



AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR

ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG  
ROSSENDORF BEI DRESDEN

ZfK-262

INDC SPECIAL 17

## Gemeinsamer Jahresbericht 1973

BA Freiberg, Sektion Physik, Lehrstuhl für Experimentalphysik  
KMU Leipzig, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Van de Graaff  
TU Dresden, Sektion Physik, Bereich Experimentalphysik IV  
ZfK Rossendorf, Bereich 2

Herausgeber: D. Netzband

September 1973

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

AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN DER DDR  
ZENTRALINSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG  
ROSSENDORF BEI DRESDEN

- Bereich 2 -

---

ZfK - 262

GEMEINSAMER JAHRESBERICHT 1973

BA Freiberg, Sektion Physik, Lehrstuhl für Experimentalphysik  
KMU Leipzig, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Van de Graaff  
TU Dresden, Sektion Physik, Bereich Experimentalphysik IV  
ZfK Rossendorf, Bereich 2

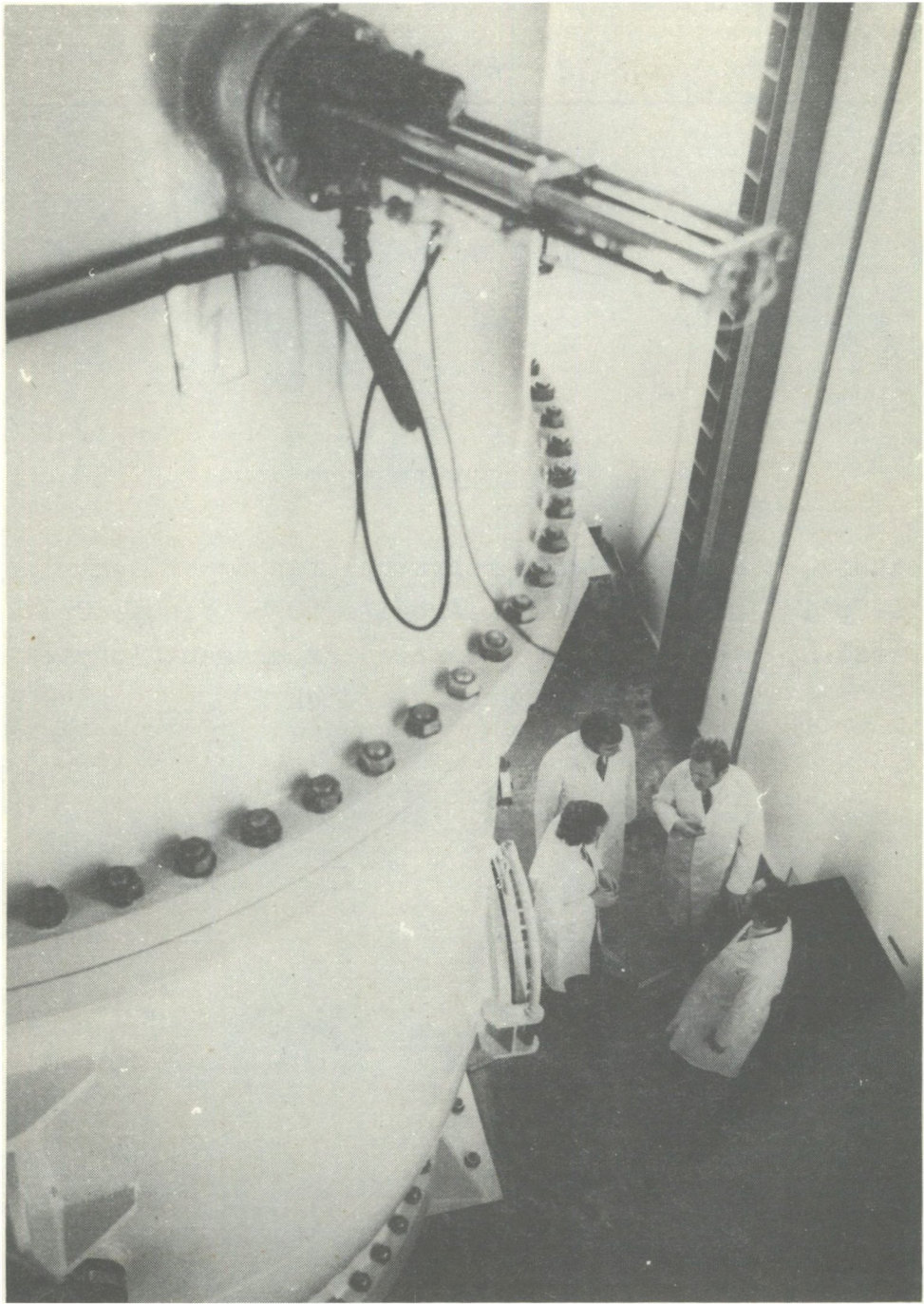
Herausgeber: D. Netzband

Redaktion: F. Dönau, H. Tyrroff, H. Müller, D. Netzband,  
K.-D. Schilling, H.-J. Wiebicke, G. Winter

Techn. Redaktion: I. Lippmann, Chr. Völzke

Als Manuskript gedruckt

September 1973



## Einleitung

Der vorliegende gemeinsame Jahresbericht 1973 soll dem Leser einen Überblick über die Ergebnisse der niederenergetischen Kernphysik in der DDR ermöglichen. Der Bericht erfaßt den Zeitraum von September 1972 bis August 1973 und enthält Beiträge aus dem Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf bei Dresden, der Bergakademie Freiberg, der Karl-Marx-Universität Leipzig und der Technischen Universität Dresden. Diese Einrichtungen arbeiten seit vielen Jahren eng zusammen. Auch einige Berichte über gemeinsame Arbeiten mit anderen Einrichtungen in der DDR wurden uns freundlicherweise wieder überlassen. Die enge Zusammenarbeit mit dem VIK Dubna wurde im letzten Jahr weiter ausgebaut und findet ihren Ausdruck in einer Reihe von Beiträgen. Über die gemeinsamen Experimente im FEl Obninsk (UdSSR), im UJF Řež (CSSR) und über erste Messungen mit Kollegen aus dem KFKI Budapest an unserem neuen Tandemgenerator wird ebenfalls berichtet.

Herausragendes Ereignis im vergangenen Berichtsjahr war die Inbetriebnahme des neuen sowjetischen Tandemgenerators EGP-10-1, mit dessen Lieferung, Aufbau und Anfahren uns von sowjetischer Seite für unsere künftigen Arbeiten ein ausgezeichneter Beschleuniger in großzügiger Weise übergeben wurde. Die angestrengte Arbeit des sowjetisch-deutschen Montage-Kollektivs wurde durch staatliche und gesellschaftliche Auszeichnungen gewürdigt. Weitere Ausführungen dazu sind im Kapitel 6 dargestellt.

In Zusammenarbeit mit Physikern aus dem Herstellerbetrieb in Leningrad begannen die Arbeiten am neuen Tandemgenerator mit der Eichung der Energie und anderen Untersuchungen der Strahlparameter. Ionenoptische Rechnungen führten zu einer Optimierung des Strahlführungssystems. Mit den vom Zyklotron übernommenen Mitteln der In-Beam-Spektroskopie konnten bereits vor der offiziellen Inbetriebnahme erste Experimente durchgeführt werden, die im Jahre 1973 zielstrebig fortgesetzt wurden. Erste Ergebnisse liegen auch auf dem Gebiet der Isobaranalogresonanzen vor. Für die geplanten zukünftigen Arbeiten auf dem Gebiet der Kernreaktionen wurden Streukammern aufgebaut und in Testexperimenten erprobt.

Wie die beiden vorangegangenen Jahresberichte enthält auch der gemeinsame Jahresbericht 1973 wieder eine Fülle von Material, das in fleißiger und begeisterter Arbeit unter hohem persönlichen Einsatz der Beteiligten entstand. Eine kurze Einschätzung ist den Kapiteln vorangestellt und kann hier unterbleiben. An der bewährten Gliederung wurde festgehalten.

Gegenüber dem letzten Bericht ist die Zahl derjenigen Berichte gestiegen, in denen kernphysikalische Methoden oder Geräte zur Lösung nicht kernphysikalischer Probleme eingesetzt werden. Diese Berichte sind nun in einem neuen Kapitel zusammengefaßt worden.

Da auch bei diesem Bericht die Beiträge wieder sehr spät vorlagen, blieb dem Herausgeber und der Redaktion nur die Zeit für eine grobe Überarbeitung. Die Fülle des eingereichten Materials und die Qualität der Beiträge würden in einigen Fällen ein Straffen rechtfertigen. Wegen der gegebenen Umstände wurden nur wenige Beiträge zurückgewiesen.

## II

Zusätzlich zur alljährlichen Winterschule wurde im letzten Berichtsjahr für junge Wissenschaftler erstmalig eine weitere Schule durchgeführt, die von den jungen Mitarbeitern auch inhaltlich selbst vorbereitet wurde und die großen Anklang fand. Ein Jubiläum war das X. Krakau-Rosendorf-Seminar, das gemeinsam mit dem IFJ Kraków seit über 10 Jahren durchgeführt wird und dieses Jahr im ZfK Rosendorf stattfand.

Für die Arbeiten werden nicht unbeträchtliche Mittel benötigt, die uns dank der weitsichtigen Wissenschaftspolitik von Partei und Regierung bereitstanden. Für vielseitige Unterstützung gebührt der Leitung der Akademie der Wissenschaften der DDR, dem Ministerium für Wissenschaft und Technik und dem Ministerium für Hoch- und Fachschulwesen der Dank aller Mitarbeiter.

Der Herausgeber möchte dem Redaktionskollegium, den Zeichnerinnen, den Schreibräften, den Mitarbeiterinnen der Foto- und Buchbinderabteilungen und allen anderen fleißigen Helfern für ihr Bemühen um die sorgfältige und schnelle Fertigstellung des Berichtes seinen Dank aussprechen.

Rosendorf, 3. September 1973

D. Netzband

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernreaktionen.	1
2. Arbeiten auf dem Gebiet der Kernspektrometrie	48
3. Arbeiten auf dem Gebiet der Kerntheorie	118
4. Anwendung kernphysikalischer Methoden	155
5. Präparative und analytische Arbeiten und Arbeiten am Massentrenner	175
6. Berichte zu den Beschleunigern	192
7. Arbeiten zur experimentellen Meßmethodik und zur kernphysikalischen Elektronik	211
8. EDV-Programme	236
9. Liste der Veröffentlichungen, Diplomarbeiten, Promotionen, Vorträge und Veranstaltungen	267

## Contents

	page
1. Nuclear Reactions	1
2. Nuclear Spectroscopy	48
3. Nuclear Theory	118
4. Applied Methods of Nuclear Physics	155
5. Mass Separator, Analytical and Preparative Work	175
6. Accelerators	192
7. Nuclear Electronics and Methods	211
8. Computer Codes	236
9. List of Publications and Lectures	267

## Содержание

	стр.
1. Ядерные реакции	I
2. Ядерная спектроскопия	48
3. Теория ядра	118
4. Прикладные методы ядерной физики	155
5. Масс-сепаратор, аналитические и препаративные работы	175
6. Ускорители	192
7. Ядерная электроника и методы измерения	211
8. Программы для ЭВМ	236
9. Список публикаций и докладов	267

