Zähler-Moduln verschiedener Funktionen vorhanden. Des weiteren sind Impulsgeneratoren (programmierbarer Zeit- bzw. Frequenzausgang, räumlich integrierte 24-Bit-Zähler), Paralleleingabe-Register, Ausgabe-Register (CAMAC-SI 1.2), Datenweg-Display, Dezimal-Display und Blockverteiler (siehe Bericht 6.21.) Bestandteil der CAMAC-Instrumentierung.

Die CAMAC-Moduln werden z.Z. hauptsächlich in dem Experiment "RNN" (siehe Bericht 6.23.) und im Experiment zur Bestimmung des g-Faktors (siehe Bericht 6.1.) eingesetzt. In diesen Instrumentierungen übernimmt die CAMAC-Technik die Kontrollfunktion des Experimentablaufes. Im weiteren Ausbau dieser und beim Aufbau neuer Experimente ist vorgesehen, daß über CAMAC ebenso die Steuerung des Eingangstraktes erfolgen wird.

Von großer Bedeutung sind gegenwärtig CAMAC-Moduln, die einen Anschluß CAMAC - SI 1.2 gewährleisten, um die vorhandene Experiment-Hardware in das Experiment einbeziehen zu können, wodurch teilweise eine bessere Auswertung der gesammelten Informationen möglich wird (siehe Bericht 6.1.).

Die Software-Gestaltung für die CAMAC-Instrumentierung erfolgt bausteinartig, so daß bei Aufträgen für die Schaffung neuer Nutzer-Software im wesentlichen nur die Rahmenprogramme neu gestaltet werden.

Infolge der Forderung nach Echtzeitverarbeitung der anfallenden Daten erfolgt die Programmierung für CAMAC im Assembler-Code.

6.23. MESSWERTERFASSUNG BEI DER UNTERSUCHUNG DES DEUTERONENAUFBRUCHS MIT NEUTRONEN

H. Guratzsch und J. Möser

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

K. Faulstich und G. Lang

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Bei der Untersuchung des Deuteronenaufbruchs mit Neutronen (siehe Bericht 1.11.) werden die Flugzeiten t_1 und t_2 der beiden vom D_2O -Target kommenden Neutronen gemessen. Außerdem werden noch die Zeitdifferenz $\Delta t = t_2 - t_1$ und die in den NE 213-Szintillatoren abgegebener Energien E_1 und E_2 bestimmt. Ein Ereignis ist somit charakterisiert durch fünf koinzidente Analogsignale, die noch mit den beiden logischen Signalen der n/γ -Diskrimination (siehe Bericht 6.9.) koinzident sein müssen. Bei der Digitalisierung wurden für t_1 und t_2 jeweils 6 Bit, für Δt 9 Bit und für E_1 und E_2 jeweils 7 Bit gewählt. Die Information eines Ereignisses besteht somit aus 35 Bit plus einem Bit zur Kennzeichnung von Testereignissen.

Bei der Messung werden die 36-Bit-Worte einem Kleinrechner TPA-1 zugeführt. Nach 1024 gepufferten Ereignissen bildet der Rechner fünf getrennte Einzelspektren t_1 , t_2 , Δt , E_1 und E_2 für die echten und die Testereignisse. Er ermittelt

aus den Spektren der Testereignisse Kontrollwerte und gibt diese auf dem Mosaikdrucker aus. Weiterhin werden ausgedruckt: Puffernummer, Meßzeit, Zählerstände von Monitorzählern, Anzahl der echten Ereignisse und auf Wunsch eine Liste der echten Ereignisse. Letztere werden anschließend auf der Magnetplatte archiviert.

Am Ende der Messung oder während einer Unterbrechung können die zehn Einzelspektren auf dem Display-Schirm kontrolliert werden. Die auf der Magnetplatte gespeicherten Ereignisse, deren Energien E_1 und E_2 oberhalb wählbarer Schwellen liegen, können als zweidimensionale Spektren (siehe Bericht 6.20.) in der t_1 - t_2 -, t_1 - Δt - oder t_2 - Δt -Darstellung auf dem Display-Schirm angeschaut werden. Sie können ferner auf Lochband ausgestanzt oder zur weiteren Auswertung zum Zentralrechner ZRA2 überspielt werden.

Einer der CAMAC-Zähler zählt die Testereignisse, die mit Hilfe eines Impulsgenerators und zweier vor den Photovervielfachern angebrachten lichtemittierenden Dioden erzeugt werden. Diese Zahl wird verglichen mit der Zahl der im Rechner registrierten Testereignisse, wobei die durch Totzeit der elektronischen Anordnung verlorengegangenen Testereignisse berücksichtigt werden. Der Vergleich dieser Zahlen sowie die Ausdrücke nach jeder Pufferfüllung ermöglichen die Kontrolle der Funktionstüchtigkeit der gesamten Anordnung einschließlich der Detektoren und des Kleinrechners.

7. RECHENPROGRAMME

7.1. TEXTBEARBEITUNG MIT HILFE EINES ÜBER CAMAC GEKOPPELTEN BILDSCHIRMGERÄTS

W.D. Fromm

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Am Kleinrechner hp 21MX des Laboratoriums für Kernprobleme stand zunächst nur die Bedienschreibmaschine zur Text-Ein/Ausgabe zur Verfügung. Das führte im Hinblick auf Bequemlichkeit und Effektivität der Programmierarbeit zu erheblichen Einbußen im Vergleich mit dem gewohnten Bildschirmkomfort am Kleinrechner hp 2116C. Gerätetechnisch bestand aber die Möglichkeit, über das vorhandene CAMAC-Crate und den Interface-Modul KU 011 [1] das Videoton Display VT 340 [2] an den Rechner anzuschließen. Obwohl damit keine Systembedienung möglich ist, wird die bildschirmorientierte Bearbeitung von Textfiles über die im folgenden erwähnten Hilfsprogramme ermöglicht. Die Programme wurden unter Zuhilfenahme der Dubnaer CAMAC-Sprachrealisierung [3] geschrieben. Da als Wirtssprache FORTRAN verwendet wird, konnten die im Betriebssystem DOGIII verfügbaren Rufe zur Bibliotheksverwaltung genutzt werden.

LIST

Listen von Programmen auf Bildschirm zur Erleichterung von Fehlersuche, Vorbereitung von Änderungen u.ä. Es wurde Roll-Mode durch Auslösen von Pointerbewegungen und Löschen der 1. Zeile realisiert. Auf Tastendruck wird das Auflisten am Zeilenende unterbrochen. Ein erneuter Tastendruck setzt fort, die Taste ETX bricht vor Erreichen der letzten Zeile des Files sofort ab.

STORE

Eingabe von Texten und Ablage in Nutzerbibliothek als Quelltextfiles. Nach Eingabe des Filenamens wird im Verzeichnis der Bibliothek nachgesehen, ob der Name schon belegt ist, worauf das Programm mit Fehlermeldung beendet wird.

Es sind zwei Betriebsarten möglich:

a) on-line

Die Zeichen werden sofort übernommen und zeilenweise gespeichert.

b) off-line

Es kann der gesamte Schirm beschrieben werden. Nach Prüfung und evtl. notwendiger Korrektur über die Funktionstasten des VT 340 wird der gesamte Speicherinhalt im Blocktransfer gesendet. Dieses Regime ist zu bevorzugen.

Der Text wird sektorweise im Hauptspeicher gepuffert und beginnend mit dem 1. freien Track der Nutzerplatte hinter die Bibliothek gespeichert. Nach Beendigung der Eingabe kann die Länge des neuen Files ermittelt werden und ein entsprechendes File wird in das Bibliotheksverzeichnis eingetragen. Danach wird der Fileinhalt in die Bibliothek umgespeichert.

EDIT

Dieses Programm gestattet eine sehr variable Textkorrektur bis hinunter zum Zeichenniveau. Der zur Redaktion vorgesehene Textabschnitt (kleiner 16 Zeilen) wird auf dem Bildschirm dargestellt. Danach kann im off-line-Regime durch Benutzung des Pointers und der Funktionstasten IC, DC, IL, DL (setze ein/lösche Zeichen/Zeile) die Textkorrektur erfolgen. Der gesamte Bildschirminhalt zwischen HOME- und ETX-Marke wird dann rückgespeichert. Aus dem redaktierten Text und den ungeänderten Abschnitten wird nach dem gleichen Prinzip wie bei STORE ein Zwischenfile aufgebaut. Im Unterschied zu STORE muß beim Wiedereingliedern in die

Bibliothek aber zunächst das alte File aus dem Katalog ausgetragen werden und das neue mit evtl. geänderter Länge wieder eingetragen werden, bevor die Textspeicherung in die Bibliothek erfolgen kann. Da die Verdichtung der Bibliothek nur von der Bedienschreibmaschine aus anforderbar ist, bleibt das alte File physisch in der Bibliothek erhalten.

Durch den rechnerunspezifischen Anschluß eines leistungsfähigen peripheren Geräts konnten ohne Eingriff in das Betriebssystem große Fortschritte hinsichtlich Nutzerfreundlichkeit und Bedienkomfort des Kleinrechners gemacht werden. Dabei wurden die Leistungsparameter der Firmensoftware zum Teil übertroffen.

L i t e r a t u r

- [1] Antjuchov, V.A. et al., Preprint 10-10576, Dubna (1977) 18
- [2] Alphanumerisches Display EC7168, Videoton-Werke, Budapest 1974
- [3] Neubert, P., Preprint 11-279, Dubna (1977)

7.2. ALGOL AM KRS 4201

W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Zur Durchführung wissenschaftlich-technischer Rechnungen wurde das System ALGOL 4200 [1] vom VEB Untergrundspeicher Mittenwalde erworben, das gegenüber anderen Betriebssystemen den Vorteil einfacherer Handhabung und geringerer Speicherbelegung hat. So beträgt der für das Nutzerprogramm maximal verfügbare Speicherplatz bei einer Hauptspeichergröße von 16k noch 11k. Zur Erleichterung der Arbeit mit dem System und der Umsetzung vorhandener Algol-Programme auf die für ALGOL 4200 erforderliche Notation wurden folgende Hilfsprogramme erstellt:

TEXT

Ein/Ausgabeprogramm mit wählbarer Gerätezuordnung zum Schreiben von Programmen, Datenstreifen, Ausdrucken von Texten usw. Bei Ausgabe auf Seriendrucker erfolgt Zeilennumerierung. Fehlerkorrektur ist durch Zeilen- oder Zeichenlöschung möglich.

EDIT

Korrektur von Lochstreifen analog zu dem ELLIOTT- bzw. ZRA2-Edit. Verfügbare Kommandos: IS, IL, DC, DL, FC, FL und RE. Das Programm ist insbesondere bei längeren Textzeilen den zeilenorientierten Korrekturprogrammen wie LOA, QUAP [1] überlegen.

KONV

Konvertierung von Elliott-Algol (2 ZRA2-Algol) in ALGOL 4200. Durch die andere Darstellung der Grundsymbole entsteht ein hoher Änderungsaufwand bei der Übertragung von Programmen, der im Handbetrieb nicht zu bewältigen wäre. Das Konvertierungsprogramm setzt die Grundsymbole automatisch um, ändert die Darstellung einiger logischer und arithmetischer Operatoren und löst die von ELLIOTT eingeführten "Grundsymbole" read und print in Prozedurrufe auf. Anstelle der inneren Formatklammern if ls?? werden Folgen von Leerschritten und Zeilenschaltungen generiert. Programme werden dann syntaktisch fehlerfrei, wenn nicht if - then Konstruktionen innerhalb von read und print verwendet wurden. Globale

formatbestimmende Prozeduren können auf Prozedurebene leicht durch die in ALGOL 4200 verwendeten FORMAT-strings ersetzt werden. Ebenso finden die Schaltertests Test A und Test B ihre Entsprechung in KEY (1) und KEY (2).

Die bisherigen Erfahrungen mit dem System ALGOL 4200 bestätigen dessen leichte Handhabung. Die Diagnose syntaktischer Fehler ist leicht interpretierbar und vollständig. Ein Rechenzeitvergleich anhand des Programms PICO [2] ergab eine Rechenzeitverlängerung auf das Doppelte gegenüber dem ZRA2 (ohne Ein/Ausgabe). Durch die geringere Wortlänge (16 bit) treten bei INTEGER-Größen gelegentlich Probleme durch den verkleinerten Zahlenbereich auf, die Programmänderungen erforderlich machen.

L i t e r a t u r

- [1] Kaminski, K., ALGOL 4200 - Programmier- und Bedienanleitung, Mittenwalde, 1977
- [2] Winter, G., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 199

7.3. SERVICEPROGRAMM FÜR DEN KRS 4200

H. Woittennek

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Für den KRS 4200 wurden folgende Assembler-Programme erarbeitet:

LOGICAL FUNCTION WG(I)

Diese Funktion dient zur Abfrage der Schalter 1 und 2 auf der Bedienerkonsole aus FORTRAN-Programmen.

TEXT

Dieses Programm gestattet die Ein- und Ausgabe von beliebigem Text über beliebige periphere Geräte und dient vor allem zum Lochen und Ausschreiben von Lochstreifen.

EDIT 4200

Dieses Programm gestattet die Korrektur von Lochstreifen analog zum Elliott-Edit (eine Untermenge ist ZRA2-Edit) und bedient die gesamte Peripherie.

Verfügbare Kommandos:

FE, DE, IR, RE, FL, DL, FS, DS, FC, DC, IS, IL, SE, IB

Zusätzliche Kommandos:

- EK - Definition der Endekennung
- TI - Definition des Tilgungszeichens
- HT - Rückgabe der Steuerung an das Steuerprogramm
- HD - Wiederstart des EDIT-Programms
- RS - Streichen bis zur Endekennung
- GE - Gerätefestlegung
- GE QE - Quelleneingabe
- GE QA - Quellenausgabe, maximal fünf Geräte
- GE KE - Kommandoeingabe
- GE LA - Listenausgabe, maximal fünf Geräte

Bei der Listenausgabe werden 65 Zeilen auf eine Seite geschrieben und die Zeilen und Seiten nummeriert.

Fehlerkorrekturen sind durch Zeilen- und Zeichenlöschung möglich. Systemfehler fordern neue Kommandos an. Fortsetzung ist durch Tippen von (NL) oder einem neuen Kommando möglich. Die Abarbeitung kann durch Setzen von S2 unterbrochen werden, wobei die Fortsetzung durch das Kommando WE oder ein neues Kommando erfolgt. Die Angabe von # vor jedem Kommando ist möglich.

Die beiden selbständigen Programme TEXT und EDIT 4200 können unter ESKO im Multiprogrammbetrieb zusammen mit einer Nutzrechnung laufen und benötigen fast keine Rechenzeit.

7.4. TEMP - EIN PROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER TEMPERATURVERTEILUNG IONENIMPLANTIERTER SCHICHTEN BEI LASERBESTRAHLUNG

K.-H. Heinig und H. Woittennek

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Das Programm TEMP dient der Lösung der inhomogenen Wärmeleitungsgleichung

$$\frac{\partial T}{\partial x} - \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{A(x,t)}{c \cdot \rho} \quad (1)$$

mit den Randbedingungen

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0$$

$$T(x \rightarrow \infty, t) = T_0$$

und der Anfangsbedingung

$$T(t = 0, x) = T_0,$$

wobei κ , c , ρ und A die Temperaturleitfähigkeit, die spezifische Wärme, die Dichte und der zeit- und ortsabhängige Quellterm sind. Das Programm gestattet, daß alle diese Parameter temperaturabhängig sind. Weiterhin wurden die latenten Wärmen berücksichtigt.

Die Lösung der Gl. (1) erfolgt mit der "Methode endlicher Elemente" [1], d.h. der Orts- und Zeitraum werden in endliche Elemente aufgeteilt und Gl. (1) wird in Differenzenschreibweise dargestellt. Innerhalb eines jeden Elementes werden alle Stoffkonstanten als konstant betrachtet. Unter Berücksichtigung der Konvergenzbedingung

$$\kappa_{\max} \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} < 0.5$$

wird Gl. (1) für feste Zeiten im Ortsraum gelöst und anschließend zur nächsten Zeit übergegangen.

Das Programm ist in FORTRAN geschrieben und arbeitet auf der BESM-6 und am KRS 4201 bzw. PR 4000.

L i t e r a t u r

[1] Schwarzott, W., Forsch. ING.-Wes. 38 (1972) 165

7.5. PROGRAMME ZUR AUSWERTUNG VON RÜCKSTREUSPEKTREN

R. Klabes, J. Rüdiger und M. Voelskow

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Zur schnelleren und effektiveren Auswertung von Meßergebnissen der Rutherford-Rückstreuung wurde ein Algol-Programm zur Berechnung eines Strahlenschadenprofils geschrieben. Die Methode basiert auf der Berechnung des Dekanaliserungs-Anteils, wie sie bei Ziegler [1] und auch bei Schmid [2] beschrieben ist, und benutzt außer dem Rückstreupektrum (aligned) der zu analysierenden Probe jeweils noch ein random-Spektrum und ein aligned-Spektrum einer nichtimplantierten Probe. Die Spektren können wahlweise vom Magnetband oder mit Lochband (Test A) eingelesen werden. Die für die Berechnung der Energie-Tiefen-Konvertierung benötigten Bremsvermögen werden für $^4\text{He}^+$ -Ionen in Silizium nach einer empirischen Formel von Ziegler und Chu [3] berechnet. In allen anderen Fällen sind die Bremsvermögen über Lochband einzugeben.

Weiterhin wurde in ZRA-2-Algol ein Programm aufgestellt, das zu Veröffentlichungszwecken Energiespektren in entsprechender, wählbarer Form auszeichnet. Die Spektren werden vom Magnetband eingespeichert. Sie werden als durchgezogene Linie (Test A) oder Punkt für Punkt gezeichnet. Im letzteren Fall werden bei Test B zusätzlich die verwendeten Symbole der Code-Prozedur "plot" zur Beschriftung in das Zeichenfeld untereinander gezeichnet. Die Erläuterung selbst muß von Hand dazugeschrieben werden, ein Einfügen von Texten über "instring" und "outplot" wird als nicht sehr effektiv betrachtet. Das Zeichenfeld kann in zwei Abschnitte unterteilt werden, in denen die Spektren mit verschiedenen, vorzugebenden Maßstäben gezeichnet werden können. Ein Beispiel für die Anwendung des Programms ist im vorliegenden Jahresbericht (siehe Bericht 4.33.) enthalten.

L i t e r a t u r

[1] Ziegler, J.F., J. appl. Phys. 43 (1972) 2973

[2] Schmid, K., Radiation effects 17 (1973) 201

[3] Ziegler, J.F. und K.W. Chu, Catania Working Data, Catania (1974) 30-E

7.6. EIN ADAPTIVES PROGRAMM FÜR DIE NICHT-LINEARE OPTIMIERUNG

G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

In einer Voruntersuchung [1] wurden mehrere moderne Verfahren auf ihre Effektivität zur Minimalisierung von Zielfunktionen geprüft, die sich als Summe von Quadraten darstellen lassen und auch bei der Anpassung nicht-linearer Modelle nach der Methode der kleinsten Quadrate auftreten. Hierbei wurden die Rechenwerkszeiten (cpu time) bestimmt, die von den einzelnen Verfahren benötigt werden, um den Wert der Zielfunktion auf eine bestimmte Größe zu reduzieren. Neuere Ergebnisse für kompliziertere Testbeispiele [2] sind in Abb. 1a - c dargestellt. Aus unseren Untersuchungen kann man entnehmen, daß das Verfahren von Levenberg-Marquard (LM) und das revidierte quasi-Newton-Verfahren (RQN) sowohl zeitlich sehr effektiv arbeiten als auch meist den kleinsten Wert der Zielfunktion erreichen. Nur beim Beispiel EXP5 wird das LM-Verfahren in einem be-

kannten Nebenminimum [2] eingefangen, was die Tatsache illustriert, daß man auch für gute Optimierungsstrategien Gegenbeispiele ersinnen kann.

Um die Häufigkeit solcher Havariesituationen zu verringern, wurde in der vorliegenden Modellbetrachtung versucht, die Verfahren LM und RQN so zu verknüpfen, daß dasjenige Verfahren adaptiv ausgewählt wird, das dem Optimierungsproblem am besten angepaßt ist. Dies wurde dadurch erreicht, daß beide Strategien

abwechselnd vom Rechenwerk bedient werden, wobei ein Steuerprogramm dem Verfahren eine größere Rechenzeit zuordnet, das im jeweiligen Zeitintervall eine größere Effektivität aufweist. Dieser dynamische Prozeß wird durch einen Entscheidungsbaum gesteuert. Der zeitliche Ablauf des Adaptionprozesses ist in Abb. 2 für die Beispiele EXP5 und EXP6 dargestellt. Als Maß für die Adaption wurde der relative Anteil des erfolgreichen Verfahrens an der Gesamtrechenzeit verwendet. Während für das Beispiel EXP5 die Rechenzeit von RQN um den Faktor 1.48 verlängert wird, ergibt sich beim Beispiel EXP6 gegenüber RQN

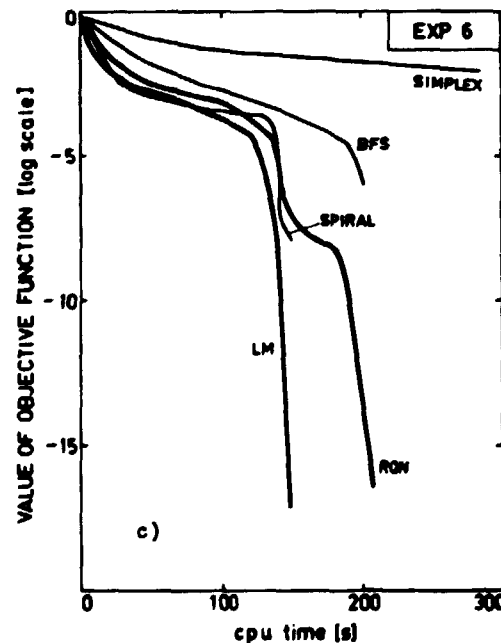
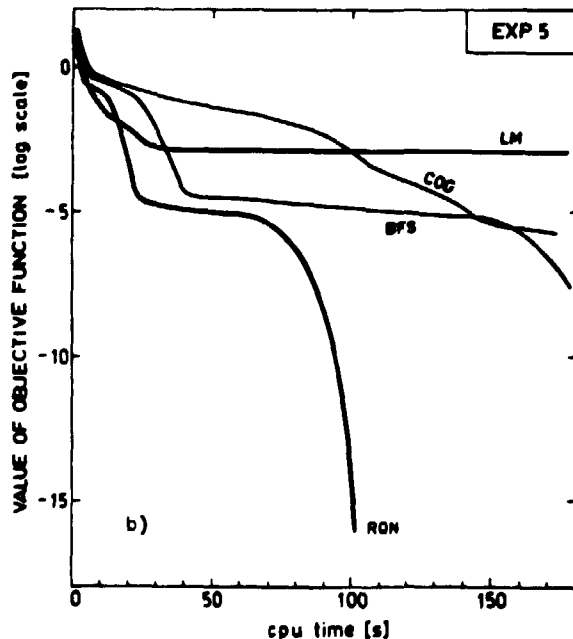
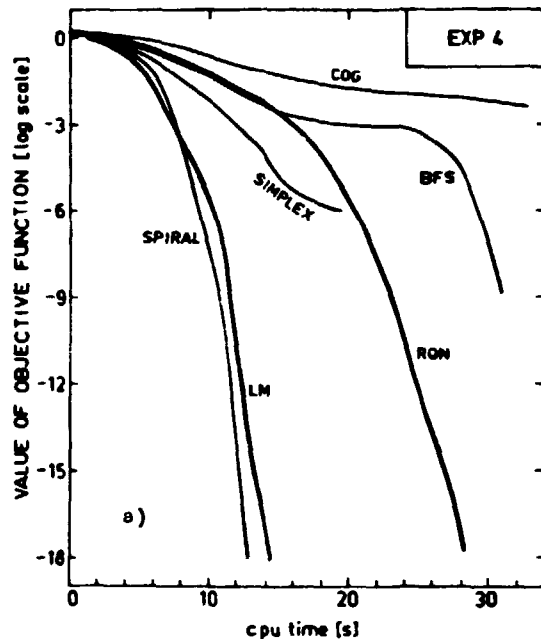
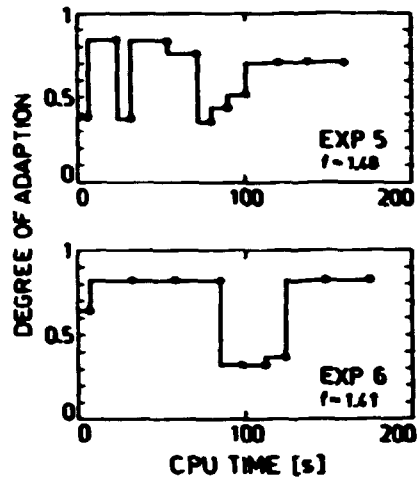


Abb. 1a-c

Effektivitätsvergleich für verschiedene Optimierungsstrategien



kein Verlust, da das LM-Verfahren ausgewählt wurde, das trotz der Verlängerung um 1.41 etwas weniger Zeit benötigt als RQ%.

L i t e r a t u r

- [1] Winter, G., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 202
- [2] Biggs, M.C., J. Inst. Maths. Applics. 8 (1971) 325

Abb. 2
Zeitlicher Ablauf der Adaption

7.7. ZUR AUSWERTUNG VON TESTSPEKTREN DER IAEA

G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Im Januar 1977 wurde eine Serie von Testspektren ausgewertet, die von der IAEA für vergleichende Betrachtungen bereitgestellt wurde. Die Serie enthielt sechs Spektren für die Untersuchung von Einzellinien, ein Spektrum für die Untersu-

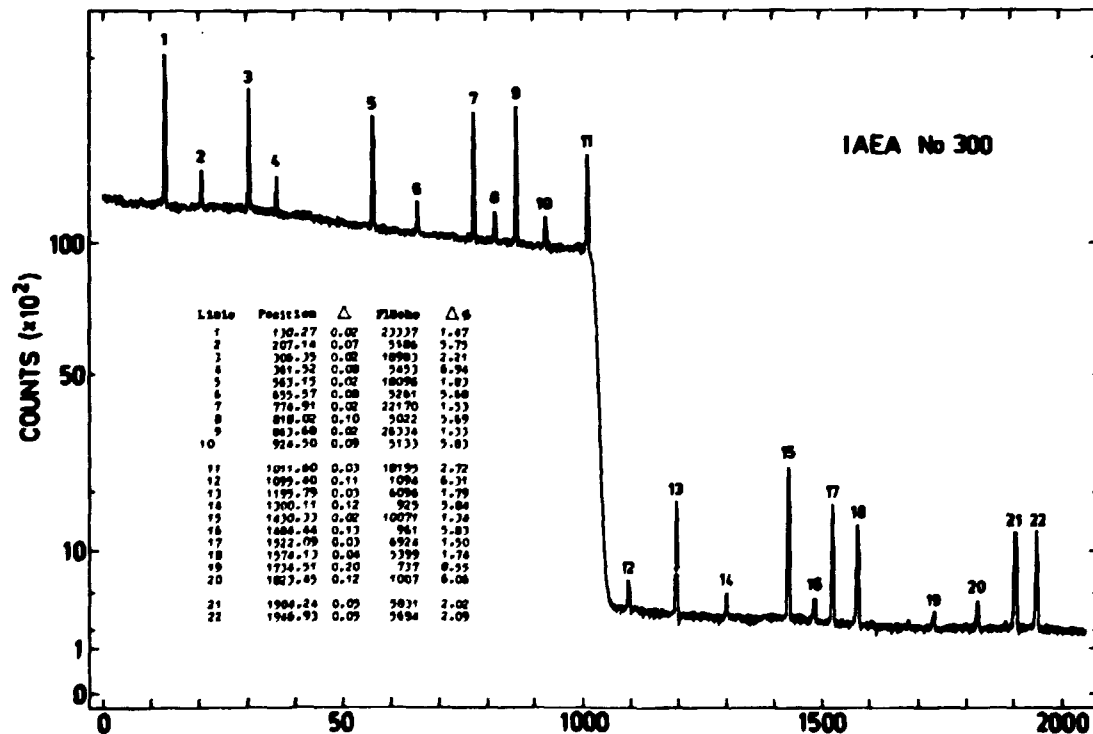


Abb. 1
Beispiel für ein Testspektrum zur Untersuchung von Einzellinien

chung von Doppellinien und ein Spektrum zur Identifizierung sehr kleiner Intensitäten. Außerdem sollte ein Bezugsspektrum ausgewertet werden, dessen Linien die Bezugsgrößen für die Flächen und die Positionen der Linien in den Testspektren liefern sollten. Aus terminlichen Gründen konnten die Spektren nur mit einem symmetrischen Linienmodell analysiert werden. Die Linien des Bezugsspektrums zeigen aber eine deutliche Asymmetrie, die sich bei der Zerlegung von Doppellinien bemerkbar macht.

In diesem Beitrag sollen die Ergebnisse der Untersuchung von Einzellinien dargestellt werden. Jedes der sechs Testspektren (siehe Abb. 1) enthielt die gleichen 22 Linien. Dadurch war jede Linie in sechs verschiedenen statistischen Realisierungen vorhanden. In Abb. 1 sind auch die Rechenergebnisse für dieses Spektrum angegeben. Nachdem die genauen Positionen und Flächen der Linien dieser Spektren (relativ zum Bezugsspektrum) von der IAEA bekanntgegeben worden waren, konnte ein Vergleich mit unseren Ergebnissen durchgeführt werden. In Abb. 2 sind die Abweichungen unserer Ergebnisse für jede Linie dargestellt, wobei die Standardabweichung σ als Einheit verwendet wurde. Das obere Bild bezieht sich auf die Linienflächen, das untere auf die Positionen. Da jeweils etwa 2/3 aller Punkte im Gebiet $\pm \sigma$ liegen, kann man unsere Auswertung der Testspektren (einschließlich der berechneten Fehler) als statistisch konsistent ansehen.

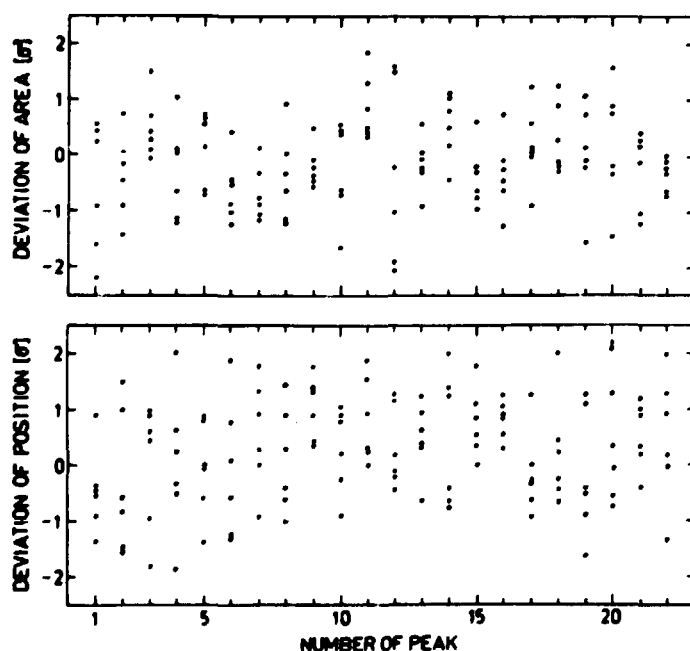


Abb. 2
Statistische Analyse unserer Ergebnisse für 22 Linien
in sechs Testspektren

7.8. EIN PROGRAMMSYSTEM ZUR AUSWERTUNG VON UNTERSUCHUNGEN MITTELS POSITRONEN-ANNIHILATION

G. Brauer

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Es wurde ein Programmsystem entwickelt, das den gesamten Komplex der Auswertung von Untersuchungen, wie sie im ZfK Rossendorf sowie im KFKI Budapest mittels Positronenannihilation durchgeführt werden können, umfaßt. Die Datenverarbeitungsfolge wird unterteilt in Datenaufbereitung, Datenkorrektur, Datenauswertung und Modellrechnungen. Das in Tab. 1 dargestellte Programmsystem besteht bisher aus 8 Programmen, von denen drei bereits früher beschrieben worden sind [1,2,3]. Aus Tab. 1 wird die Stellung jedes Programmes im System sichtbar. Außer ihrer Funktion im Programmsystem haben alle Programme auch selbständige Bedeutung. Als Datenträger dienen Lochstreifen. Außer dem Fortran-Programm POSITRONFIT liegen alle Programme in ALGOL vor.

Tabelle 1

Programmsystem zur Auswertung von Untersuchungen mittels Positronenannihilation

	U N T E R S U C H U N G S M E T H O D E		
	Lebensdauer	Doppler- verbreiterung	2 γ -Winkelkorre- lation
Datenaufbe- reitung	KFKI-T		
Datenkorrektur	KFKI-O		
Datenaus- wertung	PROMPTFIT [2]	S-PARA [3]	AC-FIT
	POSITRONFIT [1]	SHAPE	
Modellrech- nungen	POSMIX		
Rechenanlage	BESM-6	ZRA-2	

Im folgenden werden die Aufgaben der neu entstandenen Programme kurz beschrieben:

KFKI-T: Umkodierung von Lochstreifen aus dem KFKI Budapest (ICT-Code, Trennzeichen newline, space, tabulate oder Doppelpunkt) in FRIDEN-Code

KFKI-O: Korrektur von Überläufen, Kanalausfällen und Zusammenstellung mehrerer Lochstreifen mit Endmarkierung von jedem Spektrum gemäß Betriebssystem BESM-6

POSMIX: Berechnung der Dichte ρ_{AB} eines zweikomponentigen Flüssigkeitsgemisches AB nach dem Modell von Levay [4]

SHAPE: Weiterentwicklung des Programmes S-PARA [3] zur Berechnung von Linienformparametern sowie deren relativer und absoluter Änderung gegenüber Standardwerten

AC-FIT: Anpassung einer Summe aus Gauß-Kurve und invertierter Parabel an eine vorgegebene Meßkurve (Metalle und Legierungen).

L i t e r a t u r

- [1] Brauer, G., Jahresbericht ZfK-295 (1975) 158
- [2] Brauer, G., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 196
- [3] Brauer, G., Jahresbericht ZfK-283 (1974) 179
- [4] Levay, B. et al., J. Phys. Chem. 77 (1973) 2229

7.9. DIE PROGRAMME WINKPOL, POLARISATION, FLAESU, LP-DRUCK, LINEARPLOT UND POLARIPILOT

H.-J. Keller

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Die im Titel genannten Programme dienen der Erleichterung der Auswertung kernspektroskopischer Daten. Im einzelnen soll ihre Funktion kurz beschrieben werden:

WINKPOL

Nach den Tabellenwerten der Koeffizienten für die Winkelverteilung der γ -Strahlung ausgerichteter Kerne [1] werden die theoretischen A_2 - und A_4 -Werte, die Werte für die Linearpolarisation [2] und die $H_2(\delta)$ -Werte [2] für gemischte Übergänge in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis ξ berechnet.

POLARISATION

Das Programm berechnet aus dem Asymmetrieverhältnis $\Delta = (N_I - N_{II}) / (N_I + N_{II})$ die experimentellen Werte der Polarisation $P_{\text{exp}} = \Delta / Q$ und vergleicht sie mit den Werten, die sich aus der gemessenen Winkelverteilung ergeben [2]. Q bezeichnet die Effektivität des Polarimeters.

FLAESU

Dieses Programm berechnet die Fläche von Einzellinien im Spektrum durch Aufsummieren der Kanalinhalt. Die Linien- und Untergrundbereiche müssen auf Lochband in den Rechner eingelesen werden. Nach der Methode der kleinsten Quadrate wird ein lineares bzw. quadratisches Polynom aus den vorgegebenen Untergrundpunkten im Spektrum gebildet, und die interpolierten Untergrundwerte werden von den Kanalinhalt der betrachteten γ -Linie subtrahiert.

LP-DRUCK

Die Kanalinhalt der auf Lochband vorliegenden Spektren beliebiger Länge können mit diesem Programm auf dem Lineprinter ausgedruckt werden. Die Kanalzahl des Spektrums wird als Schreibmaschineneingabe gefordert.

LINEARPLOT

Das Programm dient zum Zeichnen von Spektren in linearem Maßstab. Die Steuerdaten für den Maßstab und die Verschiebung der Spektren werden auf Lochband eingelesen.