## Kurzberichte

	Seite
1.1 Vorversuch für eine Messung der Reaktion ${}^2\text{H}(p,2p)n$ am Tandemgenerator B. Kühn, H. Kumpf, K. Möller, J. Mösner, W. Neubert, G. Schmidt, T. Stiehler und T. Streil	2
1.2 Experimente zur Untersuchung der Clusterstruktur leichter Kerne mit hochenergetischen Protonen W.I. Komarow, G.E. Kosarew, E.S. Kusmin, A.G. Molokanow, G.P. Reschetnikow, O.W. Sawtschenko und S. Tesch	3
1.3 Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Deuteronen-Knockout aus Li, Be und C mit Protonen im Energiebereich 380 - 665 MeV W.I. Komarow, G.E. Kosarew, G.P. Reschetnikow, O.W. Sawtschenko und S. Tesch	4
1.4 Untersuchung der Kernreaktionen ${}^{16}\text{O}(d,p){}^{17}\text{O}$ und ${}^{16}(d,\alpha){}^{14}\text{N}$ im Bereich niedriger Deuteronenenergien D. Grambole, R. Klages und G. Kießig	6
1.5 Vorversuche zur Untersuchung der Anregungsfunktion bei ${}^{15}\text{N}(p,p')$ K. Beckert, K. Ernst, H.-U. Gersch, D. Grambole, E. Hentschel, F. Herrmann, H. Müller, I. Probst, C. Schneiderei, H. Schobbert, J. Thomas und D. Wohlfarth	6
1.6 M1-Übergangswahrscheinlichkeiten im Isospinformalismus H.-U. Gersch	7
1.7 Zur Anregung der $g_{9/2}$ -Isobaranalogresonanz in ${}^{53}\text{Mn}$ K. Beckert, H.-U. Gersch, D. Grambole, F. Herrmann, P. Kleinwächter, Ch. Schneiderei, H. Schobbert und H.J. Thomas	10
1.8 Messung der $g_{9/2}$ - und der $d_{5/2}$ -Isobaranalogresonanz in ${}^{59}\text{Cu}$ K. Beckert, H.-U. Gersch, F. Herrmann, H. Schobbert, I. Fodor und I. Szentpétery	13
1.9 Messung der Coulombverschiebungsenergien der ersten beiden Isobaranalogzustände im ${}^{61}\text{Cu}$ R. Koch, W. Rudolph, P. Gippner, P. Kleinwächter und E. Klar	15
1.10 Messung der Anregungsfunktion der Reaktion ${}^{60}\text{Ni}(p,\gamma_0){}^{61}\text{Cu}$ mit einer dicken Folie R. Koch	17
1.11 Vergleich von analogem ( $\Delta T=1$ )- $\beta$ - und $\gamma$ -Zerfall für ${}^{61}\text{Cu}$ R. Koch	20
1.12 Die Abhängigkeit der magnetischen Dipolmomente einiger ug-Kerne vom Isospin R. Koch	21
1.13 M1-( $\Delta T=1$ )-Übergänge bei Anwesenheit eines ( $J=0, T_0$ )-Cores R. Koch und W. Rudolph	23
1.14 Absolute Nichtgleichgewichts- und Gleichgewichtsanalyse von Neutronenemissionsspektren in einem breiten Massenzahlbereich D. Hermsdorf, S. Sassonoff, D. Seeliger, K. Seidel und W.D. Toneev	25



- 1.15 Querschnitte der unelastischen Wechselwirkung von  
14,6 MeV-Neutronen  
D. Hermsdorf, S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel 28
- 1.16 Bestimmung der Breiten von Vergleichgewichtszuständen aus  
absoluten Spektren der unelastischen Neutronenstreuung  
D. Hermsdorf, S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel 30
- 1.17 Untersuchung des Reaktionsmechanismus bei der unelastischen  
Streuung von 3,2 MeV-Neutronen an  $^{52}\text{Cr}$   
J. Höhn und G. Kießig 31
- 1.18 Messungen der elastischen und unelastischen Streuquer-  
schnitte für 2,5 bis 3,5 MeV-Neutronen an  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  
 $^{55}\text{Mn}$  und  $^{209}\text{Bi}$   
M. Mohamed, Th. Schweitzer, K. Seidel und S. Unholzer 33
- 1.19 Bestimmung der Teilchenwechselwirkung in Atomkernen über  
Spinabschneidefaktoren aus der unelastischen Neutronen-  
streuung  
A.W. Ignatjuk, D. Hermsdorf, S. Sassonoff, D. Seeliger  
und K. Seidel 37
- 1.20 Neutronenspektrometrie am Protonenstrahl des Tandembe-  
schleunigers  
D. Hinke, J. Kayser, W. Pilz, D. Schmidt und D. Seeliger 38
- 1.21 Differentielle Querschnitte der unelastischen Streuung von  
14 MeV-Neutronen am Na, Si, Ca, Ga, Se, Br, Zr, Cd, In, Sn,  
J, W, Hg, Pb und Bi  
J. Göbel, A. Meister, D. Seeliger, K. Seidel und F. Shahin 39
- 1.22 Präcompound- und Compoundkernemission bei Kernreaktionen mit  
mehrfacher Nukleonenemission nach Einschluß von 14 MeV-Neu-  
tronen  
U. Herrmann, D. Seeliger und K. Seidel 41
- 1.23 Präcompoundemission und optisches Potential  
U. Herrmann, R. Reif, D. Seeliger und K. Seidel 43
- 1.24 Zu Problemen pleochroitischer Höfe  
D. Netzband 45
- 1.25 Zum Mechanismus der Reaktion  $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}$  zwischen 1,1 und  
1,2 MeV  
W. Dolak 45
- 2.1 Über den Zusammenhang zwischen der Struktur der Mesoröntgen-  
spektren und der Depolarisation negativer Myonen  
V.S. Evseev, H.-G. Ortlepp, V.S. Roganov, B.M. Sabirov,  
H. Haupt und R. Arlt 49
- 2.2 Spektroskopie neutronenreicher Kerne mit Hilfe der Emsonhib-  
Anlage im VIK Dubna  
H. Guratzsch, A.P. Kabachenko, I.V. Kuznetsov,  
K. Siwek-Wilczynska und N.I. Tarantin 50
- 2.3 Teilchen-Gamma-Koinzidenzmessungen an  $^{76,77,78,80,82}\text{Se}$   
E. Hentschel, H. Müller und D. Wohlfarth 52

	Seite
2.4 Untersuchung des $\beta$ -Zerfalls der kurzlebigen Isotope $^{77}\text{Rb}$ und $^{78}\text{Rb}$ W. Habenicht, M. Jachim, J. Liptak, H.-G. Ortlepp, U. Siebert, R. Arlt und H. Tyrroff	55
2.5 Zum Zerfall des hochangeregten Isomers in $^{105}\text{Cd}$ C. Heiser, H.F. Brinckmann, W.D. Fromm, U. Hagemann und H. Rotter	56
2.6 Isomerie und Bandenstruktur in $^{107}\text{Cd}$ U. Hagemann, H.F. Brinckmann, W.D. Fromm, C. Heiser und H. Rotter	57
2.7 Energieniveaus und Isomerie in $^{112}\text{In}$ W.D. Fromm, H.F. Brinckmann, U. Hagemann, C. Heiser und H. Rotter	59
2.8 Untersuchung kollektiver Niveaus in $^{115}\text{In}$ und $^{117}\text{In}$ W.D. Fromm, H.F. Brinckmann, U. Hagemann, C. Heiser und H. Rotter	61
2.9 Ein kurzlebiger isomerer Kernzustand in $^{115}\text{Sb}$ W.D. Fromm, H.F. Brinckmann, U. Hagemann, C. Heiser und H. Rotter	64
2.10 Die Untersuchung der Zerfallsschemata kurzlebiger, ungerader Ba-Isotope R. Arlt, E. Herrmann, G. Musiol, G. Beyer, H. Haupt, A. Jasinski, H.-G. Ortlepp und W. Neubert	66
2.11 Lebensdauern der $11/2^-$ -Zustände in $^{145}\text{Eu}$ , $^{143}\text{Pm}$ , $^{141}\text{Pr}$ und $^{139}\text{La}$ W.D. Fromm, L. Funke und K.D. Schilling	67
2.12 Multiplettaufspaltung und Übergangswahrscheinlichkeiten in $^{142}\text{Pm}$ und $^{144}\text{Eu}$ L. Funke, W.D. Fromm, H.J. Keller, R. Arlt und P.M. Gopytsch	70
2.13 Die Untersuchung angeregter Niveaus in $^{159}\text{Tb}$ mittels der (p,2n)-Reaktion G. Winter, L. Funke, P. Kemnitz, H. Sodan und E. Will	72
2.14 Einfluß nichtadiabatischer Effekte auf E1-Übergangswahrscheinlichkeiten in $^{157}\text{Dy}$ W. Andrejtscheff, P. Manfraß, H. Rotter und K.D. Schilling	74
2.15 Nanosekunden-Lebensdauermessungen in $^{162}\text{Ho}$ und $^{164}\text{Ho}$ K.D. Schilling, W. Andrejtscheff und P. Manfraß	75
2.16 Bandenmischung in ungeraden Erbiumisotopen W. Andrejtscheff, P. Manfraß, H. Prade, K.D. Schilling, W. Seidel und G. Winter	76
2.17 Elektromagnetische Übergangswahrscheinlichkeiten in ungeraden Erbiumisotopen W. Andrejtscheff und P. Manfraß	79
2.18 $\gamma$ -Spektroskopie bei der ( $\alpha$ ,p)-Reaktion am Zyklotronstrahl F. Dubbers und G. Winter	81

## VII

	Seite
2.19 Zum Zerfall $^{169}\text{Yb}(\text{EC})^{169}\text{Tm}$ L. Funke, G. Hedt, F. Dubbers und H. Sodan	82
2.20 Die Untersuchung von $^{169}\text{Tm}$ in der (p,2n)-Reaktion L. Funke, P. Kemnitz, H. Sodan, E. Will und G. Winter	83
2.21 Die Rotationsbanden $1/2^+[411]$ und $1/2^-[541]$ in $^{175}\text{Lu}$ G. Winter, W. Andrejtscheff, L. Funke, P. Manfraß und H. Sodan	85
2.22 Nanosekunden-Isomere in $^{176}\text{Lu}$ W. Seidel, W. Andrejtscheff und P. Manfraß	86
2.23 Isomerieuntersuchungen in $^{179}\text{Hf}$ W. Seidel, W. Andrejtscheff und P. Manfraß	89
2.24 Gleichgewichtsdeformation und E1-Übergangswahrscheinlichkeiten in ungeraden Lu- und Ta-Isotopen W. Andrejtscheff, P. Manfraß, F.R. May und L. Münchow	91
2.25 Rotationsbanden und $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten in $^{179}\text{Ta}$ P. Manfraß, W. Andrejtscheff, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter	92
2.26 Absolute $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten in $^{182}\text{Ta}$ W. Andrejtscheff, P. Manfraß und W. Seidel	95
2.27 Elektrische Dipolübergänge in $^{179}\text{W}$ W. Andrejtscheff, P. Manfraß, K.D. Schilling und L. Käubler	98
2.28 Die Untersuchung von Anregungszuständen des $^{185}\text{Re}$ mit Hilfe der Reaktion $^{186}\text{W}(p,2n)$ P. Kemnitz, L. Funke, H. Sodan, E. Will und G. Winter	100
2.29 Nanosekunden-Lebensdauern in $^{188}\text{Re}$ K.D. Schilling und L. Käubler	100
2.30 Erste Experimente am $^3\text{He}$ -Strahl in Řež L. Funke, P. Kemnitz, H. Sodan, G. Winter, J. Adam, J. Jursik, L. Maly, A. Spalek, D. Venos und J. Vobořil	101
2.31 Die Beschreibung der Rotationszustände des Kerns $^{185}\text{Os}$ H. Sodan, W.D. Fromm, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter	103
2.32 Rotationszustände in $^{187}\text{Os}$ H. Sodan, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will, G. Winter und J. Berzins	105
2.33 Die Untersuchung des $^{187}\text{Ir}$ P. Kemnitz, L. Funke, H. Sodan und G. Winter	105
2.34 Anregung von Niveaus in $^{189}\text{Ir}$ mit Hilfe der Reaktion $^{187}\text{Re}(\alpha,2n)$ P. Kemnitz und M. Süß	107
2.35 Die Untersuchung von Rotationszuständen in ungeraden deformierten Kernen L. Funke, K.H. Kaun, P. Kemnitz, H. Sodan und G. Winter	109

	Seite
2.36 Der Einfluß der Hexadekapoldeformation auf die Matrixelemente einiger Einteilchenoperatoren G. Winter	109
2.37 Modellberechnung elektromagnetischer Übergangswahrscheinlichkeiten in ungeraden deformierten Kernen W. Andrejtscheff, F.R. May und G. Winter	112
2.38 Einfluß der Paarkorrelationen auf E1-Übergänge in deformierten uu-Kernen W. Andrejtscheff	114
2.39 Betrachtungen zur Halbwertszeitsystematik der spontan spaltenden Pu-Isomere R. Schmidt und H.F. Brinckmann	115
3.1 Untersuchung des Einflusses der p- und f-Wellenkontinua in der Reaktion $n + {}^{15}\text{N}$ H.W. Barz, I. Rotter und J. Höhn	119
3.2 Untersuchung von Resonanzzuständen positiver Parität mit 2p-2h-Struktur in der Reaktion ${}^{15}\text{N}(p,n){}^{15}\text{O}$ H.W. Barz, I. Rotter, J. Höhn und F. Seidel	120
3.3 Berechnung von Einteilchenbreiten im Kontinuum-Schalenmodell H.W. Barz, I. Rotter und J. Höhn	122
3.4 Neuere Entwicklungen in der Theorie von Stripping-Reaktionen zu ungebundenen Zuständen H.W. Barz, A.M. El-Naiem und V.E. Bunakov	123
3.5 Müoneinfang an leichten Kernen R. Wunsch	123
3.6 Doppelstreukorrektur bei der unelastischen Streuung H. Iwe	124
3.7 Dichteabhängige effektive Wechselwirkung endlicher Reichweite und L=2-Übergänge bei der Reaktion ${}^{90}\text{Zr}(p,p')$ R. Reif	125
3.8 Dichteabhängige Zweiteilchenkräfte vom Migdal-Typ und unelastische Nukleonenstreuung R. Reif	127
3.9 Erklärung einer Spinabhängigkeit der unelastischen Nukleonenstreuung an ungeraden Kernen der 2p1f-Schale R. Reif und R. Schmidt	129
3.10 Hauser/Feshbach-Korrekturen zu einer DWBA-Analyse der Reaktion ${}^{28}\text{Si}(d,p){}^{29}\text{Si}$ bei $E_d = 10$ MeV G. Kießig und R. Reif	131
3.11 Untersuchung des Neutroneneinfangs an mittelschweren Kernen J. Höhn und V. Riehn	133
3.12 Müoneinfang an ${}^{14}\text{N}$ H.R. Kissener, A.A. Aswad, H.U. Jäger und R.A. Eramshian	134

	Seite
3.13 Schalenmodellrechnungen für Zustände anomaler Parität in 1p-Schalenkernen H.R. Kissener, A.A. Aswad, H.U. Jäger und R.A. Eramshian	135
3.14 Eine neue Parametrisierung des kollektiven Hamiltonians für die Beschreibung von Quadrupolvibrationszuständen F. Dönau, H. Reinhardt, D. Janssen und R.V. Jolos	135
3.15 Die Kopplung von nichtkollektiven Zuständen an die kollektive Bewegung H. Reinhardt und F. Dönau	138
3.16 Der Einfluß der nichtkollektiven Phononen auf das Zwei-Phononentriplett in Vibrationskernen H. Reinhardt und F. Dönau	138
3.17 Ein Modell schwacher Kopplung für deformierte Kerne, angewandt auf $^{29}\text{Si}$ H.J. Wiebicke und L. Münchow	139
3.18 Coriolis-Kopplung in geraden Kernen L. Münchow und F.R. May	141
3.19 Interpretation des Abschwächungsfaktors in ungeraden Kernen L. Münchow und F.R. May	142
3.20 Zur Existenz einer direkten Kopplung zwischen zwei Rotationsbanden mit $\Delta K > 1$ F.R. May und L. Münchow	144
3.21 Mikroskopische Berechnung der Rotationsparameter für Atomkerne mit ungerader Massenzahl F.R. May und L. Münchow	145
3.22 Phänomenologische Beschreibung der Grundzustands-Rotationsbanden in gg-Kernen N.d. Thang, F.R. May und L. Münchow	147
3.23 Spektrale Verteilung der Eigenwerte des Hamiltonoperators N.d. Thang und L. Münchow	149
3.24 Untersuchung des Antipairingeffekts N.d. Thang, F.R. May, L. Münchow und S. Frauendorf	151
3.25 Berechnung des Viereckgraphen für die elastische und unelastische Proton-Deuteron-Streuung K. Möller	153
4.1 Anregung charakteristischer Röntgenstrahlung durch Protonenbeschuß Ch. Bauer, R. Gröttschel, K. Hohmuth, R. Klages, U. Kreißig, R. Mann und W. Rudolph	155
4.2 Rückstreuungsmessungen an $\text{SiO}_2$ -belegten Si-Oberflächen Ch. Bauer, R. Gröttschel, R. Klages, U. Kreißig, R. Mann, W. Rudolph, A. Schmidt und Ch. Weise	156
4.3 Untersuchungen zur Rückstoßimplantation von Cu in Si R. Gröttschel, R. Klages, U. Kreißig, W. Rudolph, A. Schmidt, J. Schöneich, H. Seifahrt, H. Beulich und R. Roß	156

	Seite
4.4 Bestimmung von Dotierungsprofilen in implantiertem Silizium R. Roß und H. Beulich	157
4.5 Zur Energie- und Temperaturabhängigkeit des <111>-Richtungsschattens auf Protonogrammen von Germanium- und Silizium-Einkristallen F. Zsmijovszky, V. Geist, R. Flagmeyer, G. Otto und L. Bauriegel	159
4.6 Die Quadrupolwechselwirkung auf $^{111}\text{Cd}$ in polykristallinem Magnesium A. Andreeff, H.-J. Hunger und S. Unterricker	161
4.7 Magnetische Hyperfeinwechselwirkungen auf $^{111}\text{Cd}$ in Eisen und Eisen-Aluminium-Legierungen A. Andreeff, H.-J. Hunger und S. Unterricker	162
4.8 Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der magnetischen Hyperfeinwechselwirkungen auf $^{111}\text{Cd}$ in $\text{Fe}_3\text{Al}$ A. Andreeff, H.-J. Hunger und S. Unterricker	163
4.9 Die Temperaturabhängigkeit der Quadrupolwechselwirkung auf $^{111}\text{Cd}$ bei höheren Temperaturen A. Andreeff, H.-J. Hunger und S. Unterricker	164
4.10 Zur Änderung der Annihilationsparameter bei Deformation von Metallen O. Brümmer, G. Brauer, G. Dlubek und W. Andrejtscheff	165
4.11 Messungen der dopplerverbreiterten Annihilationsliniengestalt an unterschiedlich deformierten und ausgeheilten Nickelproben O. Brümmer, G. Brauer, G. Dlubek, W. Andrejtscheff und P. Manfraß	168
4.12 Messungen von Positronenlebensdauern in Flüssigkristallen mit und ohne Einfluß eines elektrischen Feldes O. Brümmer, U. Marx, G. Dlubek und W. Andrejtscheff	171
4.13 Bestimmung der Borkonzentration in Silizium mit der Reaktion $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ R. Gröttschel, R. Klages, U. Kreißig, R. Mann, W. Rudolph und Ch. Weise	173
5.1 Bestimmung von Implantationsprofilen mittels elektrischer Messungen D. Panknin, A. Schmidt, A. Zetzsche und H. Beulich	175
5.2 Die anodische Oxydation als Vorstufe zur Profiluntersuchung implantierter Si-Scheiben G. Mende und G. Küster	177
5.3 Optische Charakterisierung der Oberflächengüte von geätzten Si-Halbleiterscheiben K. Wollschläger, L. Zollfrank und G. Küster	178
5.4 Zur Fotoempfindlichkeit ionenimplantierter Si-Kernstrahlungsdetektoren M. Deutscher, K. Hohmuth, Ch. Weise und K. Wollschläger	179

	Seite
5.5 Ionenimplantierte Si(pn)-Detektoren mit oxidpassiviertem Rand M. Deutscher, H. Richter, J. Schöneich und Ch. Weise	180
5.6 Über den Signalanstieg für Teilchenstrahlung in einem Halbleitersperrschichtzähler mit heterogenem Basiswiderstand M. Deutscher und R. Klages	182
5.7 Röntgenspektrometer mit Halbleiterdetektor U. Lorenz, H. Ulrich, Chr. Weise, K. Schöps, K. Matauschk und K. Schwerd	183
5.8 Elektromagnet für einen Massentrenner J. Altmann, A. Schmidt, J. Schöneich und H. Schuster	185
5.9 Stromstabilisierung für den Elektromagneten eines Massentrenners G. Kluttig	187
5.10 Dreieckimpulsgenerator J. Altmann, K.-D. Butter, B. Fuder und V. Mieth	188
5.11 Universeller Meßplatz zur Messung des spezifischen Widerstandes von Halbleitermaterial D. Franz, H. Muschter, D. Pröhl und A. Schmidt	189
6.1 Die Inbetriebnahme des Tandem-Generators EGP-10-1 H. Matthes, E. Richter und R. Weibrecht	192
6.2 Erste Betriebsergebnisse am Tandem-Generator EGP-10-1 H. Matthes und Sh. Turuc	196
6.3 Die Beschleunigung von Stickstoffionen mit dem Tandem-Generator EGP-10-1 H. Matthes und L. Steinert	197
6.4 Der Betrieb des Zyklotrons U-120 B. Anders und H. Odrich	199
6.5 Magnetfeldmessung am Zyklotron U-120 B. Hartmann und G. Kerber	201
6.6 Der Betrieb des 2 MV-Van-de-Graaff-Generators H. Matthes und Sh. Turuc	202
6.7 Der Einsatz eines Prozeßrechners am Zyklotron U-120 M. Borkenhagen und B. Hartmann	202
6.8 Energieeichung des Rossendorfer Tandem-Generators R. Göhler, B. Kühn und J. Mösner	204
6.9 Strahlleitung am Tandem-Generator für Experimente mit geringem Untergrund H.-U. Gersch	206
6.10 Aufbau und Erprobung eines optimierten Ionenleiters am Tandem-Generator H.-U. Gersch, H. Kumpf, J. Mösner, W. Neubert, G. Schmidt und T. Stiehler	208

	Seite
6.11 Nanosekunden-Pulsung des Tandem-Generators EGP-10M im PEI Obninsk A.I. Glotow, G.N. Lowtschikowa, W. Nesterenko, W.A. Romanow, W.I. Spirin, A. Trufanow, P. Eckstein, H. Helfer, D. Lehmann, W. Linke und D. Seeliger	209
7.1 Zwei neue Streukammern zur Untersuchung von Kernreaktionen J. Mösner, G. Schmidt, T. Stiehler und M. Rahn	211
7.2 Zum Schwärzungsvermögen von Protonen (0,25 - 1,2 MeV) am fototechnischen ORWO-Film FU-5 V. Geist und R. Flammeyer	212
7.3 Temperierung von Einkristallen für Channeling- und Blocking-experimente L. Bauriegel	214
7.4 Targetheizungen für die Messung magnetischer Momente am Teilchenstrahl L. Schneider und H. Prade	215
7.5 Effektivitätsdarstellung für Ge(Li)-Detektoren W.D. Fromm	217
7.6 Die Tastung von Kurzzeitfotovervielfachern im Nanosekundenbereich R. Arlt, D. Hoffmann und G. Musiol	220
7.7 Lebensdauermessungen nach der Methode der gedämpften Dopplerverschiebung E. Hentschel, H. Müller und D. Wohlfarth	222
7.8 Fortschritte in der Messung von Nanosekunden-Isomeren am Teilchenstrahl P. Manfraß, W. Andrejtscheff, F. Dubbers, K.D. Schilling und W. Seidel	223
7.9 Zeitnahme mit Ge(Li)-Detektoren unter Verwendung einer Impulsformauswahl P. Manfraß, W. Andrejtscheff, K.D. Schilling und W. Seidel	225
7.10 Interface-Einheit für einen Kleinrechner KRS 4200 zur Verwendung als Vielkanal-Analysator W. Meiling, S. Gläser, W. Grimm, J. Skusa, F. Weinrich und E. Wunderlich	227
7.11 Ein einfaches, vielseitig verwendbares Prüfgerät für Leiterplatten mit TTL-Schaltkreisen W. Hirsch	229
7.12 Logikprüfstift für TTL-Digitalschaltungen W. Hirsch, G. Kloß und W. Meiling	230
7.13 Prüfeinrichtung für TTL-Schaltkreise W. Hirsch	231
7.14 Meßsystem zur kernspektrometrischen Untersuchung kurzlebiger radioaktiver Isotope B. Hahn, H. Haupt, W. Habenicht, S.W. Medwed, H.-G. Ortlepp, U. Siebert, A.N. Sinaev, R. Arlt, G. Musiol und H. Strusny	232