POLARIPILOT

Für die zeichnerische Darstellung von Polarisationspektren werden zwei Spektren in den Rechner eingelesen und durch Subtraktion oder Addition ein drittes Spektrum erzeugt. Alle drei Spektren werden anschließend untereinander gezeichnet.

L i t e r a t u r

- [1] Yamazaki, T., Nuclear Data A3 (1967) 1
- [2] Kim, J.S. et al., Phys. Rev. C12 (1975) 499

7.10. COINZ UND COIMA- ZWEI PROGRAMME ZUR AUSWERTUNG VON KOINZIDENZSPEKTREN AUF MAGNETBAND

H.-J. Keller

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Mit dem Programm COINZ werden Linienintensitäten in Koinzidenzspektren bestimmt. Es ist auch zur Vorauswertung von Einzelspektren geeignet, die sich auf Magnetband befinden.

Die Intensität wird durch die Aufsummierung der Kanalinhalt errechnet, wobei das Programm die Peaklage, die Liniengrenzen und durch lineare Interpolation zwischen den beiden Grenzen den Untergrundflächenanteil ermittelt.

In den Koinzidenzspektren werden von jeder γ -Linie die Flächeninhalte in den Photopeak- und Untergrundspektren einzeln bestimmt und deren Differenz berechnet. Dabei wird der Koinzidenzbeitrag des Untergrundes an der Stelle des Photopeakfensters durch Interpolation zwischen zwei benachbarten Untergrundspektren erhalten.

Sind die Spektren länger als die Blocklänge auf dem Magnetband, so können durch Setzen des Testschalters A auch Spektren doppelter Blocklänge ohne Änderung der Eingabedaten auf die gleiche Weise bearbeitet werden. Zur Bestimmung relativer Intensitätswerte können die ermittelten Peakflächen auf diejenigen eines im Speicher des Rechners vorhandenen Vergleichsspektrums bezogen werden. Der Speicherplatzbedarf des Programms beträgt 17- bis 18-K-Worte. Er ist unabhängig von der Zahl der zu bearbeitenden Originalspektren. Die Ergebnisse können mit dem Lineprinter in folgender Weise dargestellt werden:

- 1) Koinzidenztabelle (zu jedem Photopeakfenster werden Energie, Flächeninhalt oder relative Intensität und deren relativer statistischer Fehler für die koinzidierenden Linien angegeben)
- 2) Koinzidenzliste
- 3) Energie, Kanallage, Flächeninhalt und deren Fehler für die Linien des Originalspektrums.

Alle drei Datengruppen oder nur ausgewählte Gruppen werden durch die Schreibmaschine angefordert. Die auf Lochband angegebenen Steuerdaten sind mit den im Programm COIMA für die Subtraktion verwendeten Daten identisch. Ferner muß ein Energieeichstreifen eingelesen werden, außer bei der ausschließlichen Berechnung der Peaklagen bei der Einzelspektrenauswertung. Das Programm benötigt für die Auswertung von 63 Spektren zu 1024 Kanälen eine Rechenzeit von 48 Minuten. Für die Koinzidenztabelle waren etwa 6 Lineprinterdruckseiten erforderlich.

Das Programm COIMA - ein Serviceprogramm - ermöglicht

- 1) die auf Lochband befindlichen Daten auf Magnetband zu speichern,
- 2) ausgewählte Datenblöcke von einem Magnetband auf ein anderes zu übertragen,
- 3) Spektren zu addieren oder zu subtrahieren,

- 4) Spektren mit oder ohne Maßstabsvorgabe parallel oder senkrecht zur Papierlaufrichtung des Plotters zu zeichnen,
- 5) den Lineprinterdruck von Spektren beliebiger Länge,
- 6) die Ausgabe von Spektren auf Lochband,
- 7) das Aufschreiben der bei der Subtraktion oder Addition erhaltenen Spektren auf dasselbe Magnetband und
- 8) das Lesen von Spektren und Ausschreiben der Blocknummer mit dem Anfangskanal bzw. den vollständigen Endblockdaten mit dem Lineprinter.

Verschiedene Operationen können in einem Rechengang gekoppelt werden. So ist es z.B. möglich, nach Beendigung der Bearbeitung von Koinzidenzspektren (Subtraktion der Untergrundspektren von den Photopeakspektren) die erhaltenen Differenzspektren auf dasselbe Magnetband aufzuschreiben und zu zeichnen. Die Daten für das Zeichnen und der Steuerstreifen für die Subtraktion und Addition müssen auf Lochband vorliegen. Die Steuerung aller anderen gewünschten Operationen erfolgt über die Regieschreibmaschine.

7.11. EXNF - EIN PROGRAMM ZUR STEUERUNG DER RECHNERGEKOPPELTEN MESSAPPARATUR (CAMAC) FÜR SPALTQUERSCHNITTMESSUNGEN BEI NEUTRONENINDUZIERTER KERNSPALTUNG

W. Grimm, R. Krause und W. Meiling
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Ausgehend von der in [1] vorgestellten Meßapparatur zur Bestimmung der Spaltquerschnitte von ^{235}U , ^{238}U und ^{239}Pu bei Neutroneneinschußenergien von 2,8, 7,5, 14,6 und 18 MeV stand die Aufgabe, ein Programm für das KRS 4200 zu erstellen, welches die Organisation der Messung, die Steuerung der CAMAC-Moduln und eine Vorauswertung der gemessenen Daten realisiert.

Das Programm EXNF ist in der problemorientierten Sprache CAMAC 4200 [2] geschrieben. Gegenüber den bisher üblichen Programmen in SYPS 4200 ergab sich eine übersichtliche Notation, die auch ohne zusätzliche Dokumentation für den Experimentator detailliert aussagefähig ist.

Insgesamt werden 15 verschiedene CAMAC-Moduln bedient. Der automatische Meßablauf ist in Meßreihen gegliedert, die aus Einzelmessungen bestehen. Jede Meßreihe wird durch die Einstellung der Moduln entsprechend der gewünschten Betriebsarten und einer Testmessung eingeleitet. Die letzte Messung jeder Meßreihe ist wiederum eine Testmessung. Nach jeder Meßreihe erfolgt eine Vorauswertung der zugehörigen Messungen und die Ausgabe der zu dieser Meßreihe gehörenden Kontrollspektren. Am Ende des Experiments erfolgt eine statistische Vorauswertung der berechneten Querschnitte und die Ausgabe der summierten Kontrollspektren aller Meßreihen. Der Experimentator kann die Meßzeit, die Anzahl der Messungen pro Meßreihe und die Anzahl der insgesamt durchzuführenden Meßreihen vorgeben.

Die Protokollierung der Meßdaten und Zwischenergebnisse erfolgt laufend, so daß der Experimentator ständig die Meßergebnisse verfolgen und gegebenenfalls in den automatischen Meßablauf eingreifen kann. Am Ende der Messungen steht ein vollständiges Meßprotokoll zu weiteren Auswertungen zur Verfügung.

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht ZfK-315 (1976) 172
- [2] Leege, K.-W., Rechentechnik/Datenverarbeitung 14, 3 (1977) 17

7.12. WEITERENTWICKLUNG DES PAKETS VON PROCESSING-, RETRIEVAL- UND MAINTENANCE-PROGRAMMEN ZUR ARBEIT MIT DER KERNDATENBIBLIOTHEK AN DER BESM-6 DER TU DRESDEN

R. Böse, D. Hermsdorf, P. Rösner, B. Schöneich und A. Viehweger
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Ausgehend von den bisher entwickelten und getesteten Programmen zur Speicherung und Bearbeitung von Daten der Kerndatenbibliothek an der BESM-6 der TU Dresden [1] wurden zur Erweiterung der bisherigen Arbeitsmöglichkeiten mit dem Datenbestand und für die effektivere Bearbeitung von Datenanforderungen neue Programme geschaffen.

Insbesondere konnten folgende Testprobleme programmtechnisch gelöst werden:

1. Bearbeitung von Daten:
Eine verbesserte grafische Darstellung von Kerndaten im Resonanzgebiet;
Glättung von Resonanzstrukturen durch Simulation endlicher Energieauflösungen im realen Experiment;
Berechnung von über Spaltspektren gemittelter Anregungsfunktion beliebiger Reaktionen.
2. Auswahl von Daten:
Aussonderung gewünschter Daten aus verschiedenen Bibliotheksformaten bei Vorgabe eines Minimums an Informationen über diese Daten (z.B. Reaktionstypnummer oder Energiebereich u.a.).
3. Archivierung und Erhaltung des Datenbestandes:
Spezielle maschinelle Archivierung experimenteller Daten, die im Format EXFOR gespeichert wurden;
Konzeption eines universellen Redigierungsprogrammes für in beliebigen Formaten gespeicherte Datenmengen.

Zum gesamten, nunmehr vorliegenden Programmpaket wird eine Dokumentation erarbeitet, die eine Nachnutzung von Teilprogrammen durch andere Interessenten ermöglicht.

L i t e r a t u r

- [1] Hermsdorf, D. und G. Kießig, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 193

7.13. DIE ARBEIT DER NEUTRONENKERNDATENBIBLIOTHEK AN DER BESM-6 DER TU DRESDEN - DATENBESTAND UND SERVICELEISTUNGEN

D. Hermsdorf und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die an der BESM-6 der TU Dresden installierte Neutronenkerndatenbibliothek wurde im letzten Jahr planmäßig im Rahmen aktueller Datenanforderungen erweitert. Der derzeitige Bestand umfaßt etwa an

experimentellen Daten: 180 000 Rekorte mit ca. 135 000 Datenpunkten

eingeschätzten Daten: 240 000 Rekorte mit ca. 660 000 Datenpunkten

Gruppendaten: 7 500 Rekorte.

Darunter befinden sich insbesondere Daten spaltbarer Nuklide (^{235}U , ^{238}U und ^{239}Pu), Dosimetriereaktionen (Dosimetriefiles der Bibliotheken UKNDL, ENDL-76 und ENDF/B-IV), Standards (ENDF/B-IV Bibliothek) sowie eingeschätzte und experimentelle Daten mittelschwerer Kerne (Konstruktionsmaterialien).

Bisher wurden 14 Anforderungen an die Bibliothek gestellt, wobei der wesentliche Teil des erforderlichen Materials über die Kerndatensektion der IAEA in Wien beschafft werden mußte. Mit Hilfe verschiedener Serviceprogramme [1], (siehe Bericht 7.12.) wurden die Daten den Nutzern gemäß deren Anforderungen bzw. technischen Voraussetzungen als gedrucktes oder gezeichnetes Material oder auf speziellen Speichermedien (Lochkarte, Magnetbänder für die EDVA BESM-6 und EC 1010) übergeben.

Das Spektrum der Anwendung der angeforderten Daten reicht von der kernphysikalischen Grundlagenforschung (Planung von Experimenten, Vergleich mit den neuesten Meßergebnissen) über die angewandte Forschung (Kernreaktorberechnungen, Strahlenschutzphysik und Personendosimetrie) bis zum Einsatz kernphysikalischer Meßmethoden in der Industrie (Elementkonzentrationsbestimmungen, Aktivierungsanalyse).

Weiterhin wurden die in der DDR gemessenen Neutronenkerndaten im Format EXFOR aufbereitet. Bisher konnten etwa 2500 Rekorte mit ca. 1000 Datenpunkten der Kerndatensektion der IAEA übergeben und damit dem internationalen Datenaustausch zur Verfügung gestellt werden.

L i t e r a t u r

[1] Hermsdorf, D. und G. Kießig, Jahresbericht ZfK-315 (1976) 193

7.14. GENUF - EIN PROGRAMMPAKET FÜR DIE KLEINRECHNER TPA 1001 ZUR AUTOMATISIERUNG VON GONIOMETER-EXPERIMENTEN

R. Fülle

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Das Programmpaket GENUF realisiert die automatische Steuerung und Meßdatenverarbeitung bei Experimenten der nuklearen Festkörperforschung.

Die gerätetechnische Grundlage bilden die Kleinrechner TPA 1001 (4 K und 12 K Hauptspeicherkapazität) mit der in [1] angegebenen Konfiguration sowie eine direkt gekoppelte Goniometersteuerung, welche die definierte Bewegung einer Probe bezüglich 5 Koordinaten gestattet.

Das Programmpaket besteht aus den Programmen GOST, ANAM und INSP.

GOST

steuert das Goniometer: Es vermittelt über einen einfachen Dialog die Auswahl der zu verändernden Koordinaten sowie die Vorgabe von Anfangs-, Inkrement- und Zielwerten. Es initiiert und quittiert die Stelloperationen des Goniometers und führt Buch über alle rechnergesteuerten Koordinatenänderungen.

ANAM

übernimmt die Erfassung und Sortierung der Meßdaten im Echtzeitbetrieb, ferner den Transfer der Spektren zum Display-Speicher, zum Magnetbandgerät oder/und zum Zentralrechner.

INSP

unterstützt die Operationen der Vorverarbeitung von Spektren, wie Summation von Spektralbereichen und genäherte Bestimmung von Linienparametern.

Die Programme sind modular aufgebaut und lassen sich somit leicht an die unterschiedlichen Konfigurationen der Kleinrechner TPA 1001 anpassen. GOST und ANAM sind speicherresistent. INSP wird im Abschnitt der Datenvorverarbeitung nachgeladen.

Das Programmpaket läuft unter der Regie des Steuerprogramms DISP F 4. Es bietet gegenüber der früheren Version DISP III [2] zusätzliche Möglichkeiten der Unterstützung von Nutzerprogrammen. So können bisher interaktiv abzuarbeitende Kommandos operativ zu einem linearen oder einem zyklischen Programm verknüpft und automatisch ausgeführt werden.

L i t e r a t u r

- [1] Angermann, H. et al., Kernenergie 19 (1976) 26
- [2] Fülle, R., Jahresbericht ZfK-262 (1973) 234

8. LISTE DER VERÖFFENTLICHUNGEN, DIPLOMARBEITEN, PROMOTIONEN, VORTRÄGE,
VERANSTALTUNGEN, WISSENSCHAFTLICHEN PREISE UND AUSZEICHNUNGEN

8.1. Im Berichtszeitraum erschienene Veröffentlichungen

8.1.1. Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Abazov, V.M., V.S. Butsev, D. Chultem, W.D. Fromm, D. Kolev and N. Nenov
Investigation of the negative pion capture in deformed nuclei
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 109

Andrejtscheff, W. and K.D. Schilling
Higher order phonon admixtures in odd-odd deformed nuclei
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 84

Andrejtscheff, W. and K.D. Schilling
Nanosecond isomers in the doubly-odd $N = 89$ nucleus ^{152}Eu
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 35

Andrejtscheff, W. and K.D. Schilling
Transition Matrix Elements in Strongly and Weakly Deformed Odd-Odd Nuclei
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)

Andrejtscheff, W., W. Seidel, V.G. Kalinnikov, L. Käubler, F.R. May,
N.Z. Marufov, T.M. Muminov und K.D. Schilling
Lebensdauern angeregter Zustände in einigen doppelt-ungeraden deformierten
Kernen (in russisch)
Preprint P6-10577 Dubna (1977)

Bagaev, V.I., W.D. Fromm and I.N. Mikhailov
How axial are the axial nuclei?
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 124

Balodis, M.K., Yu. Ya. Tamberg, W. Andrejtscheff und K.D. Schilling
Zustände in ^{166}Ho mit hohen Spins bei der (n,γ) -Reaktion (in russisch)
Konferenzbericht der XXVII. Tagung über Kernspektroskopie und Kernstruktur
(Allunionskonferenz), Taschkent (1977) 97

Barton, J., E. Wieser and M. Müller
Investigation of magnetic textures in an Fe-Mn base alloy by means of Mössbauer
spectroscopy
phys. stat. sol. (a) 39 (1977) 259

Barz, H.W.
Description of γ -Absorption processes for deformed nuclei
Int. Symp. on Nuclear Reaction Models, Balatonfüred (1977)

Barz, H.W., I. Birke, H.U. Jäger, H.R. Kissener, I. Rotter und J. Höhn
Schalenmodellrechnungen mit und ohne Berücksichtigung des kontinuierlichen
Spektrums für die Reaktion $^{16}\text{O} + \gamma$ (in russisch)
Jad. Fiz. 24 (1976) 508

Barz, H.W., V.E. Bunakov, S.T. Oglobin and I. Rotter
On the possible perturbation approximations to the microscopic calculations in
nuclear reaction theory
Preprint Leningrad Institute of Nuclear Physics Nr. 258 Leningrad (1976)

Barz, H.W., I. Rotter and J. Höhn
Coupled channels calculations in the continuum shell model with complicated
configurations
Nucl. Phys. A275 (1977) 111

- Barz, H.W., I. Rotter and J. Höhn
Coupled channels calculations in the continuum shell model with complicated configurations
ZfK-313 (1976)
- Bauer, C., P. Gippner, R. Mann, A. Nebelung and W. Rudolph
Emission of X-ray continua by bombardment of thick Si targets with protons and ^{14}N ions
VII. Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Moscow (1977) Abstracts p. 330
- Bauer, C., K. Hohmuth, P. Gippner, R. Mann, A. Nebelung und W. Rudolph
Zur Emission kontinuierlicher Röntgenstrahlung beim Beschuß von dicken Al-, Si- und Ti-Targets mit Protonen und ^{14}N -Ionen
ZfK-326 (1977)
- Beckert, K., H.U. Gersch, F. Herrmann, D. Hinke, P. Kleinwächter, H. Schobbert, I. Fodor and I. Szentpétery
Isobaric Analogue States in ^{53}Mn and ^{59}Cu
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Beckert, K., H.U. Gersch, F. Herrmann, P. Kleinwächter, H. Schobbert, I. Fodor, I. Szentpétery and F. Deák
 $d_{5/2}$ IAR in ^{59}Cu
Proc. Conf. of Physics of Medium-Light Nuclei, Florenz (1977)
- Beitins, M., J. Berzins, P. Prokofjev, C. Heiser, H. Rotter and F. Stary
Some states in ^{175}Lu and ^{176}Lu excited in reactions with deuterons
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 82
- Belyaev, O.B. and K. Möller
Eigenvalues of the Faddeev Equation Kernel for a System of Three Spinless Particles
Preprint E4-9601 Dubna (1976)
- Bengtsson, R. and S. Frauendorf
Pairing in rotating ^{164}Er
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 74
- Bengtsson, R. and S. Frauendorf
On the interpretation of high-spin states
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 76
- Berndt, K., O. Brümmer, G. Winter and L. Funke
A Spectrometer for Investigation of Incoherent Scattering of Gamma Rays
Exp. Techn. Phys. 25 (1977) 159
- Beyer, G.-J., E. Herrmann und H. Tyrroff
Gewinnung trägerfreier Radionuklide der Lanthanide, Methoden und ihre Anwendung
Isotopenpraxis 6 (1977) 193
- Blau, W., S. Mager and E. Wieser
Determination of Localized Magnetic Moments in Fe-Cr-Al Alloys and the Electron Structure
phys. stat. sol. (b) 81 (1977) 535
- Boden, G.
Thermolumineszenzuntersuchungen an Silikat- und Kieselgläsern
ZfK-319 (1976)
Silikattechnik 28 (1977) 67
- Boden, G. und W. Nowak
Untersuchungen von Inhomogenitäten und Defekten in Kieselgläsern und deren Oberflächen mit Hilfe tribo- und strahlenenergetisch angeregter Lumineszenz
Silikattechnik 28 (1977) 166
- Brauer, G., A. Balogh and A. Andreeff
Positron lifetimes in V_3Si
IV. Int. Conf. on Positron Annihilation, Helsingør (1976) Preprint D 15