	Seite
7.15 Arbeiten zum Aufbau des Meßzentrums D. Baldauf, S. Feigenspan, R. Fülle, G. Lang, Ch. Kluge, K.-H. König, B. Kralitschek, W. Krebs, S. Kühnert, G. Kloß und W. Meiling	233
7.16 Ein Betriebssystem für die Erfassung und Verdichtung von Meßdaten mit Hilfe von Kleinrechnern R. Fülle	234
7.17 Programm-Moduln für die Meßdatenerfassung und -verarbeitung mit Hilfe von Kleinrechnern R. Fülle, G. Lang, Chr. Schneiderei und W. Balle	235
8.1 Erweiterung des Formfaktorprogrammes FIFI zur Berechnung direkter unelastischer Streuprozesse R. Reif	236
8.2 ANNE - Ein Direkt-Compound-Interferenz-Programm W. Dolak	238
8.3 HOP-FROG - Ein Programmsystem zur Untersuchung von Resonanz- reaktionen im Kontinuum-Schalenmodell für nichtmagische Kerne H.W. Barz, I. Rotter und J. Höhn	239
8.4 FISPRO III - Ein FORTRAN-Programm zur Berechnung von Neutro- neneinfangquerschnitten im keV- und MeV-Bereich auf der Grundlage des statistischen Modells unter Berücksichtigung direkter und kollektiver Effekte J. Höhn und V. Riehn	239
8.5 RACK 1 E - Schalenmodellprogrammteil für eine Teilchenart J. Rösner und H.R. Kissener	240
8.6 PHONON - Ein Programm zur Diagonalisierung von anharmonischen Phononen-Hamiltonians und zur Berechnung von E2-Übergangs- wahrscheinlichkeiten F. Dönau, H. Reinhardt, D. Janssen, H.W. Barz und R. Wünsch	241
8.7 Programme zur Berechnung von Multiplettaufspaltung und -übergangswahrscheinlichkeiten in u-u-Kernen W.D. Fromm	241
8.8 WEAK-COUPPLING - Ein Algolprogramm zur Berechnung von Wellen- funktionen und Energieeigenwerten deformierter Kerne im Mo- dell schwacher Kopplung H.J. Wiebicke	242
8.9 Ein neues Programm für das Nilsson-Modell mit Hexadekapol- deformation G. Winter	243
8.10 JONNY 7 - Ein Algolprogramm zur Berechnung der Gleichge- wichtsdeformation von Ein-Quasiteilchenzuständen F.R. May und W. Andrejtscheff	244
8.11 BAMI - Ein Algolprogramm zur Bandenmischung mit projizierten Drehimpulseigenfunktionen bei Atomkernen mit ungerader Mas- senzahl F.R. May	245
8.12 Zur numerischen Berechnung der Wignerschen $d_{K_1 K_2}^I(\beta)$ -Funktion R. Klemm und F.R. May	245

	Seite
8.13 Monte-Carlo-Programme zur Modellierung der Ortsverteilungen abgebremster Alpha-Strahlen in radioaktiven Verfärbungshöfen D. Netzband	246
8.14 Untersuchungen zur nicht-linearen Optimierung (Rechenprogramme) G. Winter und F. Donath	248
8.15 Das Optimierungsprogramm VAROPTII W.D. Fromm	250
8.16 Das Auswerteprogramm TANCAB zur Energieeichung mit (p,n)-Schwellen D. Netzband	251
8.17 Das ionenoptische Programm SYS2 H.-U. Gersch	253
8.18 Rechenprogramme zur Teilchenspektroskopie E. Hentschel, H. Förtsch und G. Zschornack	254
8.19 Untersuchungen zur Anwendbarkeit der quadratischen Optimierung für die Spektrenentfaltung E. Hentschel	256
8.20 TPICO - Ein Programm zur Vorauswertung von $\gamma$ -Spektren an Kleinrechnern R. Fülle, S. Müller und W. Wawra	256
8.21 WINKEL - Ein Programm zur Darstellung der Winkelverteilungskoeffizienten in Abhängigkeit vom Mischungsparameter U. Hagemann	257
8.22 MISCH - Ein Programm zur Berechnung gemischter Zerfallskurven U. Hagemann	258
8.23 Halbwertszeitbestimmung durch Entfaltung W.D. Fromm	259
8.24 Programme zur maschinellen Auswertung von Zeitspektren W. Seidel und W. Andrejtscheff	261
8.25 Programm zur Berechnung absoluter Präcompoundemissionsspektren durch Verwendung des Imaginärteiles im optischen Potential U. Herrmann, R. Reif, D. Seeliger, K. Seidel und U. Seidemann	261
8.26 Modulares Programmsystem zur Auswertung von Neutronenflugzeitspektren an der BESM-6 L. Hantzsch und J. Schöne	262
8.27 Test eines Programmes zur Spektrenentfaltung L. Hantzsch und J. Schöne	264
8.28 Modulares Programmsystem zur Auswertung von Neutronenflugzeitspektren am KRS 4200 L. Hantzsch, J. Schöne, G. Schmidt und H.J. Wilpert	265
8.29 KUDI - Ein Programm zur Nutzung des Zeichenautomaten DIGIGRAF 1008 mit der BESM-6 J. Schöne	266

## 1. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNREAKTIONEN

Die Anstrengungen der auf dem Gebiet der Kernreaktionen arbeitenden Gruppen waren im Berichtszeitraum in der Hauptsache auf die Vorbereitung und den Beginn der Experimente am Tandemgenerator und die Unterstützung des Beschleunigerkollektivs bei der Eichung und Untersuchung der Betriebseigenschaften der Maschine gerichtet. Erste Ergebnisse konnten auf dem Gebiet der Isobaranalogresonanzen erzielt werden. Erfreulicherweise konnte eines dieser Experimente in Zusammenarbeit mit Kollegen vom KFKI Budapest durchgeführt werden. In einem Vorversuch wurde die neue Streukammer und die Elektronik für ein kinematisch vollständiges Experiment über den Deuteronenaufbruch erfolgreich getestet. Ferner wurden Messungen zur Resonanzanalyse der Reaktion  $^{15}\text{N}(p,p')$  begonnen. Die Kollegen von der Technischen Universität Dresden erprobten eine Apparatur für die Untersuchung von (p,n)-Reaktionen am Tandem.

Sehr erfolgreich wurden die experimentellen und theoretischen Arbeiten über die Emission aus Präcompoundzuständen bei der unelastischen Neutronenstreuung von der Gruppe an der Technischen Universität Dresden weitergeführt. In Zusammenarbeit mit einem Kollegen am VIK Dubna konnten erstmalig die Spektren der unelastischen Neutronenstreuung mit Präcompound- und Compoundanteil ohne anzupassende Parameter berechnet werden. Ferner konnten die Breiten von zerfallenden Präcompoundzuständen bestimmt werden. Das experimentelle Material über die unelastische Neutronenstreuung für 14,6 MeV und für den Energiebereich 2,5 bis 3,5 MeV wurde erheblich erweitert.

An den 2 MeV-Van-de-Graaff-Generatoren des ZfK und der Karl-Marx-Universität Leipzig wurden eine Reihe von Untersuchungen über den Mechanismus von (d,p)-Reaktionen an  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$  abgeschlossen. Im Falle von  $^{16}\text{O}$  gelang eine Trennung der Querschnitte in einen direkten und einen Compoundanteil. Im Falle von  $^{12}\text{C}$  konnte eine solche Trennung nicht erreicht werden, da die physikalischen Voraussetzungen für die Anwendung der Hauser-Feshbach-Theorie nicht gegeben waren.

In Zusammenarbeit mit dem VIK Dubna auf dem Gebiet der hochenergetischen Kernphysik entstanden zwei Arbeiten über die quasielastische Streuung von hochenergetischen Protonen (660 MeV) an leichten Kernen. Die Resultate dieser Arbeiten geben Auskunft über die Clusterstruktur der Targetkerne.

B. Kühn

### 1.1 VORVERSUCH FÜR EINE MESSUNG DER REAKTION ${}^2\text{H}(p,2p)n$ AM TANDEMGENERATOR

B. Kühn, H. Kumpf, K. Möller, J. Mösner, W. Neubert, G. Schmidt,  
T. Stiehler und T. Streil

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Seitdem es möglich ist, die Faddeevgleichungen für das 3-Nukleonensystem unter stark vereinfachten Annahmen rechnerisch zu lösen, hat das Interesse an Messungen des Deuteronen-Aufbruchs stark zugenommen. So wurden z.B. von Klein et al. [1] Absolutwerte des Wirkungsquerschnitts der  $\text{H}(d,2p)n$ -Reaktion unter den kinematischen Bedingungen der  $np$ -Endzustandswechselwirkung und der  $pp$ -Quasifreistreuung gemessen und mit Ergebnissen eines von Ebenhöf geschriebenen Rechenprogramms [2] verglichen, das die Faddeevgleichungen für separable Potentiale und ohne Coulombwechselwirkung löst.

Ziel unserer Arbeit ist ein ähnlicher Vergleich unter anderen kinematischen Bedingungen. Um die Meßapparatur zu testen, wurde in einem Vorversuch die Reaktion  ${}^2\text{H}(p,2p)n$  bei der Winkelkombination  $\theta_{p1} = -\theta_{p2} = 30^\circ$ ,  $\phi = 180^\circ$  gemessen. Der 8,5 MeV-Protonenstrahl des Tandemgenerators wurde auf das deuterierte Polyäthylentarget (Dicke =  $2\text{mg}/\text{cm}^2$ ) fokussiert (siehe Bericht 6.10) (Brennfleck:  $3\text{mm}^2$ ), das sich zusammen mit den zwei implantierten OB-Detektoren (Dicke = 1 mm) [3] und den Vorverstärkern in einer Streukammer (siehe Bericht 7.1) befand.

Bei einem Strahlstrom von  $0,05\ \mu\text{A}$  und einer Winkelöffnung der beiden Detektoren von  $4,9 \cdot 10^{-4}\ \text{sr}$  betrug die Impulsrate ca.  $2000\ \text{s}^{-1}$  in beiden Kanälen. Wegen des großen Abstandes von 20 cm zwischen Target und Detektor mußte das Zeitfenster am Zeit-Amplituden-Konverter auf etwa 100 ns eingestellt werden, um die Laufzeitdifferenzen der beiden Protonen zu berücksichtigen. Die Ereignisse wurden zweidimensional in einem Speicher mit  $32 \times 64$  Kanälen registriert. Das Ergebnis einer Messung über 5 h, bei der 2275 Ereignisse registriert wurden, ist in Abb. 1 dargestellt. Das auf die  $E_1$ -Achse projizierte Spektrum stimmt qualitativ mit dem in der Arbeit von Valkovič et al. [4] gemessenen überein.

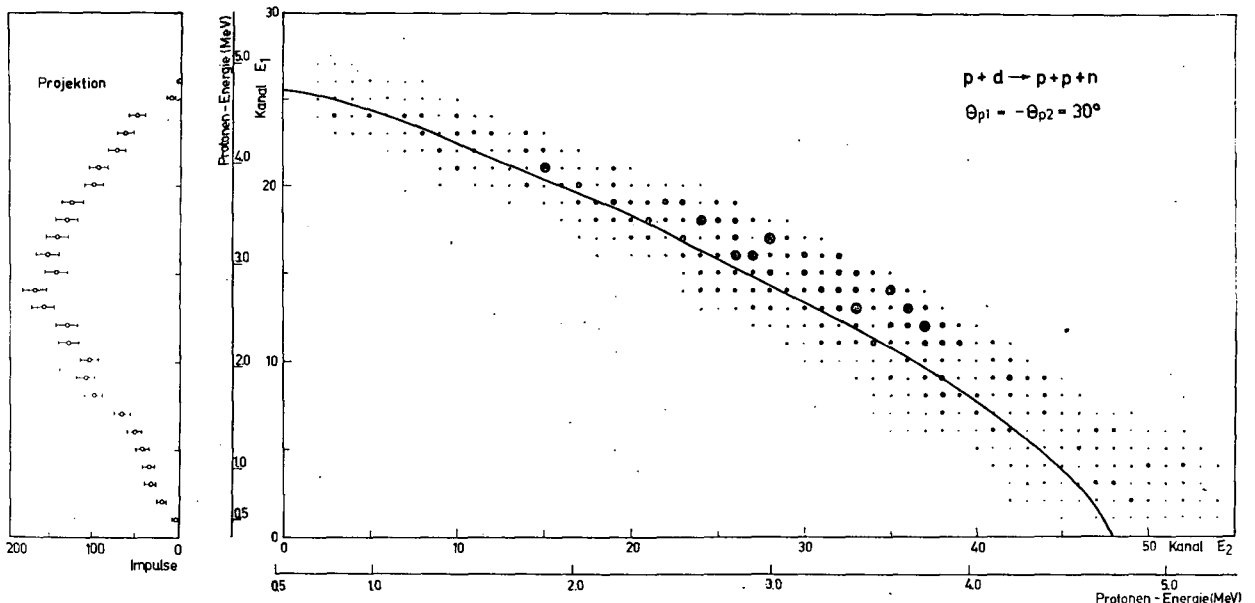


Abb. 1  
Experimentelles 2D-Spektrum

L i t e r a t u r

- [1] Klein, H. et al., Nucl. Phys. A149 (1973) 169
- [2] Ebenhöf, W., Proc. Int. Conf. on Few Particle Problems in Nuclear Interaction, Los Angeles 1972
- [3] Deutscher, M. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 154
- [4] Valkovic, V. et al., Nucl. Phys. A116 (1971) 547

1.2 EXPERIMENTE ZUR UNTERSUCHUNG DER CLUSTERSTRUKTUR LEICHTER KERNE MIT HOCHENERGETISCHEN PROTONEN

W.I. Komarow, G.E. Kosarew, E.S. Kusmin, A.G. Molokanow, G.P. Reschetnikow, O.W. Sawtschenko und S. Tesch  
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für Kernprobleme

Mit 665 MeV-Protonen des Dubnaer Synchrozyklotrons wurden unter einem Laborwinkel von  $5,5^\circ$  die Teilchenspektren schneller  $^3\text{H}$ -,  $^3\text{He}$ - und  $^4\text{He}$ -Kerne gemessen. Als Targetkerne wurden  $^6\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$  und  $^{12}\text{C}$  benutzt. Diese Experimente stellen eine Fortsetzung früher durchgeführter Messungen dar [1]. Eine zweidimensionale Teilchenanalyse erlaubte eine saubere Trennung von Deuteronen, Tritonen,  $^3\text{He}$  und  $\alpha$ -Teilchen. Durch entsprechende Kontrollmessungen wurde eine 100 %ige Effektivität der Teilchenregistrierung gewährleistet. Korrekturen (Abbremsung im Target, Vielfachstreuung in den Szintillatoren, Analysatorzeit) in den Teilchenspektren wurden berücksichtigt. Die Messungen erfolgten im on-line-Betrieb mit einer EDVA vom Typ Minsk-22.

Die Abb. 1 und 2 zeigen Beispiele gemessener Impulsspektren für Dreinukleonen- und Viernukleonencluster. In allen Spektren wird auf der niederenergetischen Seite des quasielastischen Peaks ein starkes Anwachsen des differentiellen Wirkungsquerschnitts beobachtet.

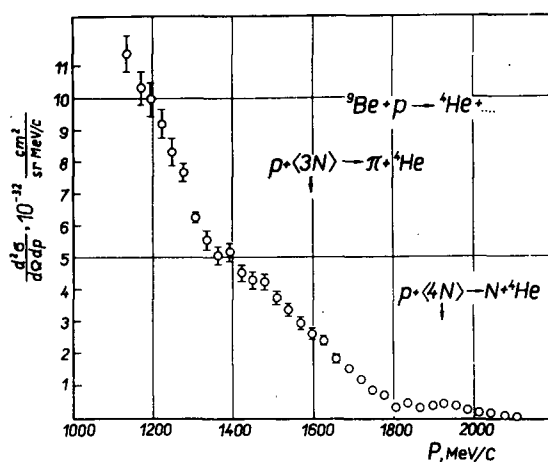
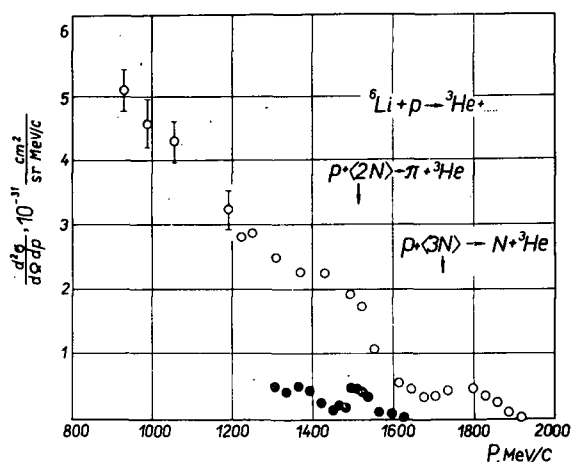


Abb. 1

$^3\text{He}$ -Impulsspektrum unter einem Winkel  $\Theta_{\text{Lab}} = 5,5^\circ$  bei Beschuss von  $^6\text{Li}$  mit 665 MeV-Protonen. Die schwarzen Punkte geben den Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion  $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \pi^0$  wieder.

Abb. 2

$^4\text{He}$ -Impulsspektrum unter einem Winkel  $\Theta_{\text{Lab}} = 5,5^\circ$  bei Beschuss von  $^9\text{Be}$  mit 665 MeV-Protonen

kungsquerschnitts beobachtet. Dieses Energiegebiet entspricht kinematisch einem quasifreien Wechselwirkungsprozeß mit einfacher Mesonenerzeugung an Zweinukleonen- (im Falle von  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ) bzw. Dreinukleonenclustern (im Falle von  $^4\text{He}$ ). Erstmals konnte gezeigt werden, daß dieser Reaktionskanal, d.h. die Bildung von  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  bzw.  $^4\text{He}$  durch Wechselwirkung hochenergetischer Protonen mit Zweinukleonen- bzw. Dreinukleonenassoziationen in leichten Kernen mit einfacher Pionenerzeugung, wesentlich zum Wirkungsquerschnitt im genannten Energiebereich beiträgt.

#### L i t e r a t u r

[1] Allunionskonferenz über Kernreaktionen bei hohen Energien, Tbilissi (1972)

### 1.3 ENERGIEABHÄNGIGKEIT DES WIRKUNGSQUERSCHNITTS FÜR DEUTERONEN-KNOCKOUT AUS Li, Be UND C MIT PROTONEN IM ENERGIEBEREICH 380 - 665 MeV

W.I. Komarow, G.E. Kosarew, G.P. Reschetnikow, O.W. Sawtschenko und S. Tesch

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna, Laboratorium für Kernprobleme

Um die Energieabhängigkeit des Querschnitts für quasielastische Streuung von Deuteronen



zu studieren, wurden unter einem Laborwinkel von  $5,5^\circ$  die hochenergetischen Teile der Spektren von Knockout-Deuteronen aus  $^7\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$  und  $^{12}\text{C}$  bei Einschußenergien der Protonen von 382, 484, 578 und 666 MeV gemessen [1]. Zur Teilchenidentifizierung wurde eine Kombination aus einem Magnetspektrometer, Flugzeittechnik und Energieverlustmessung benutzt. Die experimentelle Anordnung ist in [2] beschrieben, wo die Energieabhängigkeit der elastischen Streuung



gemessen wurde. Die Absolutwerte der Wirkungsquerschnitte wurden mit Hilfe der Reaktion



bestimmt. In allen gemessenen Deuteronenspektren ist der Peak für quasielastische Streuung deutlich sichtbar. Das Anwachsen des Querschnitts bei niedrigeren Deuteronenimpulsen wird hervorgerufen durch den Prozeß



Ein Vergleich der erhaltenen Querschnitte für quasielastische Streuung (1) mit denen der elastischen  $pd$ -Rückwärtsstreuung (2) zeigt, daß im untersuchten Energiebereich beide Prozesse näherungsweise gleichen Charakter besitzen (Abb. 1a). Das Verhältnis der Querschnitte aus den Prozessen (1) und (2) bleibt im Energiebereich 0,4 bis 1 GeV etwa konstant (Abb. 1b). Dasselbe gilt auch für die Prozesse (3) und (4) (Abb. 2). Jedoch ist der unterschiedliche Verlauf des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von der Protonenenergie (1) und (4) ein weiterer Hinweis dafür, daß die in diesen Prozessen erzeugten Deuteronen aus unterschiedlichen direkten Reaktionen stammen.

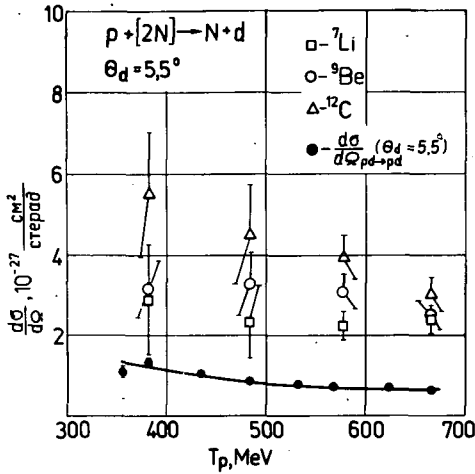


Abb. 1a

Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts für quasielastischen Deuteronen-Knock-out. Die schwarzen Punkte sind die in [1] gemessenen Querschnitte der elastischen pd-Rückwärtsstreuung.

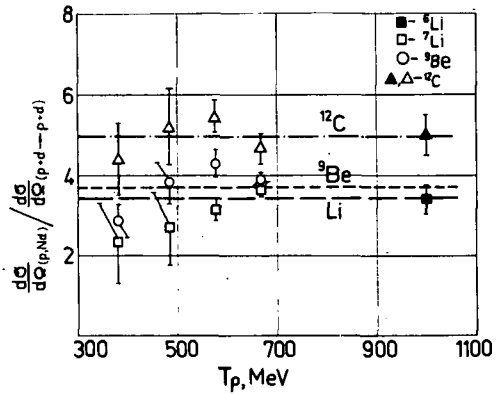


Abb. 1b

Verhältnis der Querschnitte für quasielastische Deuteronenstreuung an  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  und  ${}^{12}\text{C}$  zur elastischen pd-Streuung. Experimentelle Werte bei 1 GeV aus [4].

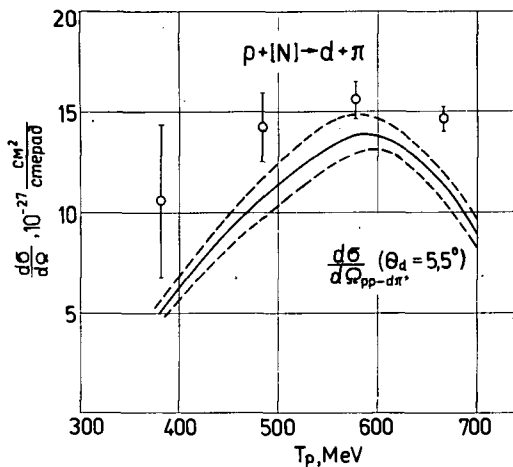


Abb. 2

Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts für Deuteronenerzeugung gemäß Prozeß (4) an  ${}^9\text{Be}$ . Die durchgezogene Linie mit Fehlergrenzen (gestrichelt) zeigt die Energieabhängigkeit des Querschnittes für den Prozeß (3) [2].