- Brauer, G., A. Balogh, A. Andreeff and G. Boden
Crystallinity of pure silica glass studied by positron annihilation
IV. Int. Conf. on Positron Annihilation, Helsingør (1976) Preprint F 12
- Brauer, G. and G. Boden
Heat treatment of pure silica glass studied by positron annihilation
IV. Int. Conf. on Positron Annihilation, Helsingør (1976) Preprint F 13
- Dogotar, G.E., R.A. Eramzhyan, H.R. Kissener and R.A. Sakaev
Excitation of Magnetic Dipole States in 1p-Shell Nuclei in Radiative Pion Capture
Preprint E2-10509 Dubna (1977)
- Dogotar, G.E., R.A. Eramzhyan, H.R. Kissener and R.A. Sakaev
Partial Transitions in Radiative Pion Capture on Light Atomic Nuclei
Preprint E2-10185 Dubna (1976)
- Dogotar, G.E., R.A. Eramzhyan, H.R. Kissener and R.A. Sakaev
Partial transitions in radiative pion capture on light atomic nuclei
Nucl. Phys. A282 (1977) 474
- Dogotar, G.E., R.A. Eramzhyan, R.A. Sakaev and H.R. Kissener
Excitation of Giant Resonances in Radiative Pion Capture on 1p-Shell Nuclei
VIIth Int. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich (1977)
- Dogotar, G.E., R.A. Eramzhyan, R.A. Sakaev and H.R. Kissener
Decay of Giant Resonance States in Radiative Pion Capture by 1p-Shell Nuclei
VIIth Int. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich (1977)
- Dogotar, G.E., H.U. Jäger, H.R. Kissener, R.A. Sakaev und R.A. Eramzhyan
Anregung der Riesenresonanz im (π^-, γ) -Prozeß (in russisch)
Proc. Conf. Selected Topics in Nuclear Structure, Dubna (1976) 176
- Dogotar, G.E., H.U. Jäger, H.R. Kissener, R.A. Sakaev und R.A. Eramzhyan
Partielle Übergänge im Strahlungseinfang von π^- -Mesonen an leichten Atomkernen
(in russisch)
Raschetny Struktury Yadra i jadernikh Reaktsiy, Izdatelstvo Shiintsa, Kishinev (1977) 19
- Dönau, F. and S. Frauendorf
A core-quasiparticle coupling model for odd-A transitional nuclei
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 3
- Dönau, F. and S. Frauendorf
Generalized Core plus Particle Model for odd Transitional nuclei
Proc. XV. Winter School, Zakopane (1977)
- Dönau, F. and S. Frauendorf
A core-quasiparticle coupling model for odd-A transitional nuclei
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Dossing, T., S. Frauendorf and H. Schulz
The instability of rapidly rotating nuclei towards emission of nucleons
Nucl. Phys. A287 (1977) 137
- Drochsel, W., P. Seifert, L.P. Kaun, B. Lippold, S. Matthies, W. Matz, R.I. Moreva and K. Hennig
Crystal Field Splitting of Pr^{3+} in PrAl_2 Determined by Means of Inelastic Neutron Scattering
Preprint P14-9907 Dubna (1976)
- Dubbers, F., L. Funke, P. Kemnitz, K.D. Schilling, H. Strusny, E. Will, G. Winter and M.K. Balodis
Rotational bands and a high-spin isomer in ^{178}Ta
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 83
- Dubbers, F., L. Funke, P. Kemnitz, K.D. Schilling, H. Strusny, E. Will, G. Winter and M.K. Balodis
Rotational Bands and a High-Spin Isomer in ^{178}Ta
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)

- Eichhorn, F., K. Hennig, B. Lippold and W. Matz
Diffraction of a Pulsed Thermal Neutron Beam on an Elastically Bent Quartz
Crystal Plate
phys. stat. sol. (a) 40 (1977) 205
- Eschrig, H., K. Feldmann, K. Hennig, W. Matz and P. Paufler
Phonon Spectra of the Laves Phase Intermetallic Compound CaMo_2
phys. stat. sol. (b) 79 (1977) 203
Preprint E14-9855 Dubna (1976)
- Fodor, I., J. Szicklai, K. Beckert, F. Herrmann and H. Schobbert
Identification of IARs in higher level density regions by means of γ -excitation
functions
Proc. Conf. of Physics of Medium-Light Nuclei, Florenz (1977)
- Frank, W., P. Gippner, K.H. Kaun and P. Manfraß
Observation of two-electron one-photon transitions in quasimolecular KX-ray
measurements
Preprint E7-10132 Dubna (1977)
- Frank, W., P. Gippner, K.H. Kaun, P. Manfraß and Yu. P. Tretyakov
Investigation of quasimolecular KX-radiation emitted in Nb + Nb and Ni + Ni
collisions
Z. Phys. A277 (1976) 333
- Frank, W., K.H. Kaun and P. Manfraß
Investigation of Intermediate LK-MO-Radiation in Heavy Ion-Atom Collisions
Preprint E7-10615 Dubna (1977)
- Frank, W., K.H. Kaun and P. Manfraß
Investigation of Intermediate LK-MO-Radiation in Heavy Ion-Atom Collisions
VII. Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Moscow (1977) Abstracts p. 319
- Frank, W., K.H. Kaun, P. Manfraß, N.V. Pronin and Yu. P. Tretyakov
The Doppler Shift and Anisotropy of Quasimolecular X-Rays Emitted in Nb + Nb
Collisions at 67 MeV
Z. Phys. A279 (1976) 213
- Frank, W., K.H. Kaun, P. Manfraß and Yu. P. Tretyakov
Anisotropy on Angular Distribution of MO-KX-Radiation emitted in Ge + Ge
Collisions
VII. Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Moscow (1977) Abstracts p. 317
- Frank, W., K.H. Kaun, P. Manfraß and Yu. P. Tretyakov
Anisotropy on Angular Distribution of MO-KX-Radiation emitted in Ge + Ge
Collisions
Preprint E7-10700 Dubna (1977)
Z. Phys. A283 (1977) 325
- Funke, L.
International Symposium on High-Spin States and Nuclear Structure Dresden
September 19 - 24, 1977
Contributes papers ZfK-336 (1977)
- Funke, L., J. Döring, F. Dubbers, P. Kemnitz, H. Strusny, E. Will, G. Winter,
V.G. Kiptilij, M.F. Kudojarov, I. Kh. Lemberg, A.A. Pasternak and A.S. Mischin
Quasi-Rotational Bands in ^{80}Kr
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Funke, L., J. Döring, F. Dubbers, P. Kemnitz, H. Strusny, E. Will, G. Winter,
V.G. Kiptilij, M.F. Kudojarov, I. Kh. Lemberg, A.A. Pasternak and A.S. Mishin
Quasi-rotational bands in ^{80}Kr
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 14
- Funke, L., W.D. Fromm, H.J. Keller, R. Arlt and M.P. Gopytsch
Multiplet splitting and isomerism in ^{142}Pm and ^{144}Eu
Nucl. Phys. A274 (1976) 61
- Gaeggeler, H., A.S. Iljinov, G.S. Popeko, W. Seidel, G.M. Ter-Akopian and
S.P. Tretyakova
A study of fusion reactions between $^{206,207}\text{Pb}$ nuclei and ^{40}Ar ions near the
Coulomb barrier
Preprint E7-10880 Dubna (1977)

- Gaeggler, H., W. Seidel, G.S. Popeko, V.I. Smirnov, V.G. Subbotin,
G.M. Ter-Akopian and L.P. Chelnokov
An on-line system of ionization chambers for the observation of short-lived
fissionable nuclei
Preprint E15-10702 Dubna (1977)
- Golanski, A., A. Fiderkiewicz, H. Rzewuski, M. Lefeld-Sosnowska, J. Gronkowski,
R. Grötzschel, U. Kreißig and H. Bartsch
Particularities of Crystalline to Amorphous State Conversion in Silicon Heavily
Damaged by 140 keV Si^{++} Ions
phys. stat. sol. (a) 38 (1976) 139
- Grambole, D., E. Hentschel, H.J. Thomas and D. Wohlfarth, V.I. Manko,
B.G. Novatzky, S.B. Sakuta and V.J. Tschuev
Q-Value Effects and the Validity of Classical Trajectories in the Inelastic
Scattering of Heavy Ions
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Grundmann, D., G. Boden and E. Richter
Untersuchungen zur Charakterisierung des Oberflächenzustandes von Silikatglä-
sern durch Bedampfen mit Natrium
Silikattechnik 28 (1977) 145
- Guratzsch, H., B. Kühn, H. Kumpf, J. Mössner, W. Neubert, W. Pilz, G. Schmidt
and S. Tesch
Angular Distribution of the Final State Interaction in the Deuteron Breakup
by Protons at $E_p = 6.5$ MeV
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Hagemann, U. and F. Dönau
Band structures and particle vibration coupling in the $Z = 50$ region
Nukleonika 21 (1976) 317
- Hagemann, U. and H.-J. Keller
Collective high-spin states in ^{121}I
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 16
- Hagemann, U. and H.-J. Keller
Rotational bands in $^{121,123,125}I$ nuclei
Proc. 3rd Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Cargese
CERN-76-13 (1976) 397
- Hagemann, U. and H.-J. Keller
Collective high spin states in ^{121}I
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Hagemann, U., H.-J. Keller and H.-F. Brinckmann
Collective Excitations in the $^{123,125}I$ nuclei
Nucl. Phys. A289 (1977) 292
- Hagemann, U., H.-J. Keller, Ch. Protochristow and F. Stary
High-spin states in odd-A Te isotopes
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 15
- Hagemann, U., H.-J. Keller, Ch. Protochristow and F. Stary
High-Spin States in Odd-A Te Isotopes
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Heiner, E.
Roth's Method and Moment Conservation for the Spectral Weight Function for the
Neutral Hubbard Model
phys. stat. sol. (b) 77 (1976) 93
- Heinig, K.-H., H.-U. Jäger, L. Münchow, H. Richter and H. Woittennek
Evidence for Non-Lorentzian Shape of x-ray Spectra
ZfK-322 (1977)
- Heinig, K.-H., H.-U. Jäger, H. Richter, H. Woittennek, W. Frank, P. Gippner,
K.-H. Kaun and P. Manfraß
The spectral distribution of intermediate L-K molecular orbital radiation in
symmetric heavy ion collisions
J. Phys. B10 (1977) 1321

Heiser, Chr.
Kernspektroskopie mit Lithium-Ionen
ZfK-323 (1977)

Hempel, R. und W. Nowak
Untersuchung über die Wechselwirkung von Defekten in Glasoberflächen und Flüssigkristallschichten
Silikattechnik 28 (1977) 169

Hennig, K.
The Pulsed Reactors at Dubna-Neutron Sources for Physical Experiments
IV. Europ. Crystallographic Meeting, Oxford (1977) Abstracts p. 736

Hennig, K., L.P. Kaun, B. Lippold, S. Matthies, W. Matz, W. Drexel, P. Seifert and N.I. Moreva
Crystal Field Splitting of Pr^{3+} in PrAl_2 Investigated by Inelastic Neutron Scattering
Solid State Communications 21 (1977) 297

Hohmuth, K. (Herausgeber)
Gemeinsamer Jahresbericht 1976
ZfK-315 (1976)

Iwe, H. and H.-J. Wiebicke
On the Coulomb potential between heavy ions
Europ. Conf. on Nuclear Physics with Heavy Ions, Caen (1976)

Jäger, M. and M. Kirchbach
The distribution of 1s-hole strength in light nuclei
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 117

Jäger, H.U. and M. Kirchbach
The 1 $\hbar\omega$ Spectra of Nuclei with a nearly Half-Filled 1p Shell
ZfK-321 (1977)

Jäger, H.U. and M. Kirchbach
The Distribution of 1s-Hole Strength in Light Nuclei
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)

Jäger, H.U. and M. Kirchbach
The 1 $\hbar\omega$ Spectra of Nuclei with a nearly Half-Filled 1p Shell
Nucl. Phys. A291 (1977) 52

Janssen, D., F.R. May, I.N. Mikhailov and R.G. Nazmitdinov
Two-phase model of rotating nuclei
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 64

Kammler, F. and K. Elk
Numerical Results of the Hubbard III Approximation for Arbitrary Values of the Correlation Energy and the Electron Density (with Application to Disordered Alloys)
phys. stat. sol. (b) 81 (1977) 179

Kaun, K.-H., P. Manfraß und W. Frank
Die Bildung von Quasimolekülen in Schwerionenstößen (in russisch)
ETSHADA 8 (1977) 1247

Kaun, L., B. Lippold, W. Matz und K. Hennig
Some experiments on neutron inelastic scattering at the pulsed reactor IBR-30
Preprint P14-9790 Dubna (1976)

Kemnitz, P., F. Döna, L. Funke, H. Strusny, D. Venos, E. Will, G. Winter and J. Meyer-ter-Vehn
Investigation of the 113/2 excitations in ^{197}Hg
Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 56

Kemnitz, P., L. Funke, F. Stary, E. Will, G. Winter, S. Elfström, S.A. Hjorth, A. Johnson and Th. Lindblad
Investigation of high-spin states and decay of an 11/2 $^-$ isomer in ^{151}Tb
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 32

Kemnitz, P., L. Funke, F. Stary, E. Will, G. Winter, S. Elfström, S.A. Hjorth, A. Johnson and Th. Lindblad
Investigation of High-Spin States and Decay of an $11/2^-$ Isomer in ^{151}Tb
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)

Kirchbach, M. and H.R. Kissener
Influence of Non-central Interaction on the Giant Resonance in $A = 7, 13$ and 14 Nuclei
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 111

Kissener, H.R., G.E. Dogotar, R.A. Eramzhyan and R.A. Sakaev
Excitation of Giant Resonances in Radiative Pion Capture on $1p$ -Shell Nuclei
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 113

Kleinwächter, P., K. Beckert, H.U. Gersch, F. Herrmann, D. Hinke and H. Schobbert
Isobaric analogue states in ^{53}Mn
Proc. Conf. of Physics of Medium-Light Nuclei, Florenz (1977)

Komarov, V.I., G.E. Kosarev, A.G. Molokanov, G. Motz, G.P. Reshetnikov, T. Stiehler and S. Tesch
Search for the knockout of two fast protons from ^{12}C by 640 MeV protons
VIII Int. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich (1977)

Komarov, V.I., G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband and T. Stiehler
Dependence of the inclusive proton spectra on the incident proton energy for ^{12}C and on the target mass number at 140°
VIII Int. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich (1977)

Komarov, V.I., G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband and T. Stiehler
Inclusive spectra and the angular distribution of protons emitted backwards in the interaction of 640 MeV protons with nuclei
Preprint E1-10573 Dubna (1977)

Komarov, V.I., G.E. Kosarev, H. Müller, D. Netzband and T. Stiehler
Angular distribution of the inclusive protons from the reaction $p + ^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$ at 640 MeV
VIII Int. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich (1977)

Krynicky, J., J. Suski, S. Ugniewski, R. Grötzschel, R. Klabes, U. Kreißig and J. Rüdiger
Laser annealing of arsenic implanted silicon
Phys. Lett. 61A (1977) 181

Kumpf, H.
Investigations of the Deuteron Break-Up by Nucleons
Proc. Europ. Symp. on Few-Particle Problems in Nuclear Physics, Potsdam
ZfK-347 (1977) (im Druck)

Kumpf, H., K. Möller, J. Möser und G. Schmidt
Die Untersuchung des Deuteronenaufbruchs mit Protonen und Neutronen
ZfK-334 (1977)

Kumpf, H., J. Möser, V. Neubert and G. Schmidt
Elastic Scattering of ^{14}N on ^6Li and Disintegration of ^6Li at 19.5 MeV
Jad. Fiz. 25 (1977) 481

Mager, S., P.N. Stecenko, V.V. Sunikov and E. Wieser
On the magnetic moments in disordered $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{Al}$ alloys and their distribution on the lattice sites
Physica 86-88 B (1977) 389

May, F.R., V.V. Pashkevich and S. Frauendorf
Shape transitions in very neutron-deficient nuclei of the lead region
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 7

May, F.R., V.V. Pashkevich and S. Frauendorf
A prediction on the up shape transitions in very neutron deficient even-mass isotopes in the lead region
Phys. Lett. 65B (1977) 113