Zum quantitativen Vergleich der hier experimentell ermittelten effektiven Zahlen der Deuteronencluster und den mit Hilfe des Schalenmodells gewonnenen theoretischen Vorhersagen über die Zahl der Zweinukleonenassoziationen in leichten Kernen mußten die elastischen und unelastischen Wechselwirkungsprozesse der Protonen mit den Targetnukleonen und der Deuteronen mit den Nukleonen des Endkerns betrachtet werden. Die in der Näherung geradliniger Trajektorien durchgeführten Berechnungen [3] zeigen, daß bereits mit einfachen Annahmen über die räumliche Dichteverteilung der Nukleonen (Prozeß (4)) und der Zweinukleonencluster (Prozeß (1)) eine befriedigende Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Werte erzielt werden kann.

L i t e r a t u r

[1] Komarow, W.I. et al., Preprint P1-7352, Dubna, 1973  
 [2] Komarow, W.I. et al., Jadernaja Fizika 16 (1972) 234  
 [3] Kalinkin, B.N. et al., Preprint P4-6298 und P4-6299, Dubna, 1972  
 [4] Sutter, R.J. et al., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1189

#### 1.4 UNTERSUCHUNG DER KERNREAKTIONEN $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ UND $^{16}\text{O}(d,\alpha)^{14}\text{N}$ IM BEREICH NIEDRIGER DEUTERONENENERGIEN

D. Grambole und R. Klages

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

G. Kiessig

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für die Reaktionen  $^{16}\text{O}(d,p_0)^{17}\text{O}$  (Grundzustand),  $^{16}\text{O}(d,p_1)^{17}\text{O}$  (0,871 MeV) und  $^{16}\text{O}(d,\alpha_0)^{14}\text{N}$  (Grundzustand) sind Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen im Energiebereich von 0,9 bis 2,0 MeV gemessen worden.

Zur Analyse der Meßdaten wurden zusätzlich die im Energiebereich von 2,0 bis 3,6 MeV gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte von Dietzsch et al. [1] herangezogen.

Für die energiemittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $^{16}\text{O}(d,p_0)^{17}\text{O}$  und  $^{16}\text{O}(d,p_1)^{17}\text{O}$  zwischen 0,9 und 2,0 MeV Einschußenergie wurde eine DWBA- und Hauser-Feshbach-Analyse und für die gemittelten Wirkungsquerschnitte der  $(d,\alpha_0)$ -Reaktion zwischen 0,9 und 3,6 MeV eine Hauser-Feshbach-Rechnung durchgeführt.

Für die integrierten Anregungsfunktionen der drei gemessenen Reaktionen erfolgte im Energiebereich von 0,9 bis 3,6 MeV eine Resonanzanalyse.

Die experimentellen Ergebnisse der Messung der Reaktion  $^{16}\text{O} + d$  im Energiebereich von  $E_d = 0,9 - 2,0$  MeV und erste Auswertungen sind in [2,3] und die Ergebnisse der Analyse der Meßdaten in [4] veröffentlicht worden.

#### L i t e r a t u r

[1] Dietzsch, O. et al., Nucl. Phys. A114 (1968) 330

[2] Grambole, D. et al., ZfK-212 (1971)

[3] Baldeweg, F. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 13

[4] Grambole, D., Dissertation, Techn. Universität Dresden, 1973

#### 1.5 VORVERSUCHE ZUR UNTERSUCHUNG DER ANREGUNGSFUNKTION BEI $^{15}\text{N}(p,p')$

K. Beckert, K. Ernst, H.-U. Gersch, D. Grambole, E. Hentschel,

F. Herrmann, H. Müller, I. Probst, C. Schneidereit, H. Schobbert,

J. Thomas und D. Wohlfarth

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Entsprechend einem seit längerer Zeit für den Rossendorfer Tandem-Beschleuniger geplanten Versuchsprogramm [1] war vorgesehen, die Anregungsfunktion im elastischen und in unelastischen Kanälen bei  $^{15}\text{N}(p,p')$  zu messen.

Nach einer Reihe von Vorversuchen zur thermischen Belastbarkeit des Targetmaterials  $^{15}\text{NH}_4\text{Br}$  wurde ein Experiment durchgeführt, das folgende Zielstellung hatte: Erprobung des Vieldetektorbetriebes in einer neuen Streukammer, Untersuchung der Strahlqualität in Abhängigkeit von der Einschußenergie im Bereich von 8 bis 10 MeV und Sammlung von Erfahrungen bei der Inbetriebnahme des Meßzentrums.



Es wurden hierbei die Teilchenspektren von  $^{15}\text{N}(p,p')$  für die vier Streuwinkel  $\Theta_{\text{LAB}} = 45^\circ, 75^\circ, 120^\circ, 150^\circ$  mit Einschubenergien im Bereich 8,5...10 MeV gemessen. Als Target wurde eine 0,1 mg/cm<sup>2</sup> dicke  $^{15}\text{NH}_4\text{Br}$ -Schicht auf einer etwa 0,15 mg/cm<sup>2</sup> dicken Goldunterlage verwendet. Es wurde ohne Kollimator gearbeitet. Der Strahl wurde mit Hilfe einer Integratorblende geregelt. Auf diese Weise gelang es, relativ untergrundfreie Spektren zu erhalten. Die Energieauflösung der mit Si(Li)-Detektoren gemessenen Protonenpeaks beträgt etwa 35 keV (FWHM). Das Experiment wurde mit Strahlströmen von 50...100 nA durchgeführt.

Eine vorläufige Übersicht über die gemessenen Spektren ergibt eine Übereinstimmung mit den Messungen von Dracoulis und Legge [2]. Für eine quantitative Auswertung der Spektren werden die für die Teilchenspektroskopie geschaffenen Auswertprogramme erprobt.

### L i t e r a t u r

- [1] Barz, H.W. et al., Phys. Lett. 37B (1971) 4  
 [2] Dracoulis, G.D. et al., Nucl. Phys. A177 (1971) 241

### 1.6 M1-ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN IM ISOSPINFORMALISMUS

H.-U. Gersch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Betrachtet werden M1-Übergänge zwischen zwei antisymmetrischen Basiskonfigurationen in ihrer allgemeinen Schalenmodellldarstellung

$$\left\{ \left\{ \dots \left\{ \left\{ (j_1)_{J_1}^{n_1} (j_2)_{J_2}^{n_2} \right\}_{I_2} (j_3)_{J_3}^{n_3} \right\}_{I_3} \dots \right\}_{I_{m-1}} (j_m)_{J_m}^{n_m} \right\}_I \quad (1)$$

Bei Bedarf charakterisieren die Quantenzahlen Spin, Seniorität und Isospin. Indices i und f werden zusätzlich für den Anfangs- und Endzustand verwendet.

Die reduzierte M1-Übergangswahrscheinlichkeit<sup>1)</sup> ist

$$B(M1) = \left| \frac{1}{I_i} \langle I_f T_f T_{3f} \| \sum_{k=1}^A \mathfrak{M}_k(M1) \| I_i T_i T_{3i} \rangle \right|^2 \quad (2)$$

mit dem Operator der elektromagnetischen Strahlung

$$\mathfrak{M}_k = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_{nm} (g_{ek}^+ \hat{\ell} + g_{sk}^+ \hat{S} + g_{ek}^- t_3 \hat{\ell} + g_{sk}^- t_3 \hat{S}) \quad (3)$$

Es bedeuten

$$g_s^+ = \frac{1}{2} (g_s^n + g_s^p) \quad (\text{analog für } \ell)$$

$$g_s^- = g_s^n - g_s^p$$

mit den Einteilchen-g-Faktoren

$$g_\ell^n = 0 \quad g_s^n = -3,82$$

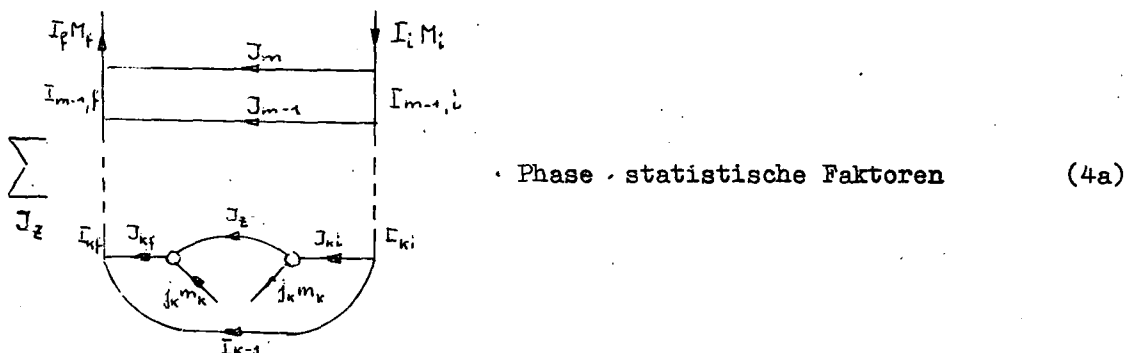
$$g_\ell^p = 1 \quad g_s^p = 5,58$$

<sup>1)</sup> Es gilt  $\Gamma(M1) = 1,16 \cdot 10^{-2} E^3 B(M1) \left[ \frac{\text{eV}}{\text{MeV}} \right]$  [1]

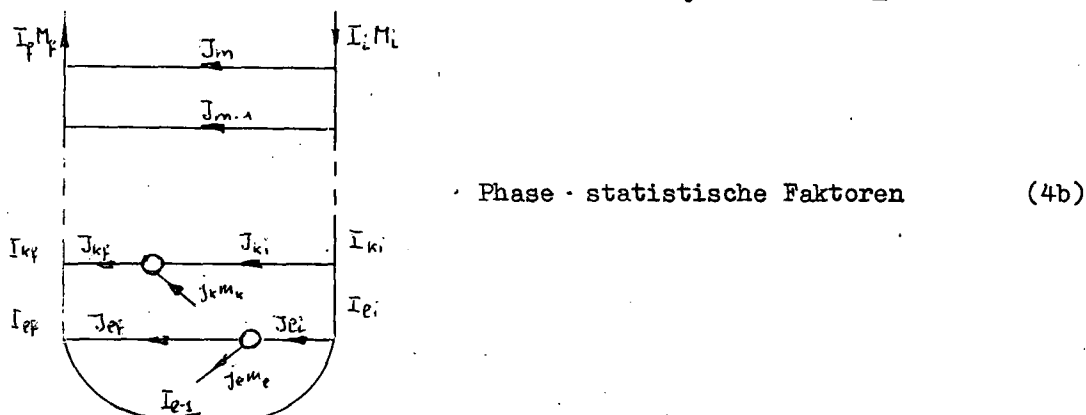
bzw.  $\Gamma(M1) = \Gamma_W(M1) 0,56 B(M1)$  mit der Weisskopfheit  $\Gamma_W$ .

Die einzelnen am elektromagnetischen Übergang beteiligten Nukleonen werden mit den Regeln der Vektoralgebra von den Wellenfunktionen abgekoppelt. Benutzt wird hierbei die graphische Methode von Levinson et al. [2].

Bei der Abkopplung eines Teilchens in der  $j_k$ -Schale im Anfangs- und Endzustand entsteht beispielsweise für die Spinfunktion der Graph



und im Falle des Überganges des Teilchens von der  $j_p$ - auf die  $j_k$ -Schale



Die Kreise bedeuten Abstammungskoeffizienten (cfp).

Nach der Abkopplung verbleiben Einteilchenmatrixelemente, die mit Hilfe des Wigner-Eckart-Theorems durch die in [3] definierten g-Faktoren ersetzt werden (Tab. 1).

$$\langle j_f m_f | g_{ek}^{\pm} \hat{e} + g_{sk}^{\pm} \hat{s} | j_i m_i \rangle = - g_{efji}^{\pm} \begin{array}{c} \uparrow 1\mu \\ \leftarrow j_f m_f + j_i m_i \end{array} \quad (5a)$$

$$\langle t t_{3f} | t_3 | t t_{3i} \rangle = - \sqrt{\frac{3}{2}} \begin{array}{c} \uparrow 10 \\ \leftarrow t t_{3f} + t t_{3i} \end{array} \quad (5b)$$

Die Einfügung der sich ergebenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten in die Graphen (4) führt zu Gebilden mit 2 bzw. 3 freien Enden. Bei der Spinfunktion wird die bereits in (2) eingeführte Reduktion der Matrixelemente durch Schließen dieser Graphen berücksichtigt, abgekürzt durch  $GR_k(I_f, 1, I_i)$ . In der Isospinfunktion entstehen durch das Schließen des Graphen  $\delta$ -Symbole bzw. Clebsch-Gordan-Koeffizienten mit den entsprechenden statistischen Faktoren

$$GR_k(T_f, 0, T_i) \hat{T}^{-2} \delta_{T_f T_i} \quad (6a)$$

$$GR_k(T_f, 1, T_i) \hat{T}_f^{-1} (T_i T_{3i} 10 | T_f T_{3f}) (-1)^{2T_i} \quad (6b)$$

Im Ausdruck für die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit

$$B(M1) = \frac{3}{4\pi} \mu_{nm}^2 \hat{I}_i \left| \sum_k \sum_{T_i T_i} GR_k(I_f 1 I_i) \left\{ -g_{2j_f j_i}^+ GR_k(T_f 0 T_i) \hat{T}_i^2 \delta_{T_f T_i} \right. \right. \\ \left. \left. + g_{2j_f j_i}^- \sqrt{\frac{3}{2}} GR_k(T_f 1 T_i) (-1)^{2T_i} \hat{T}_f^{-1} (T_i T_{3i} 1 0 | T_f T_{3f}) \right\} \right|^2 \quad (7)$$

Tabelle 1

1	$j_f$	$j_i$	$g^+$	$g^-$
0	1/2	1/2	1,078	-11,528
1	1/2	1/2	0,457	2,208
	1/2	3/2	-0,439	9,712
	3/2	1/2	0,439	-9,712
	3/2	3/2	2,427	-14,732
2	3/2	3/2	1,641	2,643
	3/2	5/2	-0,588	13,031
	5/2	3/2	0,588	-13,031
	5/2	5/2	4,173	-19,435
3	5/2	5/2	3,229	1,462
	5/2	7/2	-0,703	15,575
	7/2	5/2	0,703	-15,575
	7/2	7/2	6,221	-24,713
4	7/2	7/2	5,138	-0,734
	7/2	9/2	-0,801	17,733
	9/2	7/2	0,801	-17,733
	9/2	9/2	8,530	-30,435
5	9/2	9/2	7,322	-3,702
	9/2	11/2	-0,882	19,645
	11/2	9/2	0,882	-19,645
	11/2	11/2	11,071	-36,551

verbleibt also ein Anteil, welcher nur Übergänge zwischen gleichen Isospinquantenzahlen zuläßt (Isoskalar) und ein für Übergänge mit und ohne Isospinänderung wirksamer Anteil (Isovektor). Handelt es sich bei Anfangs- und Endzustand um Konfigurationsmischungen der unter (1) angeführten Basiszustände, so entsteht die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit durch kohärente Überlagerung.

Im einzelnen soll der M1-Übergang zwischen zwei Zuständen betrachtet werden, welche aus einem Nukleon im Quantenzustand  $|j\ 1\rangle$ , angekopelt an einen Rumpf  $|J_c T_c\rangle$  aus  $n$  Teilchen auf der Schale  $j_c \neq j$  besteht:

$$((j_c)_c^n \cdot j)_{IT} \quad (8)$$

Die Summe über die Teilchen und die Antisymmetrisierung zwischen den Teilchengruppen wird realisiert durch

$$B(M1) = \left| \frac{1}{\hat{I}_i} \langle \hat{I}_f \hat{T}_f \hat{T}_{3f} || \mathfrak{M}_n + \mathfrak{M}_{n+1} || \hat{I}_i \hat{T}_i \hat{T}_{3i} \rangle \right|^2 \quad (9)$$

Für das  $n$ -te Teilchen ergeben sich die Graphen

$$GR(I_f, 1, I_i) = \hat{I}_f \hat{I}_i \hat{J}_{c_f} \hat{J}_{c_i} (-1)^{I_i + J_z + j_c - j + 1} \langle (j_c^{n-1})_{J_z T_z} j_c || (j_c^n)_{J_{c_f} T_{c_f}} \rangle \\ \langle (j_c^{n-1})_{J_z T_z} j_c || (j_c^n)_{J_{c_i} T_{c_i}} \rangle \left\{ \begin{matrix} I_i & 1 & I_f \\ J_{c_f} & j & J_{c_i} \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} J_{c_i} & 1 & J_{c_f} \\ j_c & J_z & j_c \end{matrix} \right\} \delta_{j_f j_i}$$

$$GR(T_f, 0, T_i) = \hat{T}^2 \delta_{T_{c_f} T_{c_i}} \delta_{T_f T_i} \quad (10a)$$

$$GR(T_f, 1, T_i) = \hat{T}_f \hat{T}_i (-1)^{T_c - T_f + \frac{1}{2}} \left\{ \begin{matrix} T_i & 1 & T_f \\ \frac{1}{2} & T_c & \frac{1}{2} \end{matrix} \right\} \delta_{T_{c_f} T_{c_i}}$$

Für das (n+1)-te Teilchen folgt

$$\begin{aligned}
 \text{GR}(I_f, 1, I_i) &= \hat{I}_f \hat{I}_i (-1)^{J_c - I_f + j_f} \begin{Bmatrix} I_i & 1 & I_f \\ j_f & J_c & j_i \end{Bmatrix} \delta_{J_{cf} J_{ci}} \\
 \text{GR}(T_f, 0, T_i) &= \hat{T}^2 \delta_{T_{cf} T_{ci}} \delta_{T_f T_i} \\
 \text{GR}(T_f, 1, T_i) &= \hat{T}_f \hat{T}_i (-1)^{T_c - T_f + \frac{1}{2}} \begin{Bmatrix} T_i & 1 & T_f \\ \frac{1}{2} & T_c & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \delta_{T_{cf} T_{ci}}
 \end{aligned} \tag{10b}$$

In diesem Bild lassen sich eine Reihe von Besonderheiten der M1-Übergänge von Isobar-Analogzuständen ( $\Delta T = 1$ ) diskutieren. Es verbleiben die zwei Isovektorterme:

$$\begin{aligned}
 B(M1) &= \frac{g}{8\pi} \mu_{nm}^2 \hat{I}_f^2 \hat{T}_i^2 \langle T_c T_{3c} \ 1 \ 0 \ | \ T_f T_{3f} \rangle^2 \\
 &= | g_e^{-} g_{e j_f j_i} (-1)^{J_c - T_c - I_i - I_f + j_f + \frac{1}{2}} \delta_{J_{cf} J_{ci}} \delta_{T_{cf} T_{ci}} \begin{Bmatrix} I_i & 1 & I_f \\ j_f & J_c & j_i \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} T_i & 1 & T_f \\ \frac{1}{2} & T_c & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \\
 &+ n | g_e^{-} g_{e j_c j_e} \hat{J}_{cf} \hat{J}_{ci} \hat{T}_{cf} \hat{T}_{ci} (-1)^{J_c - j} \delta_{J_{zf} J_{zi}} \delta_{T_{zf} T_{zi}} \delta_{j_f j_i} \begin{Bmatrix} I_i & 1 & I_f \\ J_{cf} & j & J_{ci} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} T_i & 1 & T_f \\ T_{cf} & \frac{1}{2} & T_{ci} \end{Bmatrix} \\
 &\cdot \sum_{J_z T_z} \langle (j_c^{n-1})_{J_z T_z} j_c \rangle \langle (j_c^n)_{J_z T_z} \rangle \langle (j_c^{n-1})_{J_z T_z} j_c \rangle \langle (j_c^n)_{J_z T_z} \rangle (-1)^{J_z + T_z} \\
 &\cdot \left| \begin{Bmatrix} J_{ci} & 1 & J_{cf} \\ j_c & J_z & j_c \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} T_{ci} & 1 & T_{cf} \\ \frac{1}{2} & T_z & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \right|^2
 \end{aligned}$$

L i t e r a t u r

[1] Glaudemans, P.W.M., Predal Summer School, Sept. 1972, Romania  
 [2] Döna, F. et al., Nucl. Phys. 69 (1965) 68  
 [3] Gersch, H.-U. et al., Nucl. Phys. A97 (1967) 65

1.7 ZUR ANREGUNG DER  $g_{9/2}$ -ISOBARANALOGRESONANZ IN  $^{53}\text{Mn}$

K. Beckert, H.-U. Gersch, D. Grambole, F. Herrmann, P. Kleinwächter,  
 Ch. Schneiderei, H. Schobbert und H.J. Thomas  
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Erscheinung starker M1-Übergänge von  $g_{9/2}$ -Isobaranalogzuständen (IAS) zu den entsprechenden Antianalogzuständen (AIAS) in einer Reihe von Cu- und Ga-Kernen [1] wurde von Maripuu et al. [2] diskutiert. Ursache für diese starken Übergänge ist die relativ große  $g_{9/2}$ -Einteilchenstärke sowohl in den Vateranalogzuständen (große spektroskopische Faktoren in der (d,p)-Reaktion) als auch im isobaren Kern (große spektroskopische Faktoren in der ( $^3\text{He}, d$ )-Reaktion).

$^{53}\text{Cr}$  hat ebenfalls bei 3,71 MeV ein  $l_n = 4$ -Niveau mit  $S = 0,74$  [3], dagegen fehlt eine Information über den AIAS im  $^{53}\text{Mn}$ . Am Rossendorfer Tandem-Generator wurde die Isobaranalogresonanz (IAR) in der Reaktion  $^{52}\text{Cr}(p, \gamma)^{53}\text{Mn}$  im Energiegebiet  $E_p = 3,9 \dots 4,6$  MeV gesucht. Es wurde ein am Rossendorfer Massentrenner hergestelltes  $^{52}\text{Cr}$ -Target mit einer Dicke von 7 keV (bei  $E_p = 4$  MeV) auf einer

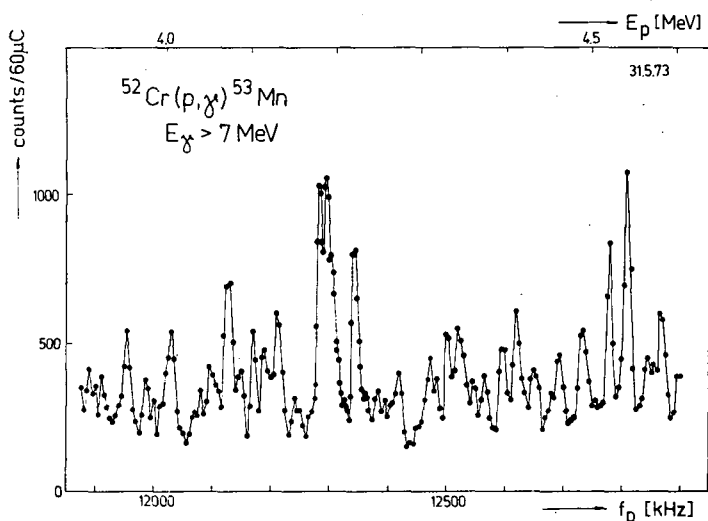


Abb. 1  
Anregungsfunktion, gemessen mit NaJ-Detektor

Tantalunterlage verwendet. Die in Abb. 1 gezeigte Anregungsfunktion ergab sich mit einem 3"x3"NaJ-Detektor. Mit Hilfe einer Schwelle wurden nur  $\gamma$ -Quanten oberhalb 7 MeV, d.h. alle primären  $\gamma$ -Übergänge auf Niveaus in  $^{53}\text{Mn}$  bis etwa 3 MeV registriert.