- Mikhailov, I.N. and D. Janssen
Microstructure of excited nuclear states in vicinity of Yrast line
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 88
- Möller, K.
Resonances in the Three Nucleon System
Proc. Europ. Symp. on Few-Particle-Problems in Nuclear Physics, Potsdam
ZfK-347 (1977) (im Druck)
- Münchow, L. and H. Schulz
Density distribution in rapidly rotating nuclei
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 91
- Münchow, L. and H. Schulz
Density Distribution in Rapidly Rotating Nuclei
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Nashring, F.K., A. Schmidt and J. Schöneich
Ion Induced Carbon Contamination and Recoil Implantation
phys. stat. sol. (a) 44 (1977) K141
- Neubert, W.
High-spin selectivity of (HI,xn) reactions
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 107
- Oganessian, Yu.Ts., H. Bruchertseifer, G.V. Buklanov, V.I. Chepigin,
Chvi Val Sek, B. Eichler, K.A. Gavrilov, H. Gaeggeler, Yu.S. Korotkin,
O.A. Orlova, T. Reetz, W. Seidel, G.M. Ter-Akopian, S.P. Tretyakova and
I. Zvara
Experiments to produce isotopes of superheavy elements with atomic numbers
114 - 116 in ^{48}Ca ion reactions
Preprint E7-10750 Dubna (1977)
- Prade, H., U. Hagemann, L. Käubler, L. Schneider and F. Stary
High Spin States in $^{141}_{81}\text{Pm}$
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Prade, H., U. Hagemann, L. Käubler, L. Schneider and F. Stary
High-spin states in the N = 82 nucleus $^{143}_{81}\text{Pm}$
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 23
- Rauschenbach, B. und W. Hinz
Nachweis von Mikrodefekten in oberflächennahen Schichten des Glases mit Hilfe
von Mikrobubbles
Proc. Xth Int. Congr. Glass, Prag (1977) III/417
- Reuther, H.
Festkörperspurdetektoren
ZfK-320 (1976)
- Rotter, I.
Resonant structures in nuclear reactions obtained in the continuum shell model
Proc. Int. Conf. on Resonances in Heavy Ion Reactions, Hvar/Yug. (1977)
- Rotter, I.
Correlation Effects and Resonant Structures in Nuclear Reactions
Described by the Continuum Shell model
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Rotter, I.
On intermediate structures in heavy ion reactions
Phys. Lett. 67B (1977) 385
- Rotter, I., H.W. Barz and J. Höhn
The line shape of resonances obtained in the continuum shell model
Int. Symp. on Nuclear Reaction Models, Balatonfüred (1977)

Schilling, K.D., W. Andrejtscheff and G. Winter
The influence of hexadecapole deformations on E1 transition probabilities
Proc. XV. Winter School, Zakopane (1977) 245

Schilling, K.D., W. Andrejtscheff and G. Winter
Hexadecapole deformations and E1 transitions in odd-A Ho and Tm nuclei
J. Phys. G3 (1977) 1255

Schilling, K.-D., L. Käubler, F. Stary and W. Andrejtscheff
Electromagnetic transitions in some odd-proton deformed nuclei
Nucl. Phys. A265 (1976) 58

Schulz, H.
The Boundary Condition Model
Proc. Europ. Symp. on Few-Particle Problems in Nuclear Physics, Potsdam
ZfK-347 (1977) (im Druck)

Seidel, W.
Excitation functions of the neutron evaporation reactions $^{206,207}\text{Pb} + ^{40}\text{Ar}$
Proc. Int. Conf. on Resonances in Heavy Ion Reactions, Hvar/Yug. (1977)

Shuravlev, N.J., V.I. Komarov, A.N. Sinajev und T. Stiehler
Eine Apparatur für die Untersuchung direkter Kernreaktionen mit Protonen
mittlerer Energie (in russisch)
Preprint 13-10391 Dubna (1977)

Skrivankova, M., H. Ulrich und U. Lorenz
Passivierung von Germaniumdetektoroberflächen (in russisch)
jaderna energie 23 (1977) 146

Spalek, A., J. Adam, J. Jursik, A. Kuklik, L. Maly, D. Venos, P. Simecek,
G. Winter and L. Funke
Levels of ^{89}Nb populated in the $^{89}\text{Y}(^3\text{He}, 3n_\gamma)$ reaction
Nucl. Phys. A280 (1977) 115

Spalek, A., J. Adam, L. Maly, D. Venos, A. Kuklik, L. Funke, P. Kemnitz,
J. Forsblom, S.A. Hjortn and V.G. Kalinnikov
Energy levels in ^{159}Ho from $^{159}\text{Tb}(\alpha, 4n_\gamma)^{159}\text{Ho}$ and $^{159}\text{Tb}(^3\text{He}, 3n_\gamma)^{159}\text{Ho}$ reactions
Czech. J. Phys. B27 (1977) 29

Stiehler, T.
Ein Monte-Carlo-Programmsystem für die Berechnung der Effektivität einer experi-
mentellen Anordnung (in russisch)
Preprint B1-11-10144 Dubna (1976)

Tesch, S.
20 Jahre Dubna-Ergebnisse - Projekte - Ideen
Wiss. und Fortschritt 11 (1976) 517; 12 (1976) 540

Tesch, S.
Relativistische Kernphysik
Wiss. und Fortschritt 27 (1977) 10

Tesch, S.
Nobelpreis 1976 für die Entdeckung des J/ψ -Teilchens
Wiss. und Fortschritt 27 (1977) 6

Venos, D., J. Adam, J. Jursik, A. Kuklik, L. Maly, A. Spalek, L. Funke and
P. Kemnitz
Energy levels in ^{197}Tl populated in the $^{197}\text{Au}(^3\text{He}, 3n_\gamma)$ reaction
Nucl. Phys. A280 (1977) 125

Weiß, L. and P. Urwank
Indirect Evidence of Low Energy Stoner Excitations in Fe_3Al by Observation
of Spin waves
Int. Symp. on Neutron Inelastic Scattering, Vienna (1977)

Wiebicke, H.J., K.A. Gridner, M.W. Shukov, H. Iwe, J.W. Kangropol und
I.I. Kusmin
Über eine Variante der Methode der gestörten Wellen mit endlichem Wechselwir-
kungsradius (in russisch)
Preprint IAE-2661 Moskau (1976)

- Wiebicke, H.J. and M.W. Zhukov
Quantum-mechanical three-body approach to calculate $^{12}\text{C}-\alpha-^{12}\text{C}$ nuclear molecular states
Proc. Int. Conf. on Resonances in Heavy Ion Reactions, Hvar/Yug. (1977)
- Wiebicke, H.J. and M.W. Zhukov
Quantenmechanical Three-Body Approach to Calculate $^{12}\text{C}-\alpha-^{12}\text{C}$ Nuclear Molecular States
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- Wieser, E. and S. Mager
Investigation of the Localized Magnetic Moments of Fe and Mn in Disordered Fe-Mn-Al Alloys by Magnetic Diffuse Neutron Scattering
phys. stat. sol. (a) 40 (1977) 497
- Winter, G., J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will, S. Elfström, S.A. Hjorth, A. Johnson and Th. Lindblad
Evidence for rotational band structures in the $N = 88$ nuclid ^{153}Tb
Proc. Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden
ZfK-336 (1977) 33
- Winter, G., J. Döring, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will, S. Elfström, S.A. Hjorth, A. Johnson and Th. Lindblad
A Soft-Rotor Description of High-Spin States in ^{153}Tb
Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo (1977)
- 8.1.2. Technische Universität Dresden, Sektion Physik
WB Kernphysik
- Andert, K., V.S. Eseev, H.-G. Ortlepp, V.S. Roganov und B.M. Sabirov
Suche nach Strahlungsübergängen aus mesonuklearen Zuständen (in russisch)
Preprint P15-10373 Dubna (1977)
- Andert, K., F. Gabriel, A.I. Kalinin, S.I. Mersljakov und H.-G. Ortlepp
Der Selektor-Integrator - ein Gerät für spektroskopische Messungen bei hohen Zählraten (in russisch)
Preprint P13-10110 Dubna (1976)
- Fromm, W.D., R., W.D. Fromm, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, S.M. Polikanov, U. Schmidt and G.N. Zorin
Possible evidence for shape isomeric gamma decay in Mu-atoms of ^{238}U
Preprint E6-9069 Dubna (1976)
Nucl. Phys. A273 (1. 7) 387
- Bagaev, V.I., I.N. Michailov, G. Musiol, H.-G. Ortlepp, W.D. Fromm und U. Schmidt
Einfluß der Nichtaxialität auf die Quadrupol-Hyperfeinaufspaltung in ^{238}U -Myatomen (in russisch)
Preprint P4-10232 Dubna (1976)
- Banifatov, A.E., G.N. Zorin, B.M. Sabirov, V.A. Skakodub, A.D. Sokolov, H.-G. Ortlepp, R.S. Resnikov und G.M. Stscherbakov
Untersuchung der Zeiteigenschaften von großvolumigen Ge(Li)-Detektoren (in russisch)
Prib. Tekhn. Eksp. 1 (1977) 50
- Barz, H.W., J. Höhn and I. Rotter
Coupled Channels Calculations in the Continuum Shell Model with complicated Configurations
Nucl. Phys. A275 (1977) 111
- Butsev, V.S., D. Chultem, V. Cojocar, W.D. Fromm, Dz. Ganzorig, T. Krogulski, H.-G. Ortlepp, S.M. Polikanov, B.M. Sabirov und U. Schmidt
Intensitäten von myonischen Röntgenstrahlen in Blei, Thorium und Uran (in russisch)
Preprint E1-9580 Dubna (1976)
Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 23 (1976) 534
- Eckstein, P., H. Helfer, D. Kätzmer, J. Kayser, D. Lehmann, W. Pilz, J. Rumpf, D. Schmidt, D. Seeliger und T. Streil
Spektroskopie schneller Neutronen am Tandem-Beschleuniger EGP-10-1
Kernenergie 20 (1977) 161

Funke, L., W.O. Fromm, H.J. Keller, R. Arlt and P.M. Gopych
Multiplett splitting and isomerism in ^{142}Pm and ^{144}Eu
Nucl. Phys. A274 (1976) 61

Gavrilov, Yu.K., Kim Si Chwan, V. Cojocaru, T. Krogulski, V.D. Kusnezov,
H.-G. Ortlepp und S.M. Polikanov
Wahrscheinlichkeit der Spaltung von ^{232}Th durch Myonen (in russisch)
Jad. Fiz. 24 (1976) 241

Hernsdorf, D., G. Kießig and D. Seeliger
Neutron cross section evaluation for ^{93}Nb in the energy range from 30 keV to
20 MeV
Nejtronnaya Fizika I (1976) 190
Kernenergie 20 (1977) 166

Hernsdorf, D., G. Kießig and D. Seeliger
The use of the pre-equilibrium model in the evaluation of $^{93}\text{Nb} + n$ cross section
Preprint IAEA-190, Vol. II (1976) 301

Hernsdorf, D., A. Meister, S. Sassonov, D. Seeliger and K. Seidel
Neutron emission spectra analysis with pre-equilibrium and equilibrium
statistical theory
Preprint IAEA-190, Vol. II (1976) 263

Hernsdorf, D., A. Meister, S. Sassonov, D. Seeliger und K. Seidel
Absolute differentielle Neutronenemissionsquerschnitte für Ga, Ge, Br, Zr, Nb,
Cd, In, Sn, Sb, J, Ta, W, Au, Hg, Pb und Bi bei 14 MeV Einschußenergie
Kernenergie 19 (1976) 241

Hernsdorf, D., A. Meister, S. Sassonov, D. Seeliger und K. Seidel
Untersuchung der Teilchen-Restwechselwirkung in angeregten Atomkernen auf der
Basis der Spinabschneidefaktoren (in russisch)
TU-Informationen, Sektion Physik, 05-00-77 (1977)

Höhn, J., I. Rotter und H.W. Barz
Über Schaleneffekte in Kernreaktionen (in russisch)
Jad. Fiz. 24 (1976) 513

Kuhn, K., U. Meyer and F. Weidhase
Presetable up-down CAMAC Counter for 24 Bit
Report PHE 76-1 IfH Zeuthen (1976)

Lehmann, D., G. Müller, G. Musiol und G. Zschornack
Dynamik des Ionisationsprozesses in Elektron-Ionen-Ringen (in russisch)
Preprint 9-10744 Dubna (1977)

Lehmann, D., G. Musiol, H.-U. Siebert und G. Zschornack
Relativistische Dirac-Fock-Slater-Berechnung der energetischen Struktur von ^{54}Xe
für hohe Ionisationsgrade (in russisch)
optika i spektroskopiya 42 (1977) 1012
Preprint P9-9657 Dubna (1976)

Mädler, P.
Eine geschlossene Form des modifizierten Excitonenmodells für den Vergleichge-
wichtszersfall hochangeregter Kerne
Kernenergie 20 (1977) 180

Mädler, P., R. Reif, G. Röpke and H.E. Zschau
Non-equilibrium statistical operator approach to relaxation processes in
nuclear reaction
Phys. Lett. 61B (1976) 427

Meiling, W.
VIII. Internationales Symposium für Kernelektronik Dubna 1975
Kernenergie 19 (1976) 37

Meiling, W.
Einige Tendenzen in der Entwicklung und Anwendung von Mikroprozessoren und
Mikrorechnern
Nachrichtentechnik-Elektronik 27 (1977) 7

Meiling, W. und F. Weidhase
Entwickelte Moduln im CAMAC-Standard und ihre Anwendung in Verbindung mit dem
Kleinrechner KRS 4200 (in russisch)
TU-Informationen, Sektion Physik, 05-29-76 (1976)

Meister, A., D. Seeliger and K. Seidel
Calculations of $(n,2n)$, (n,np) and (n,pn) cross section taking into account
preequilibrium processes
TU-Informationen, Sektion Physik, 05-41-76 (1976)

Musiol, G.
Arbeiten am Synchrozyklotron des VIK Dubna
Miss. Z. der TU Dresden 26 (1977) 641

Musiol, G.
Entwicklungstendenzen in der Kernphysik
Physik in der Schule 15 (1977) 353

Naumann, G., D. Hörning und F. Weidhase
Möglichkeiten der Kopplung von Funktionsblöcken oder Meßeinrichtungen im Inter-
face nach CAMAC/Vektor mit solchen mit Standard-Interface SI/IMS (in russisch)
Novosti IAI Inf. Bulletin v. Interatominstrument 4 (1976) 13

Reif, R.
Direkte Kernreaktionen und Kerndateneinschätzung
Kernenergie 20 (1977) 177

Schweitzer, T., D. Seeliger, K. Seidel and S. Unholzer
Analysis of differential elastic and inelastic scattering cross sections by the
Hauser-Feshbach theory
Preprint IAEA-190, Vol. II (1976)

Schweitzer, T., D. Seeliger, K. Seidel und S. Unholzer
Differentielle Querschnitte der elastischen und unelastischen Neutronenstreuung
an den Kernen Mg, Si, Fe und Bi mit einer Anfangsenergie von 3.4 MeV
Jad. Konstanty 22 (1976) 15
Kernenergie 20 (1977) 174

Seeliger, D.
Preequilibrium decay in nuclear reactions
Preprint IAEA-190, Vol. I (1976)

Seeliger, D.
Mikroskopische Kerndaten (I) - Bedarf an Kerndaten für einige praktische An-
wendungen
Kernenergie 20 (1977) 169

Siebert, H.-U., D. Lehmann, G. Musiol und G. Zechornack
Zur Berechnung des Ionisationsquerschnittes bei Elektronen-Atom-Stößen im Gebiet
relativistischer Elektronenenergien (in russisch)
Preprint P9-10187 Dubna (1976)

8.1.3. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik,
Arbeitsgruppe Angewandte Kernphysik

Bauriegel, L. and G. Otto
The Influence of Magnetization of a Monocrystalline Target on the Channeling
and Blocking Effect
phys. stat. sol. (a) 41 (1977) 193

Geist, V. und R. Flaggmeyer
Nachweis und Untersuchung des protoneninduzierten Kosael-Effektes an $ZnSiP_2$ -
Einkristallen
Kristall und Technik 12 (1977) K 29

Geist, V., R. Flaggmeyer und G. Otto
Einfluß der Kristallstruktur auf die räumliche Verteilung der charakteristischen
Röntgenstrahlung, die bei der Wechselwirkung von 1-MeV-Protonen mit Einkristal-
len entsteht (in russisch)
Proc. VIII. Allunionskonf. über Physik der Wechselwirkung geladener Teilchen
mit Einkristallen, Moskau (1977) 108

Geist, V., R. Flagmeyer, G. Otto und H.J. Ullrich
Untersuchungen zum protoneninduzierten Kossel-Effekt (in russisch)
Proc. VIII. Allunionskonf. über Physik der Wechselwirkung geladener Teilchen
mit Einkristallen, Moskau (1977) 114

Geist, V., R. Flagmeyer, D. Stephan und H.J. Ullrich
Kossel Interferences of Proton-induced Al-K α -Radiation
phys. stat. sol. (a) 40 (1977) 113

0.1.4. Bergakademie Freiberg, Sektion Physik,
WB Angewandte Kernphysik

Unterricker, S. und J. Hausbrand
PAC-Examination of Radiation Damaged CdSiP₂
Tagungsbericht Verbindungshalbleiter, Freiberg (1977)

0.1.5. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

WB Ionometrie

Bach, K., N. Kaiser und R. Mühle
Bestimmung von p-n-Übergangstiefen mit Hilfe einer Elektronensonde
Exp. Techn. Phys. 25 (1977) 205

Belii, J.M., G. Götz, K.-D. Klinge, F.F. Komarov, J.S. Taschlikova und
F. Schwabe
Ionometrische Untersuchungen implantierter Si- und GaAs-Kristalle (in russisch)
Proc. VIII. Allunionskonf. über Physik der Wechselwirkung geladener Teilchen
mit Einkristallen, Moskau (1977) 171

Geiler, H.-D., G. Götz, K.-D. Klinge und N. ba Triem
Backscattering measurements of As implanted Si after laser irradiation
Proc. VIII. Allunionskonf. über Physik der Wechselwirkung geladener Teilchen
mit Einkristallen, Moskau (1977) 157

Götz, G.
Ionometrische Untersuchungen von Festkörperoberflächen
Meßmethoden der Physik (1977) 81

Götz, G., G.A. Gumanski, F.F. Komarov, I.S. Taschlikov, W.S. Tischkov und
F. Schwabe
Untersuchung C-implantierter Si-Kristalle (in russisch)
Proc. VIII. Allunionskonf. über Physik der Wechselwirkung geladener Teilchen
mit Einkristallen, Moskau (1977) 165

0.1.6. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik

Bereich 06 - Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Bednyakov, A.A., F. Bernhard, Yu.V. Bulgakov, V.L. Chernov und U. Müller-Jahreis
Energy Loss Straggling of Protons and Helium Ions in Carbon
phys. stat. sol. (b) 84 (1977) K 79

Burkhard, F. and C. Wagner
Depth Distribution of Phosphorus Implanted into Silicon
phys. stat. sol. (a) 39 (1977) K 63

Ellmer, K. and R. Wedell
Total Energy Loss Distributions of Low Energy Heavy Particles after Penetration
through Matter
phys. stat. sol. (b) 83 (1977) K 129

Meyer, L., M. Klein and R. Wedell
The Energy-Angle Distribution of Heavy Particles Penetrating Solids
phys. stat. sol. (b) 83 (1977) 451

Müller-Jahreis, U.
Some notes on the double-atom model of dispersion of ions by crystals
Vestnik MGU 18 (1977) 88

Kreysch, G. and U. Müller-Jahreis
Electronic Energy Straggling of 40 - 100 keV Helium Ions in Carbon
Radiation effects 31 (1977) 101

Kumakhov, M.A. and R. Wedell
Theory of Radiation of Relativistic Channeled particles
phys. stat. sol. (b) 84 (1977) 581

Kumakhov, M.A. and R. Wedell
On the quantum theory of radiation by channeling particles
Phys. Lett. A59 (1976) 403

8.2. Diplomarbeiten

8.2.1. Technische Universität Dresden, Sektion Physik

WB Kernphysik

- | | |
|---------------|---|
| Auerbach, Ch. | Einige Aspekte der Anwendung des Zubarev-Formalismus auf die Untersuchung des Mechanismus von Kernreaktionen |
| Dietrich, Th. | Erweiterung der Nanosekundenpulsung des Tandem EGP-10-1 für größere Impulsabstände |
| Held, I. | Zur Emission kontinuierlicher Röntgenstrahlung beim Beschuss dicker Al-Targets mit Protonen |
| Koepf, U. | Aufbau und Erprobung eines Gammasktometers |
| Preß, K. | Konzeption eines mikrorechnerbestückten CAMAC-Crate-Controllers |
| Reiß, St. | Entwicklung eines Datenfernübertragungsmodells (CAMAC) |
| Schmidt, E. | Darstellung empfohlener Kerndaten für ^{93}Nb im Format der sowjetischen Bibliothek eingeschätzter Kerndaten SOKRATOR |
| Schneider, P. | Neutroneninduzierte Kernreaktionen mit geladenen Teilchen im Ausgangskanal |
| Smoll, Fr. | Untersuchung signifikanter Abweichungen zwischen den empfohlenen Kerndaten für Eisen in der Bibliothek SOKRATOR und den anderen Kerndatenfiles der Bibliotheken KEDAK, ENDF/B, UKNDL, LLL und anderen FILES |
| Tschammer, H. | Erstellen eines FORTRAN-Programmes zur Aufbereitung kontinuierlicher zweidimensionaler Flugzeitspektren der (n,2n)-Reaktion |
| Tschammer, R. | Untersuchung des Einflusses von geöffneten Protonen- und Alphateilchenkanälen auf (n,n')-Wirkungsquerschnitte niedrigliegender Restkernzustände |
| Wohlfeld, R. | Fertigstellung und Erprobung des CAMAC-Moduls "Displaytreiber 1620" |
| Wolf, R. | Untersuchungen über den Beitrag direkter Mechanismen zu (n,2n)-Reaktionen bei mittleren Energien |

8.2.2. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Arbeitsgruppe Angewandte Kernphysik

- | | |
|----------------------------|---|
| Ehrlich, Ch. | Ionometrische Untersuchungen von GaN-Heteroepitaxieschichten |
| Gruber, H. und Neumann, V. | Untersuchung hochangeregter Compoundkernzustände im ^{28}Si über den Alpha-Teilchenzerfall |

8.2.3. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

VB Ionometrie

- | | |
|----------------|---|
| Bartels, H.-J. | Diffusionsmessungen an ionenimplantierten Siliziumkristallen mit dem Rasterelektronenmikroskop |
| Fischer, H. | Untersuchung der Bildung und Ausheilung von Strahlenschäden in ionenimplantierten Kalziumfluorid-Einkristallen |
| Grunst, M. | Ionometrische Untersuchung von Strahlenschäden in arsenimplantierten Siliziumkristallen |
| Hattenbach, K. | Untersuchungen optischer Eigenschaften von ionenimplantiertem GaAs |
| Jensch, J. | Untersuchung von Strahlendefekten in Silizium-p ⁺ n-Übergängen mittels thermisch stimulierter Ströme (TSC) |
| Nowick, W. | Untersuchungen zur Dämpfung borimplantierter optischer Wellenleiter in Quarzglas |
| Schlehahn, C. | Untersuchung der strahlungsinduzierten Ausheilung von Siliziumkristallen unter 1.4-MeV-Heliumionen-Bestrahlung |
| Stark, A. | Halleffekt- und Schichtwiderstandsmessungen an arsenimplantierten Siliziumschichten |

8.2.4. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik,

Bereich 06 - Atomstoßprozesse der Festkörper

- | | |
|--------------|---|
| Polte, K.-H. | Untersuchungen des Ausheilverhaltens siliziumimplantierter (111)-Siliziumeinkristalle mit Hilfe der protoneninduzierten Röntgenemission unter Nutzung des Kanalleitungseffektes |
| Thiel, E. | Die Untersuchung der ionenoptischen Eigenschaften des Ionenbeschleunigers einer 300-kV-Ionenimplantationsanlage |

8.3. Promotionen A (Dr. rer. nat.)

8.3.1. Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

- | | | |
|---------------------------|-----------|---|
| Bauer, C. und
Mann, R. | 7. 7.1977 | Untersuchungen zu charakteristischen und kontinuierlichen Röntgenspektren bei Ionenbeschuß von Festkörpern
AdW |
|---------------------------|-----------|---|

8.3.2. Technische Universität Dresden, Sektion Physik

WB Kernphysik

- | | | |
|------------------------------|------------|--|
| Eckstein, P. | 3. 5.1977 | Ein System elektronischer Baugruppen zur Nanosekundenpulsung von Tandembeschleunigern des Typs EGP-10 |
| Hoffmann, D. | 20. 1.1977 | Untersuchungen zur Formisomerie des Atomkerns |
| Mohamed, A.H. | 22.12.1976 | Elastische und unelastische Streuung von 3.4-MeV-Neutronen an V, Co und Pb |
| Rumpf, J. und
Kätzmer, D. | 11. 3.1977 | Aufbau eines Flugzeitspektrometers für schnelle Neutronen am Tandem-Generator EGP-10-1 des ZfK Rossendorf und dessen Einsatz zur Untersuchung des Mechanismus von (p,n)-Reaktionen an ⁵⁵ Mn, ⁵⁹ Co und ¹⁰⁹ Ag |

8.3.3. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Arbeitsgruppe Angewandte Kernphysik

Geist, V. und 20.10.1976 Ionometrische Untersuchungen an A^3-B^5 -
Flagmeyer, R. Halbleitereinkristallen mit Protonen im
Energiebereich $E_p = 0.5 - 1.5$ MeV

8.3.4. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik

WB Ionometrie

Lamfried, W. 18. 1.1977 Beiträge zur Berechnung der temperaturab-
hängigen elektronischen Zustandsdichte für
n-GaAs im Bereich mittlerer Dotierungskon-
zentrationen

Triem, N. ba 20. 1.1977 Experimentelle Untersuchung der strahlungs-
induzierten Diffusion (SID) in einkristal-
linem Silizium mit Hilfe der Rutherford-
Weitwinkelstreuung

8.4. Promotionen B (Dr. sc. nat.)

8.4.1. Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Höhn, J. und 4.10.1977 Kontinuum-Schalenmodell mit komplizierten
Barz, H.W. Konfigurationen. Eine Untersuchung der
Nukleonenstreuung und der Photo-Kern-Pro-
zesse mit der Methode der gekoppelten Ka-
näle

8.4.2. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik

Bereich 06 - Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Müller-Jahreis, U. 20.10.1977 Untersuchungen von Primärprozessen bei der
Wechselwirkung energiereicher Ionen mit
Festkörpertargets

8.5. Berufungen und Ernennungen

Herr Doz. Dr. sc. nat. Gerhard Götz wurde mit Wirkung vom 1.9.1976 zum Pro-
fessor für Angewandte Physik, Friedrich-Schiller-Universität Jena, berufen.

Herr Dr. sc. nat. Karl-Heinz Kaun wurde mit Wirkung vom 1.9.1977 zum Professor
für Kernphysik an der AdW der DDR ernannt.

8.6. Vorträge, die außerhalb des eigenen Kollektive gehalten wurden

8.6.1. Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

Barz, H.W.
Description of γ -Absorption Processes for deformed nuclei h)

Barz, H.W.
The description of γ -absorption of very light deformed nuclei
Dubna, 23.11.1977

Bauer, C., P. Gippner, K. Hohmuth, R. Mann and W. Rudolph
A contribution to trace element analysis of thin films by means of ion-induced
X-rays
XX. Colloquium Spectroscopicum Internationale Prag, 30.8. bis 7.9.1977

Bauer, C., P. Gippner, R. Mann and W. Rudolph
Emission of X-ray continua by bombardment of thick Al, Si and Ti targets with
protons and ^{14}N ions i)

Bauer, C., P. Gippner, K. Hohmuth, R. Mann, A. Nebelung und W. Rudolph
Untersuchungen zur kontinuierlichen Röntgenstrahlung bei Beschuß dicker Targets mit Ionen
Symp. über Wechselwirkung ionisierender Strahlung, Gera, 19. bis 23.9.1977

Bauer, C., R. Mann, A. Nebelung und W. Rudolph
K-Schalen-Ionisationsquerschnitte von Si, Ti und Cu bei Beschuß mit Protonen, ^4He - und ^{14}N -Ionen im Energiebereich 0.25 - 1.9 MeV/amu
Symp. über Wechselwirkung ionisierender Strahlung, Gera, 19. bis 23.9.1977

Bauer, C., P. Gippner, K. Hohmuth, R. Mann and W. Rudolph
Proton induced X-ray analysis of surface layers on Silicon ¹⁾

Bauer, C., P. Gippner, K. Hohmuth, R. Mann and W. Rudolph
Characteristic and continuous X-ray spectra by proton bombardment of thick silicon and aluminium samples ¹⁾

Bauer, D., P. Gippner, K. Hohmuth, R. Mann und W. Rudolph
Untersuchungen von Verunreinigungen in Halbleiteroberflächen mittels ioneninduzierter Röntgenemission
6. Tagung Physik und Elektronik, Berlin, 14. bis 17.11.1977

Beckert, K., H.U. Gersch, F. Herrmann, D. Hinke, P. Kleinwächter, H. Schobbert, I. Fodor and I. Szentpötery
Search for isobaric analog states in ^{53}Mn and ^{59}Co ^{f)}

Betzl, M., A. Mücklich und J. Tobisch
Experimentelle Methoden der Texturanalyse
Tagung Metallkundliche Probleme der Werkstoffentwicklung - Erhöhung und Rekristallisation, Freiberg, 2. bis 4.2.1977

Betzl, M., K. Hennig und P. Klemm
Untersuchung von Domänengrößen mittels Neutronen-Kleinwinkelstreuung an Walzblechen ^{t)}

Betzl, M.
Gegenwärtige Probleme der Texturanalyse ^{d)}

Bitterlich, M., B. Koch, H. Mai, F.K. Naehring, U. Seidenkranz, H. Syhre and R. Voigtmann
Investigation of Phase Boundaries in a Cu-Fe System by IPMA
XX. Colloquium Spectroscopicum Internationale, Prag, 30.8. bis 7.9.1977

Bitterlich, M., B. Koch, H. Mai, F.K. Naehring, U. Seidenkranz, H. Syhre and R. Voigtmann
Investigation of Phase Boundaries in a Cu-Fe System by IPMA ¹⁾

Boden, G. und R. Küchler
Zur Untersuchung von Glasoberflächen mittels Lumineszenzmessung und Flüssigkristallbelegung
2. Tagung Oberflächenchemie fester Körper, Reinhardsbrunn, 3. bis 7.10.1977

Boden, G., E. Richter und W. Hinz
Untersuchungen von Inhomogenitäten in Kieselglas mittels lokaler und integraler Lumineszenzmessung ^{t)}

Boden, G. und E. Richter
Untersuchung von Inhomogenitäten in Kieselglas mittels lokaler und integraler Lumineszenzmessung ^{t)}

Boden, G. und R. Küchler
Untersuchungen an Glasoberflächen mit Hilfe nematischer und cholesterinischer Flüssigkristalle
II. Konf. soz. Länder über Flüssigkristalle, Varna, 27. bis 30.9.1977

Boden, G.
Untersuchungen an Kieselglas mittels ionisierender Strahlung
KDT-Vortrag in Ilmenau, 1977

- Boden, G.
Oberflächenuntersuchungen an Glas
Sektionskolloquium der Sektion Chemie der FSU Jena, 1977
- Brauer, G.
Positronenannihilation ^{a)}
- Brauer, G. und G. Boden
Untersuchungen an Kieselgläsern mittels Positronenannihilation ^{t)}
- Brauer, G.
Positron annihilation at ZfK Rossendorf
Seminar der Hauptabt. Kernphysik, KFKI Budapest, VR Ungarn, 18.11.1977
- Brauer, G.
Positron annihilation in silica glass
X. Gesamtpolnisches Seminar über Positronenannihilation, Piechowice
25. bis 30.4.1977
- Brauer, G.
Untersuchung von Defektstrukturen mit Hilfe der Positronenannihilation ^{e)}
- Deutscher, M., L. Drechsler, J. Matthäi and H. Reinhard
The Effect of Implantation and Anneal Conditions of P-Implanted Si-Diodes on their Behaviour as Radiation Detectors ¹⁾
- Deutscher, M.
Ladungsträgertransport bei vorhandenen Raumladungsträgern
Ausheilprozesse bei vorhandenen äußeren Feldern ^{e)}
- Deutscher, M., H. Köpernik, H. Reinhard und R. Rüger
Die Anwendung ionenimplantierter Siliziumdetektoren zur Registrierung nieder-energetischer Elektronen
Veranstaltung des VIK Dubna in Varna, 18. bis 24.10.1976
- Dienel, G.
Implantationsmetallurgie
Veränderung von Metalloberflächen durch Ionenimplantation ^{e)}
- Dienel, G.
Ionenimplantation in Metalle ^{b)}
- Dönau, F.
Generalized core plus particle model for odd transitional nuclei
15. Winterschule, Zakopane, 6. bis 19.2.1977
- Dönau, F.
Core-Particle Coupling and Polarization Effects
X. Masurenschule für Kernphysik, Mikolajki, Sept. 1977
- Dönau, F.
Core-quasiparticle coupling in transitional nuclei ^{k)}
- Dönau, F.
Quasiteilchen-Feldkopplung in ungeraden Kernen ^{c)}
- Echrig, H., K. Hennig und P. Ziesche
Bestimmung der Phononenzustandsdichte in Kristallen durch kohärente Neutronenstreuung
Festkoll. zu Ehren des 60. Jahrestages der Großen Soz. Oktoberrevolution, Dresden, 8.11.1977
- Feldmann, K.
Das Texturspektrometer in Dubna ^{d)}
- Feldmann, K.
Aspekte der quantitativen Auswertung von Texturen ^{d)}
- Frauendorf, S.
On the pairing force at high angular momenta ^{k)}
- Frauendorf, S.
Quasiteilchenspektren über der Yrastlinie
TU Lund/Schweden, 30.11.1977
- Frauendorf, S.
Paarkorrelationen in rotierenden Kernen
VIK Dubna/LTF, 10.10.1977

Frauendorf, S.
Pairing in rotierenden Kernen
TU München, 15.6.1977

Frauendorf, S.
Struktur der Yrast-Zustände bei mittleren Drehimpulsen c)

Fromm, W.D.
Excitation of high-spin states in the (p^-, xn) reaction k)

Funke, L.
Experimental study of transitional nuclei and their interpretation by using
different theoretical approaches
15. Winterschule, Zakopane, 6. bis 19.2.1977

Funke, L.
Quasi-rotational structure and transition probabilities in even-mass krypton
isotopes k)

Funke, L.
Investigation of the spherical-deformed shape transition in light Ho isotopes
Experimentvorschlag auf dem 1. Nutzermeeting im Institut für Atomphysik Stock-
holm, 9. bis 10.11.1977

Funke, L.
Recent spectroscopical work in Rossendorf
Seminarvortrag im Phys.-Techn. Institut "A.F. Joffe", Leningrad, 14.12.1976

Funke, L.
Atomkerne bei hohen Drehimpulsen
Inst.-Koll., ZfK Rossendorf, 8.9.1976

Funke, L.
Recent spectroscopical work in Rossendorf
Seminarvortrag im Institut für Atomphysik Stockholm, 18.11.1976

Funke, L.
Recent nuclear structure investigations in the Rossendorf spectroscopy
groups f)

Gippner, P.
Emission of X-ray continua by bombardment of thick Si targets with protons and
 ^{14}N ions i)

Grambole, D.
Interferenzeffekte bei inelastischer Streuung von schweren Ionen a)

Grötzschel, R., R. Klabes, U. Kreißig, J. Rüdiger and M. Voelskow
Laser annealing of disordered regions in silicon i)

Grötzschel, R., P. Kemnitz, G. Land and J. Möser
Application of small computers to coincidence experiments in nuclear physics
IX. Int. Symp. über Kernelektronik, Varna, 3. bis 9. Mai 1977

Grötzschel, R., R. Klabes, U. Kreißig, J. Rüdiger and M. Voelskow
Annealing of Postimplantation Defects by High Power Laser Irradiation 1)

Grötzschel, R., R. Klabes, U. Kreißig, J. Rüdiger and M. Voelskow
The Influence of Recoil Implantation on Damage Distribution in Boron Implanted
Silicon 1)

Guratzsch, H.
A set-up for the study of the neutron induced deuteron breakup q)

Hagemann, U.
Experimente zur Untersuchung von Zuständen mit Drehimpulsen $I > 20\hbar$ c)

Hagemann, U.
Spektroskopie nach $(H.I., xn)$ -Reaktionen a)

Hagemann, U.
Band structures in $Z \approx 50$ nuclei k)

- Heiner, E.
Ein informationstheoretischer Ansatz zur Berechnung der spektralen Gewichtsfunktion
KMU Leipzig, Sektion Physik, 25.5.1977
- Heiner, E.
Kanonische Transformationen
TU Dresden, Seminar für mathematische Physik, April bis Mai 1977
- Heiner, E.
Ein informationstheoretischer Ansatz zur Berechnung der spektralen Gewichtsfunktion
TU Dresden, Sektion Physik, Mai 1977
- Heiner, E.
Algebraische Methoden ^{a)}
- Heinig, K.-H., H.-U. Jäger and H. Woittennek
On the Mechanism of Laser Annealing of Ion Implanted Layers ¹⁾
- Heinig, K.-H., H.-U. Jäger, L. Münchow, H. Richter and H. Woittennek ^{f)}
High-energy non-characteristic X-rays in symmetric heavy-ion collisions
- Heinig, K.-H., H.-U. Jäger, L. Münchow, H. Richter und H. Woittennek
Hochenergetische Röntgenstrahlung aus symmetrischen Ion-Atom-Stößen
Symp. über Wechselwirkung ionisierender Strahlung, Gera, 19. bis 23.9.1977
- Heiser, C.
Kernspektroskopie mit Li-Ionen ^{c)}
- Hennig, K.
The Pulsed Reactor Centre, Dubna and the Applications of Pulsed Neutron Sources
IV. Europ. Crystallographic Meeting, Oxford, 30.8. bis 3.9.1977
- Hennig, K.
Untersuchung von Domänen mittels Neutronenstreuung ^{d)}
- Hennig, K., P. Klemm, M. Betzl, H. Henschik and P. Urwank
A study of domains in dynamo sheets with neutron small angle scattering ^{j)}
- Iwe, H.
Schwerionenreaktionen bei 2 GeV/Nukleon ^{c)}
- Jäger, H.-U.
Hochenergetische Röntgenstrahlung aus Schwerionenstößen
Seminar an der FSU Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie, 9.5.1977
- Kemnitz, P.
Probleme der hochauflösenden γ -Spektroskopie
Herbstschule des Bereiches Technik, Schellerhau, 22.11.1976
- Kissener, H.R.
Anregung und Zerfall von Riesenresonanzen im Strahlungseinfang von Pionen an leichten Kernen
XIIth Int. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, Zürich, 29.8. bis 2.9.1977
- Kissener, H.R.
Strahlungseinfang von Pionen an leichten Kernen
Vik Dubna/LTF, 24.11.1977
- Klabes, R.
Anwendung der Rutherford-Rückstreuung zur Untersuchung der Struktur und Zusammensetzung dünner Oberflächenschichten in Silizium
6. Tagung Physik und Elektronik, Berlin, 14. bis 17.11.1977
- Kleinstück, K., M. Betzl, G. Hötzech, P. Klimanek, A. Mücklich, U. Schäfer und J. Tobisch
Einsatz der Neutronen-Texturanalyse zur Aufklärung der Mechanismen der plastischen Verformung
Berg- und Hüttenmännischer Tag, Freiberg, 3. Juni 1977

- Kolitsch, A. und E. Richter
Zur Charakterisierung von Alkalisilikatglasoberflächen durch Ionenaustausch in Lithiumsalzschmelzen
2. Tagung Oberflächenchemie fester Körper, Reinhardtsbrunn, 3. bis 7.10.1977
- Kreißig, U.
Kernphysikalische Methoden zur Untersuchung von Halbleiteroberflächen (Silizium)
Kolloquium des ZIE Berlin, 27.10.1977
- Kühn, B. und F. Stary
Mit Kernstrahlung perforierte Membran
III. Symposium Extracorporale Systeme, Potsdam, 27.1.1977
- Kühn, B.
Übersicht über Arbeiten der Kernphysik und Festkörperphysik im ZfK Rossendorf
42. Tagung des Wiss. Rates des VIK, Dubna, 14. bis 17.6.1977
- Kühn, B.
Untersuchung von Kernreaktionen am Rossendorfer Tandem-Generator f)
- Kühn, B.
Kernmaterie in extremen Zuständen
Hauptjahrestagung der Phys. Gesellschaft der DDR, Dresden, 7. bis 9.2.1977
- Kumpf, H.
Break-up of deuterons by nucleons
Symp. on Few-particle Problems in Nuclear Physics, Potsdam, 11. bis 14.10.1977
- Kunde, M.
Ladungsträgerprozesse bei hohen Feldstärken - Avalanch-Effekt, Zener-Effekt, Gunn-Effekt e)
- Mann, R.
Einsatz von Ionenbeschuß zur Untersuchung und Veränderung von Festkörpern
Kolloquium an der Humboldt-Universität Berlin, 16.6.1977
- Matthäi, J.
Stoß- und Streuprozesse von Elektronen in Halbleitern e)
- Möller, K.
Resonances in three particle systems
Symp. on Few-Particle Problems in Nuclear Physics, Potsdam, 11. bis 14.10.1977
- Mösner, J.
Die Spurenmethode in der Kernphysik
TU Dresden, anläßlich des 80. Geburtstages von Prof. Kunze, 4.11.1977
- Mücklich, A.
Probleme der Diskussion von Texturkomponenten und deren Bedeutung für Materialeigenschaften d)
- Murrow, L.
Density distribution in rapidly rotating nuclei k)
- Nähring, K.F. and H. Syhre
SIMS Depth Profiling of Carbon Recoil Implants in Silicon l)
- Panknin, D.
Beweglichkeit von Stromladungsträgern e)
- Panknin, D., R. Roß, G. Mende and M.T. Pham
The Influence of SiO₂ Films on the Carrier Profiles of Implanted and Annealed Silicon l)
- Prade, H.
Level structure and magnetic properties of the N = 82 nucleus ¹⁴³Pm k)
- Prokert, F.
Messungen von Phononenanregungen an Barium-Strontium-Niobat d)
- Prokert, F.
Zum Einsatz des KRS 4200 im on-line-Betrieb mit dem TKS 400 d)

Rauschenbach, B.
Sekundärionenmassenspektroskopie
Vortrag am ZIAC Berlin, 1977

Rauschenbach, B.
Mikrodefektnachweis mittels Mikrobläschen
Vortrag am ZIAC Berlin, 1977

Rauschenbach, B. und W. Hinz
Nachweis von Mikrodefekten in oberflächennahen Schichten des Glases mit Hilfe von Mikrobläschen
XI. Int. Congr. Glass, Prag, 1977

Reichel, P. und M. Betzl
Die Steuerelektronik für das Texturspektrometer - VIK Dubna d)

Reichel, P.
Interface-Konzeption KRS 4200 - TKS 400 d)

Reuther, H.
Analyse von Bor und Lithium in Festkörpern mit Hilfe von Zelluloseazetat-Detektoren
X. Int. Symposium Autoradiographie, Eisenach, November 1977

Richter, E.
Defektdetektor auf Glasoberflächen durch Ionenaustausch in Lithiumsalzschmelzen
Vortrag am ZIAC Berlin, 1977

Rotter, H.
Kernspektroskopische Arbeiten im ZfK
Vortrag im Laboratorium für Kernreaktionen des Inst. für Physik der Lett.
Akad. d. Wiss. Riga/Salaspils, 29.9.1976

Rotter, I.
Recent investigations in the Rossendorf nuclear theory group f)

Rotter, I.
Moderne Anwendung der Methoden des Schalenmodells in der Kernphysik
2. Tagung Probleme der Theoretischen Physik, Dresden, 9. bis 11.2.1977

Rotter, I.
Kontinuum-Schalenmodell c)

Rotter, I.
Resonant structures in nuclear reactions obtained in the continuum shell model g)

Rotter, I.
The line shape of resonances obtained in the continuum shell model h)

Rotter, I.
Threshold and correlation effects in nuclear reactions as described by the continuum shell model
Seminarvortrag im NBI Kopenhagen, 3.11.1976

Rotter, I.
Threshold and correlation effects in nuclear reactions as described by the continuum shell model
Seminarvortrag im Phys. Institut der Universität Bergen, 12.11.1976

Rotter, I.
Threshold and correlation effects in nuclear reactions as described by the continuum shell model
Seminarvortrag im Phys. Inst. der Universität Oslo, 9.11.1976

Schilling, K.D.
Transition probabilities in deformed nuclei
15. Winterschule, Zakopane, 6. bis 19.2.1977

Schilling, K.O.
Transition probabilities in deformed nuclei
(Doubly-odd deformed nuclei: New evidence for complicated mixing phenomena) ^{k)}

Schmidt, A.
Anwendung der Ionenimplantation in der Elektronik
Kurzvortrag AdW-Kolloquium zu Problemen der Elektronik, Berlin, 23.2.1977

Schneider, L.
Bestimmung magnetischer Kerndipolmomente ^{a)}

Schreiter, U., J. Tobisch und A. Mücklich
Entwicklung der Walztextur von zweiphasigen Stählen mit Mikroduplexgefüge
Rundtischgespräch der Arbeitsgruppe Texturen der VFK, Dresden, 24.5.1977

Schulz, H.
Particle emission from rapidly rotating nuclei ^{k)}

Sieber, N., R. Klages und H. Ulrich
Beeinflussung des Ladungstransportes in dünnen SiO_2 -Schichten durch Ionenimplantation
6. Tagung Physik und Elektronik, Berlin, 14. bis 17.11.1977

Sieber, N. und H. Ulrich
Einfluß der Ionenimplantation auf den Ladungsträgertransport in dünnen SiO_2 -Schichten (in russisch) ¹⁾

Stary, F.
A special version of the centroid shift method for subnanosecond lifetime measurements
Kolloquium im Institut für Atomphysik Stockholm, 18.11.1976

Stary, F.
In-beam investigations on nanosecond isomers
X. Mesurenschule für Kernphysik, Mikolajki, Sept. 1977

Stiehler, Th.
Maßstabsinvarianz in der Kernphysik ^{a)}

Stiehler, Th.
Maßstabsinvarianz in der Kernphysik ^{c)}

Tesch, S.
Allgemeine Begriffe der Polarisation ^{c)}

Ulrich, H., E. Hensel und N. Sieber
Ergebnisse von MOS-Untersuchungen am Feldoxid nach Ionenimplantation. Beeinflussung von Oxidladungen ^{b)}

Weise, Ch.
Einleitung und Überblick über den Ladungsträgertransport in Halbleitern ^{e)}

Weiß, L. and P. Urwank
Indirect Evidence of Low Energy Stoner Excitations in Fe_3Al by Observation of Spin Waves ^{j)}

Weiß, L.
Methodische Arbeiten am TKS 400, erzielte Ergebnisse an Fe_3Al ^{d)}

Wiebicke, H.J.
Berechnung von Quasimolekularzuständen des Typs $^{12}\text{C}-\alpha-^{12}\text{C}$ in ^{28}Si
(in russisch) ^{f)}
und VIK Dubna, LTF, Oktober 1977

Wiebicke, H.J. and M.W. Zhukov
Quantentechnical three-body approach to calculate $^{12}\text{C}-\alpha-^{12}\text{C}$ nuclear molecular states ^{g)}

Wieser, E.
Mößbauer-Untersuchungen zur Messung magnetischer Texturen ^{d)}

Wieser, E., W. Brückner, B. Thuss and U. Gerlach
Mössbauer Effect Studies on Modified VO_2 : $\text{V}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{2-y}$ and $\text{V}_{0.99-x}\text{Fe}_{0.01}\text{Mo}_x\text{O}_2$
Int. Conf. on Mössbauer Spectroscopy, Bucharest, 5. bis 10.9.1977

Winter, G.
Weicher Rotor in ^{153}Tb c)

Winter, G.
High-spin states in transitional nuclei k)

Woitteck, H. und H. Richter
Atomare Effekte bei Schwerionen-Stößen a)

Zetzsche, A.
Beschreibung der Ladungsträgerbeweglichkeit in Halbleitern e)

8.6.2. Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Bürger, W.
Betriebserfahrungen mit den neuen Teilerwiderständen am EGP-10-1 m)

Dietrich, J.
Elektronenbeschleuniger höchster Ströme
Arbeitsgemeinschaft Kernwissenschaften, TU Dresden, März 1977

Friedrich, M.
Maßnahmen zur Verbesserung der Strahlführung auf der Hochenergieseite des
EGP-10-1 m)

Fülle, R.
Zur optimalen Gestaltung von Forschungslaboratorien im Hinblick auf die Intensivierung der Forschungsprozesse durch Anwendung der Rechentchnik
36. Sitzung der Ständigen Expertenkommission Forschungstechnologie der AdW,
Berlin, 10.2.1977

Fülle, R.
Entwicklung und Möglichkeiten der EDV-Anwendung in der Kernforschung und -technik
Seminar der Abt. Strahlenschutz, Zeichen, März 1977

Günzel, R.
Ionenoptische Berechnungen zum Tandem-Generator EGP-10-1
Physikalisch-Technisches Institut, Charkow, 22.11.1977

Günzel, R.
Ein Programm zur Berechnung elektrostatischer Felder, der Feldstärke an den Elektrodenoberflächen und der Bahnen von Ladungsträgern in diesen Feldern m)

Hentschel, R.
Strahlverluste am EGP-10-1 bei Schwerionenbetrieb m)

Hiekmann, S.
Automatisierung kernphysikalischer Prozesse
URANIA-Schülerakademie Dresden, 8.3.1977

Matthes, H.
Die 2. Internationale Konferenz über die Technologie der elektrostatischen Beschleuniger in Strasbourg - eine Übersicht m)

Matthes, H. und H. Odrich
Beschleunigungstechnische Arbeiten an den Teilchenbeschleunigern des ZfK Rossendorf (in russisch) f)

Matthes, H. und R. Weibrecht
The Tandem Accelerator EGP-10-1 of the Central Institute of Nuclear Research at Rossendorf
2nd Int. Conf. on Electrostatic Accelerator Technology, Strasbourg,
24. bis 27.5.1977

Pfafforf, W.
Erprobung der EGZ 160,16
VEB Hochvakuum Dresden, Dresden, 26.9.1977

Probst, W.
Energienstabilisierung am 2-MV-Van-de-Graaff [■])

Steinert, L.
5 Jahre Tandem EGP-10-1, Betriebsergebnisse und Weiterentwicklungen
Physikalisch-Technisches Institut Charkow, 22.11.1977

Steinert, L.
Die Beschleunigung von schweren Ionen am EGP-10-1 [■])

Turuc, S.
Betriebsbericht EGP-10-1 [■])

8.6.3. Technische Universität Dresden, Sektion Physik
WB Kernphysik

Arlt, R., C. Heiser, D. Hoffmann, G. Musiol, R. Teichner und W. Wagner
Gibt es Formisomerie im Pb-Gebiet? [○])

Arlt, R.
Untersuchungen zur neutroneninduzierten Kernspaltung an der Sektion Physik
der TU Dresden
Seminar im Laboratorium für Kernphysik des Radium-Institutes Leningrad,
Juli 1977

Arlt, R.
Laufende Arbeiten auf dem Gebiet der Kernphysik am Bereich Kernphysik der Sek-
tion Physik (TU Dresden)
Kernforschungsinstitut "Boris Kedric" (Vincica bei Belgrad) und "Ruder Boskovic"
(Zagreb), Juni 1977

Arlt, R., G. Musiol und D. Hoffmann
Anregung des spontan spaltenden Isomers $^{238}\text{m}\text{U}$ mit 14-MeV-Neutronen (in russisch)
P)

Arlt, R.
Neuere Ergebnisse und Probleme bei der Untersuchung der Formisomerie bei Atom-
kernen (in russisch) P)

Helper, H., D. Kätzmer, D. Seeliger, J. Rumpf, W. Pilz, D. Schmidt und T. Streil
Untersuchung der Reaktion $^{55}\text{Mn}(p,n)$ im Energiebereich $E_p = 3.5$ bis 7.5 MeV
(in russisch) P)

Helper, H., D. Seeliger, J. Kayser, D. Kätzmer, W. Pilz, D. Schmidt und
T. Streil
Untersuchung der Reaktion $^{109}\text{Ag}(p,n)$ im Energiegebiet $E_p = 4.5$ bis 9 MeV (in
russisch) P)

Helper, H., D. Seeliger, J. Kayser, W. Pilz, D. Schmidt und T. Streil
Vieldetektor-Spektrometer nach der Flugzeitmethode am Tandem-Generator EGP-10-1
(in russisch) P)

Hermesdorf, D.
Recent problems in nuclear data evaluation [○])

Hermesdorf, D., A. Meister, S. Sassonov, D. Seeliger und K. Seidel
Untersuchung der Teilchen-Restwechselwirkung angeregter Kerne anhand der Spin-
abschneidefaktoren (in russisch) P)

Höhn, J.
Deviations from the statistical model due to direct processes and intermediate
structure [○])

Höhn, J.
Coupled channels calculations in the Continuum Shell Model
a) including complicated configurations
b) on the nature of the giant resonances in ^{16}O
IX. Sommerschule für Kernphysik, Mikolajki, 2.9.1976

Höhn, J.

Physikalische und rechen-technische Aspekte der vereinheitlichten Beschreibung von Kernreaktionen bei niederen Energien
Seminar im Institut für Physik hoher Energien der AdW in Zeuthen, 8.5.1976

Höhn, J.

Photoreactions in ^{13}C investigated in the Continuum Shell Model with complicated configurations
Seminar im Institut für Kernphysik (NIJAF) der MGU Moskau, 21.4.1977

Höhn, J., J. Keyser, W. Pilz, D. Schmidt and T. Streil

Continuum Shell Model analysis of the $^{11}\text{B}(p,n)$ reaction ^{q)}

Mädler, R. und R. Reif

Anwendung des Zubarev-Formalismus auf Kernreaktionen (in russisch) ^{o)}

Mädler, P.

Winkelverteilungen in Präcompoundreaktionen (Zubarev-Formalismus) (in russisch) ^{a)}

Mädler, P.

Impulsabhängige Dichten im Excitonenmodell (in russisch) ^{q)}

Meiling, W.

Eigenschaften und Anwendungsmöglichkeiten von Mikroprozessoren ⁿ⁾

Meiling, W.

Intelligente Crate Controller ⁿ⁾

Meister, A., D. Seeliger and K. Seidel

Calculations of $(n,2n)$, (n,pn) and (n,np) cross sections taking into account preequilibrium processes ^{p)}

Meyer, U. und F. Weidhase

Vorstellung und Anwendungsmöglichkeiten des Handkontrollers Typ 3310 ⁿ⁾

Meyer, U. und F. Weidhase

Vorstellung und Anwendungsmöglichkeiten des voreinstellbaren Vor-Rückwärts-Zählers Typ 1170 ⁿ⁾

Musiol, G.

Entwicklungstendenzen in der Kernphysik
Schulstagung der Physikalischen Gesellschaft der DDR, 7.2.1977

Musiol, G.

Grundlagen- und Anwendungsforschung auf dem Gebiet der Kernphysik in der UdSSR
Wissenschaftsrat der TU Dresden, 24.10.1977

Ortlepp, H.-G.

Gamma-spektroskopie bei Kernreaktionen mit schnellen Neutronen (in russisch) ^{q)}

Pilz, W., D. Schmidt, D. Seeliger and T. Streil

Review on the activities concerning neutron spectroscopy using the tandem-facilities in the ZfK Rossendorf ^{q)}

Reif, R.

Recent developments of statistical concepts in nuclear reaction theories ^{q)}

Schweitzer, T., D. Seeliger und S. Unholzer

Untersuchung der elastischen und unelastischen Streuung von 3.4-MeV-Neutronen an ^{23}Na und ^{56}Fe (in russisch) ^{o)}

Schweitzer, T. and S. Unholzer

Mechanism of the elastic and inelastic scattering of 3.4 MeV neutrons ^{q)}

Seeliger, D.

Anwendung von Vergleichgewichtsmodellen zur Interpretation von Neutronenquerschnitten (in russisch) ^{o)}

Seeliger, D.

Einige Tendenzen bei Untersuchungen von Atomkernen mit Neutronen (in russisch) ^{q)}

Teichner, R.
Fission cross section measurements for U with 2.8 MeV neutrons ^{q)}

Wagner, W.
Spaltquerschnittsmessungen für U mit 14.8-MeV-Neutronen (in russisch) ^{q)}

Weidhase, F.
CAMAC-Elektronik aus Entwicklungen der AG EP 4 und deren Kooperationspartner ^{o)}

Weidhase, F. und S. Reiß
Konstruktion eines seriellen CAMAC-Link-Moduls für die Datenübertragung bei großen Entfernungen oder Störeinflüssen ⁿ⁾

Weidhase, F.
Strukturen zur Datenerfassung und Steuerung bei physikalischen Experimenten und Einsatz eines CAMAC-Links
Seminar des Bereiches G, ZfK Rossendorf, 15.3.1977

Weidhase, F., W. Meiling, S. Reiß und F. Gleisberg
Zum Problem der fehlerfreien Datenübertragung in verteilten Systemen
IX. Int. Symp. über Kernelektronik, Varna, 3. bis 9.5.1977

Weißbach, B.
Effekte höherer Ordnung bei direkten Kernreaktionen ^{a)}

Weißbach, B.
Zum Einfluß von Prozessen höherer Ordnung bei direkten Kernreaktionen ^{o)}

Weißbach, B.
Inclusion of higher excitations within the framework of direct reaction mechanism
Seminar im Institut for Physics, Slovak. Academy of Science, Bratislava, 13.7.1977

8.6.4. Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik,
Arbeitsgruppe Angewandte Kernphysik

Flagmeyer, R., V. Geist und G. Otto
Untersuchungen zum protoneninduzierten Kossel-Effekt
Symp. Wechselwirkung ionisierender Strahlung, Gera, 19. bis 23.9.1977

Flagmeyer, R., Ch. Ehrlich, V. Geist und G. Otto
Ion Blocking and Channeling Studies of Heteroepitaxial GaN Layers ¹⁾

Geist, V. und R. Flagmeyer
Zur Untersuchung und Anwendung des protoneninduzierten Kossel-Effektes
XI. Jahrestagung der VFK der DDR, Leipzig, 16. bis 18.11.1976

Geist, V. und R. Flagmeyer
Untersuchung des protoneninduzierten Kossel-Effektes an binären und ternären Halbleitereinkristallen
VII. Frühjahrsschule der AG A³-B⁵-Halbleiter der KMU Leipzig, Klein-Labenz, März 1977

Geist, V., R. Flagmeyer und G. Otto
The Study and Application of the Kossel Effect arising during Proton-Single Crystal Interaction ¹⁾

Geist, V., R. Flagmeyer und G. Otto
Der protoneninduzierte Kossel-Effekt, eine neue ionometrische Meßmethode (in russisch) ¹⁾

Lehmann, D.
Neuere kernphysikalische Untersuchungen am van-de-Graaff-Beschleuniger an der Karl-Marx-Universität Leipzig
Kolloquium, TU Dresden, Sektion Physik, 24.3.1977

Otto, G., V. Geist und R. Flagmeyer
Wechselwirkung von Protonen mit komplizierten Einkristallen: Röntgeninterferenzen und Schatten-Effekt (in russisch)
Kolloquium, VIK Dubna, LJaR, 4.8.1976

Otto, G., V. Geist and R. Flaggmeyer
Investigations of A^3-B^5 -Single Crystals at the Department of Physics of the
Karl Marx University Leipzig
Kolloquium, KFKI Budapest, 14.9.1976

Otto, G.
Interaction of Fast Ions with Complicated Monocrystalline Targets
Kolloquium, ATOMKI, Debrecen, 16.9.1976

Otto, G.
Superschwere chemische Elemente-Ende des Periodensystems?
Öffentl. Vortrag; Universitätspodium, Leipzig, 18.5.1977

Otto, G.
Gemeinsame Kernforschung im VIK Dubna
Öffentlicher Vortrag; Kulturbund, Leipzig, 27.9.1977

Otto, G.
Wechselwirkung schneller positiver Ionen mit einkristallinen Targets
Institutskolloquium, ZFI der AdW, Leipzig, 2.11.1977

Otto, G., L. Bauriegel und K. Haase
Untersuchungen zum Kanalisierungseffekt an magnetischen Einkristallen (in russisch) ¹⁾

8.6.5. Bergakademie Freiberg, Sektion Physik WB Angewandte Kernphysik

Braun, H., E. Fritzsche und C. Pietzsch
Mößbauerspektrometrische und röntgenografische Untersuchungen am System
 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3/\text{ZrO}_2$ ^{r)}

Fritzsche, E. und C. Pietzsch
Bemerkungen zum mößbauerspektrometrischen und röntgenografischen Nachweis geringer Pyritgehalte in Stannin ^{r)}

Jungnickel, W., E. Fritzsche, P. Klimánek und H.A. Schneider
Untersuchung des K-Effektes bei FeCR24 mittels Widerstandsmessungen und Mößbauerspektrometrie ^{r)}

Jungnickel, W., E. Fritzsche, P. Klimánek und H.A. Schneider
Bemerkungen zur Walzanisotropie bei FeCR24 ^{r)}

Jungnickel, W., E. Fritzsche, P. Klimánek und H.A. Schneider
Untersuchung des K-Effektes bei FeCR24 ^{r)}

Kubisch, H.
Mößbauerspektrometrische Untersuchungen zum Anfangsstadium der Korrosion ^{r)}

Pietzsch, C. und E. Fritzsche
Bemerkungen zum mößbauerspektrometrischen und röntgenografischen Nachweis geringer Pyritgehalte in sulfidischen Mineralien
XX. Colloquium Spectroscopicum Internationale, Prag, 30.8. bis 7.9.1977

Unterricker, S. and J. Hausbrand
PAC-Examination of Radiation Damaged CdSiP₂
Kolloquium 4 des Berg- und Hüttenmännischen Tages, Freiberg, 1.6. bis 3.6.1977

Unterricker, S.
Das Meßverfahren "Gestörte Winkelkorrelation" ^{r)}

8.6.6. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik, WB Ionometrie

Belii, I.M., F.F. Komarov, I.S. Teschlikov, G. Götz, F. Schwabe und G. Schirmer
Räumliche Verteilung der Defekte in phosphorimplantierten GeAs-Kristallen
(in russisch) ¹⁾

Finger, U., K. Gärtner and K. Hohl
Theoretical description of dechanneling in imperfect crystals ¹⁾

Gärtner, K. und K. Hohl
Cross section of elastic scattering of ions on atoms ¹⁾

Gärtner, K. and K. Mehl
Ranges of ions in solids 1)

Gärtner, K.
Energieverlust von Ionen im Festkörper
Symp. Wechselwirkung ionisierender Strahlung, Gera, 19. bis 23.9.1977

Geiler, H.-O.
Radiation induced diffusion and annealing processes in solids 1)

Geiler, H.-O. und W. Ziegler
Möglichkeiten der Ionenimplantation bei der Herstellung aktiver optischer Bauelemente in integrierten optischen Systemen 8)

Glaser, E. and G. Götz
Production of radiation defects in silicon at different temperatures 1)

Götz, G. and G. Sommer
Self interstitial location in boron implanted silicon crystals measured by backscattering method 1)

Götz, G.
Ionometrische Untersuchung von Festkörperoberflächen
Hauptjahrestagung der Phys. Gesellschaft der DDR, Dresden, 7. bis 9.2.1977

Gumenski, G.A., F.F. Komarov, I.S. Taschlikov, W.S. Tschikov, G. Götz und F. Schwabe
Untersuchung der Prozesse bei Hochtemperaturimplantation von Ionen in Silizium (in russisch) 1)

Hasler, D. and H. Treff
A beam-sweep system for ion implantation 1)

Mittenbacher, J., H. Frey, U. Jahn and G. Schirmer
Postimplantation of boron ions in diffused silicon layers 1)

Prager, R.
Ion implantation and integrated optics 1)

Prager, R. und H. Kerge
Ionenimplantation und integrierte Optik 8)

Prager, R.
Über die Änderung der Eigenschaften optischer Medien durch Ionenbestrahlung
Optikkolloquium des VEB CZ Jena, 7.6.1977

Schirmer, G., H.P. Reiche, U. Jahn and H. Frey 1)
Diffusion behaviour of boron implants in silicon 1)

Schirmer, G.
Nachbehandlung implantierter Schichten
Tagung "Techn. Elektronische Bauelemente", Karl-Marx-Stadt, 18. bis 20.1.1977

Wesch, W. und K. Mehl
Simulationsrechnungen zur Bestimmung der optischen Konstanten ionenimplantierter Oberflächenschichten in Silizium 8)

8.6.7. Humboldt-Universität Berlin, Sektion Physik,
Bereich O6 - Atomstoßprozesse der Festkörperphysik

Beloshitsky, V.V., M.A. Kumakhov and R. Wedell
Quantum Theory of spontaneous radiation by relativistic channeled particles (B 29) 1)

Bernhard, F.
Kernfusion - Energiequelle im Jahre 2000
Berufsschule Berlin-Chemie, Berlin, 7.4.1977

Bernhard, F.
Kontrollierte Kernfusion - Schlüssel zur Lösung des Energieproblems
Physikalische Schülersgesellschaft, Berlin, 27.9.1977

Bernhard, F. und H. Klose
Probleme der Mikroelektronik
Drei Vorträge in der SED-Bezirksleitung Schwerin und in zwei Betrieben in
Magdeburg, 8. bis 13.9.1977

Bernhard, F. und P.A. Steiniger
Neutronenbombe
URANIA-Vortragszentrum und Fernsehinterview, Berlin, 25.8.1977

Kerkow, H., F. Kudella and R. Wedell
Enhancements of Xe-(M) radiation during bombardment of copper crystals with
Xe-ions in low indicated directions (I 9) 1)

Kerkow, H. und F. Kudella
Profilmessung mit Hilfe ioneninduzierter Röntgenemission (A 5)
6. Tagung Physik und Elektronik, Berlin, 14. bis 17.11.1977

Schwabe, St.
Teilchen und Felder
Bezirkskabinett für Lehrerweiterbildung, Frankfurt/O., Februar 1977 und Berlin,
Juli 1977

Stolle, R.
Physik tiefer Temperaturen
Phänomene der Optik
Physikalische Schülergesellschaft Berlin, 5.4.1977, 25.10.1977

Stolle, R.
Schwingungen und Wellen
Bezirkskabinett für Lehrerweiterbildung, Frankfurt/O., Februar 1977 und Berlin,
Juli 1977

Wedell, R.
Über die Möglichkeiten spontaner Emission von γ -Quanten durch relativistische
kanalisierte Teilchen
Max von Laue-Kolloquium, Berlin, 15.4.1977

- a) IV. Schule Junger Kernphysiker, Rathen 19.11. bis 10.12.1976
- b) Arbeitstagung des WB Ionometrie der FSU Jena, Masserberg,
6. bis 11.12.1976
- c) Winterschule der Kernphysiker, Rathen, 28.2. bis 4.3.1977
- d) Frühjahrsschule "Neutronenstreuung", Rathen, 1. bis 6.4.1977
- e) Frühjahrsschule des Komplexes Ionenimplantation, Rathen,
11. bis 22.4.1977
- f) Kiev-Krakow-Rez-Rosendorf-Seminar, Kiev, 13. bis 16.4.1977
- g) Int. Conf. on Resonances in Heavy Ion Reactions, HVar/Yug., 30.5. bis 3.6.1977
- h) Int. Symp. on Nuclear Reaction Models, Balatonfüred, 27.6. bis 1.7.1977
- i) VIIth Int. Conf. on Atomic Collisions in Solids, Moskau, 19. bis 23.9.1977
- j) Int. Symp. on Neutron Inelastic Scattering, Vienna/Austria,
17. bis 21.10.1977
- k) Int. Symp. on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden,
19. bis 24.9.1977
- l) Int. Conf. on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardtsbrunn,
23. bis 29.10.1977
- m) 11. Int. Arbeitskolloqu. über Tandem-Beschleuniger, Dresden,
25. bis 28.10.1977
- n) CAMAC-Schule der AdW der DDR, Dresden,
18. bis 20.10.1976

- a) VI. Int. Symp. über Wechselwirkung schneller Neutronen mit Atomkernen, Gaußig, 22. bis 26.11.1976
- p) IV. Allunionskonf. über Neutronenphysik, Kiev, April 1977
- q) VII. Int. Symp. über Wechselwirkung schneller Neutronen mit Atomkernen, Gaußig, 21. bis 25.11.1977
- r) Kolloqu. über "Neue Ergebnisse auf dem Gebiet der Mößbauer-Spektrometrie" Freiberg, 2. und 3.2.1977
- s) Frühjahrsschule des WB Ionometrie der FSU Jena, Lobenstein, 11. bis 16.4.1977
- t) XII. Jahrestagung der VFK der DDR, Rostock, 9. bis 13.11.1977

8.7. Veranstaltungen

VI. Internationales Symposium über Wechselwirkung schneller Neutronen mit Atomkernen, Gaußig, 22. bis 26.11.1976

IV. Schule Junger Kernphysiker, Rathen, 19.11. bis 10.12.1976

Arbeitstagung des WB Ionometrie der FSU Jena, Messerberg, 6. bis 11.12.1976

V. Frühjahrsschule für Beschleunigungstechnik, Steinbach, 31.1. bis 4.2.1977

Zwei-Tages-Kolloqu. über "Neue Ergebnisse auf dem Gebiet der Mößbauerspektrometrie", gemeinsam veranstaltet von der Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, und der AG "Geräte und Anwendungen der Mößbauerspektrometrie" der Kommission für Spektrometrie der AdW der DDR, Freiberg, 2. und 3.2.1977

Winterschule der Kernphysiker, Rathen, 28.2. bis 4.3.1977

Frühjahrsschule "Neutronenstreuung", Rathen, 1. bis 6.4.1977

III. Frühjahrsschule für Automatisierung und Rechentechnik, Steinbach, 11. bis 15.4.1977

Frühjahrsschule des WB Ionometrie der Friedrich-Schiller-Universität Jena, Lobenstein, 11. bis 16.4.1977

Frühjahrsschule des Komplexes Ionenimplantation, Rathen, 11. bis 22.4.1977

International Symposium on High-Spin States and Nuclear Structure, Dresden, 19. bis 24.9.1977

Symposium on Few-Particle Problems in Nuclear Physics, Potsdam, 11. bis 14.10.1977

International Conference on Ion Implantation in Semiconductors, Reinhardtsbrunn, 23. bis 29.10.1977

II. Internationales Arbeitskolloquium über Tandem-Beschleuniger, Dresden, 25. bis 28.10.1977

VII. Internationales Symposium über Wechselwirkung schneller Neutronen mit Atomkernen, Gaußig, 21. bis 25.11.1977

8.8. Wissenschaftliche Preise

Institutspreise des Zentralinstituts für Kernforschung Rossendorf, Bereich KF

1. Preis für wissenschaftliche Arbeiten zur Vertiefung der wissenschaftlichen Grundlagen eines Fachgebietes

U. Hagemann und F. Dönnau

"Rumpf-Teilchendynamik in ungeraden Übergangskernen"

Sonderpreis für erfolgreiche internationale Wissenschaftskooperation

S. Frauendorf, F.R. May, K. Neergard und V.V. Pashkevich

"Einfluß der Rotation auf die Form des Atomkerns"

D. Jansen und R.V. Joloc

"Zur Symmetrie kollektiver Zustände in Atomkernen"

Bereich G

2. Preis für wissenschaftlich-methodische Arbeiten bzw. wissenschaftlich-technische Entwicklungsarbeiten

M. Friedrich und R. Günzel

"Verbesserung der Beschleunigung schwerer Ionen am Tandem-Generator EGP-10"

Preise des Bereiches KF, Zentralinstitut für Kernforschung

1. Preis für wissenschaftliche Leistungen

H.W. Barz, I. Rotter und A. Höhne

"Formulierung und Anwendung des Kontinuumschalenmodells mit Hilfe der Methode der gekoppelten Kanäle"

2. Preis für wissenschaftliche Leistungen

L. Funke, W.D. Fromm, H.J. Keller, R. Arlt und P.M. Gopytsch

"Multiplett Splitting und Isomerie in ^{142}Pm und ^{144}Eu "

3. Preis für wissenschaftliche Leistungen

K.H. Heinig, H.U. Jäger, L. Münchow, H. Richter und H. Woittennek

"Abweichungen der Röntgenlinie von der Lorentz-Form"

H.R. Klessner

"Berechnung der Wirkungsquerschnitte der Reaktion (π^+, γ) an Kernen der 1p-Schale"

W. Neubert

"Analyse von Anregungsreaktionen in (HI, xn) -Reaktionen auf der Grundlage eines einfachen Verdampfungsmodells"

2. Preis für wissenschaftlich-technische Leistungen

R. Grötzel, R. Klabes, U. Kreißig und A. Schmidt

"Untersuchung der Rückstoßimplantation von Oberflächenschichten auf Silizium"