Die Anregungsfunktion zeigt ein ausgeprägtes Resonanzverhalten bei  $E_p = 4190 \pm 5$  keV. Das entspricht unter Berücksichtigung der Targetdicke einer mittleren Anregungsenergie von  $10667 \pm 5$  keV. In Tab. 1 sind die bisher bekannten

IAR mit den daraus abgeleiteten Coulombverschiebungen  $E_c$  zusammengestellt. Auf Grund der Übereinstimmung der erhaltenen Coulombverschiebung handelt es sich bei den von uns gefundenen Resonanzen mit großer Wahrscheinlichkeit um Komponenten der  $g_{9/2}$ -IAR. Im Bereich der IAR wurden mit einem  $25 \text{ cm}^3 \text{ Ge(Li)}$ -Detektor  $\gamma$ -Spektren gemessen. Das dabei verwendete Target hatte eine Dicke von 20 keV. Die gefundenen primären  $\gamma$ -Übergänge sind in Tab. 2 zusammengestellt. Sie wurden bei einem Winkel von  $90^\circ$  zur Strahlachse gemessen.

Tabelle 1  
Isobar-Analogzustände in  $^{53}\text{Mn}$

PAS	$E_x(^{53}\text{Cr})$	S	IAR	$E_p(\text{CM})$	$E_c$	$E_x(^{53}\text{Mn})$	Lit.
$3/2^-$	GS	0,57	$p_{3/2}$	( $^3\text{He}, d$ )	8390	7010	[4]
$1/2^-$	564,1(2)	0,40	$p_{1/2}$	987	8363	7547	[5,6]
$5/2^-$	1006 (1)	0,65	$f_{5/2}$	1360	8294?	7921	[6]
$3/2^-$	2321 (1)	0,28		2730	8349	9291	[7]
				( $^3\text{He}, t$ )	8350		[8]
$9/2^+$	3713 (4)	0,74	$g_{9/2}$	4101	8329	10661	} vorlieg. Arbeit
$3/2^+, 5/2^+$	4139 (5)	>0,1	$d_{5/2}?$	4445	8246?	11005	

Den Hauptteil der Resonanz bildet der  $\gamma$ -Übergang zum Grundzustand von  $^{53}\text{Mn}$ . Der Rest der  $\gamma$ -Intensität verteilt sich auf die höherliegenden Niveaus und kann möglicherweise von den Anteilen der Kernstruktur mit dem kleineren Isospin  $T_<$  in der IAR herrühren. Das kommt auch in den Anregungsfunktionen für die einzelnen  $\gamma$ -Übergänge zum Ausdruck, die in einer Serie von Messungen mit dem Ge(Li)-Detektor bei verschiedenen Protonenenergien aufgenommen wurden (Abb. 2).

Tabelle 2

Primäre  $\gamma$ -Übergänge bei  $E_p = 4180$  keV auf Endniveaus  $E_x$  in  $^{53}\text{Mn}$

$E_x(^{53}\text{Mn})$ [keV]	Verzw.-Verh. ( $90^\circ$ ) [%]	$E_x(^{53}\text{Mn})$ [keV]	Verzw.-Verh. ( $90^\circ$ ) [%]
0	41	2685,9 (1,0)	4
378,3 (0,5)	11	2876,9 (1,0)	1
1289,9 (0,7)	5	2942,2 (2,0)	1
1435 (4)	1	3004,1 (1,0)	2
1620,3 (0,4)	3	3098,3 (1,0)	5
2274,2 (0,4)	6	3198,3 (1,5)	4
2407,0 (1,0)	4	3467,5 (2,0)	1
2573,7 (1,0)	3	4050,5 (2,0)	3
2672,0 (2,5)	3	4558,9 (2,0)	2

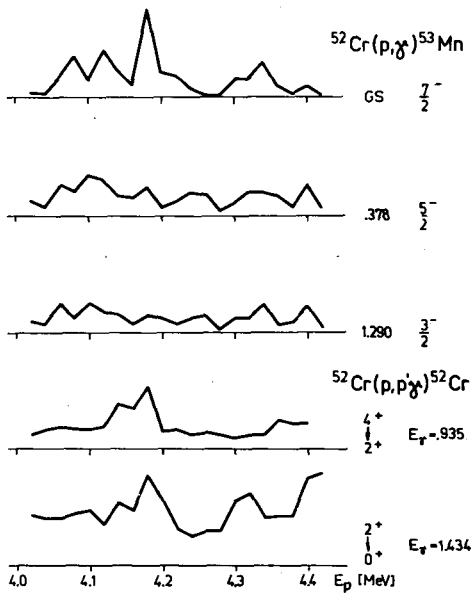


Abb. 2

Anregungsfunktionen, gemessen mit Ge(Li)-Detektor

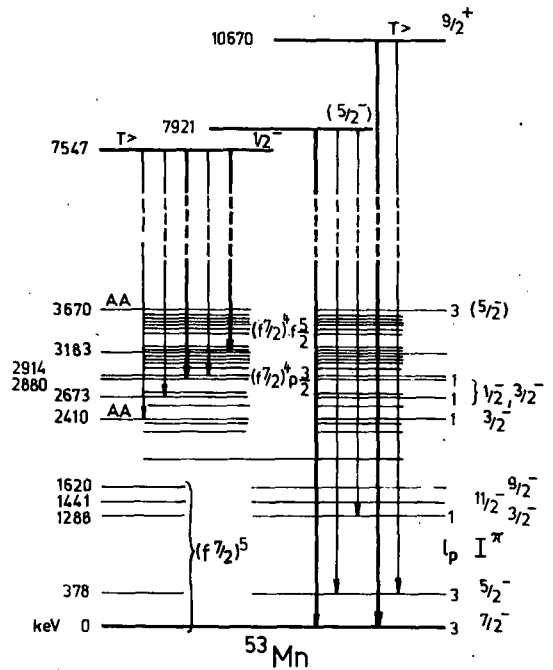


Abb. 3

$\gamma$ -Abregung von drei Isobar-Analogresonanzen in  $^{53}\text{Mn}$

Abb. 3 ist eine vereinfachte Darstellung der  $\gamma$ -Abregungen der  $1/2^-$ -IAR [5,9], einer Resonanz aus dem Energiebereich, in dem nach Tab. 1 auch die IAR des  $5/2^-$ -Zustandes erwartet wird [10], sowie der gefundenen  $9/2^-$ -IAR.

Die Abregung des  $1/2^-$ -IAS erfolgt hauptsächlich durch M1-Übergänge auf die Komponenten der AIAS  $p_{3/2} + (f_{7/2})_0^4$  und  $p_{3/2} + (f_{7/2})_2^4$ .

Sollte es sich bei der Resonanz  $E_p^{\text{lab}} = 1387$  keV [10] um eine Komponente der  $5/2^-$ -IAR ( $f_{5/2} + (f_{7/2})_0^4$ ) handeln, ist der in Abb. 3 eingetragene starke Grundzustandsübergang erklärbar, da Übergänge vom IAS zum AIAS mit Einteilchenkompo-

menten  $j = 1 - 1/2$  gegenüber Übergängen mit Spinflip ( $j = 1 - 1/2 \rightarrow j = 1 + 1/2$ ) stark reduziert sind.

Der Zerfall der  $g_{9/2}$ -IAR zum Grundzustand ( $f_{7/2}$ )<sup>5</sup> von  $^{53}\text{Mn}$  durch einen E1-Übergang ist zu erklären durch die Bevorzugung der E1- gegenüber der M1-Strahlung sowie der  $E\gamma^3$ -Abhängigkeit der elektromagnetischen Dipolstrahlung.

Der wesentliche Unterschied gegenüber Cu-Ga [1] in der Abregung eines  $g_{9/2}$ -IAS liegt also bei  $^{53}\text{Mn}$  in der Existenz von tiefliegenden Zuständen mit hohem Spin, welche auf Grund ihrer Struktur E1-Übergänge zulassen. Deshalb werden eventuell vorhandene Übergänge zum AIAS schwierig zu beobachten sein. Hinzu kommt, daß bei  $^{53}\text{Mn}$  der  $g_{9/2}$ -AIAS sicher stark fraktioniert ist. Eine Betrachtung der Lage von Basiszuständen - konstruiert aus einem Nukleon im Potential des  $A = 52$  Cores unter Berücksichtigung des Lane-Potentials - läßt vermuten, daß bereits eine Anzahl von  $9/2^+$ -Zuständen im interessierenden Energiebereich um 5 MeV zu erwarten sind, welche infolge der Restwechselwirkung zu einer Mischung mit dem erwarteten AIAS führen. Umfassende Diskussionen der  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten scheitern zur Zeit am Fehlen von zuverlässigen Wellenfunktionen für  $^{53}\text{Mn}$  sowie von Isospin-cfp der  $f_{7/2}$ -Schale.

Wie aus der Tab. 1 zu ersehen ist, könnte es sich bei der Erscheinung von ausgeprägten Resonanzen in der Anregungsfunktion der Abb. 1 bei 4,55 MeV um den Beginn der  $d_{5/2}$ -IAR handeln. Das soll in weiteren Messungen untersucht werden.

#### L i t e r a t u r

- [1] Szentpétery, I. et al., Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 378
- [2] Maripuu, S. et al., Phys. Lett. 41B (1972) 148
- [3] Nucl. Data Sheets B3 (1969)
- [4] Bock, R. et al., Jahresbericht Heidelberg (1965) 66
- [5] Maripuu, S., Nucl. Phys. A149 (1970) 593
- [6] Arnell, S.E., Arkiv för Fysik 21 (1962) 177
- [7] Wylie, W.R. et al., Helv. Phys. Acta 44 (1971) 757
- [8] Becchetti, F.D. et al., Nucl. Phys. A168 (1971) 151
- [9] Sterner, S. et al., Arkiv för Fysik 31 (1966) 567
- [10] Arnell, S.E. et al., Arkiv för Fysik 26 (1964) 423

#### 1.8 MESSUNG DER $g_{9/2}$ - UND DER $d_{5/2}$ -ISOBARANALOGRESONANZ IN $^{59}\text{Cu}$

K. Beckert, H.-U. Gersch, F. Herrmann und H. Schobbert  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2  
I. Fodor und I. Szentpétery  
Központi Fizikai Kutató Intézet, Budapest

Die Erscheinung der  $g_{9/2}$ -Isobaranalogresonanz (IAR) in der Reaktion  $^{58}\text{Ni}(p, \gamma)^{59}\text{Cu}$  ist durch einen starken M1-Übergang zum Antianalogzustand (AIAS) gekennzeichnet, welcher durch große Einteilchenstärken sowohl im Vateranalogzustand (PAS) als auch im AIAS hervorgerufen wird [1,2]. Entsprechende Verhältnisse liegen auch für die Niveaus 4505 keV in  $^{59}\text{Ni}$  ( $l_n = 2$ ) [3] und 3591 keV in  $^{59}\text{Cu}$  ( $l_p = 2$ ) [4] vor, die PAS und AIAS einer zu erwartenden  $d_{5/2}$ -Analogresonanz in  $^{59}\text{Cu}$  sind.

Unter Benutzung der Coulombverschiebungsenergie der  $g_{9/2}$ -IAR von  $\Delta E_c \sim 9416$  keV wird die  $d_{5/2}$ -Resonanz bei Protonenenergien um  $E_p = 4981$  keV erwartet.

Deshalb wurde in einem Energiegebiet von  $E_p = 4,7 \dots 5,2$  MeV mit einem  $3'' \times 3''$ -NaJ-Detektor unter  $90^\circ$  die Anregungsfunktion der  $(p, \gamma)$ -Reaktion gemessen. Das Target aus hochangereichertem  $^{58}\text{Ni}$  wurde im KFKI Budapest auf elektrolytischem Wege auf einer Goldunterlage hergestellt und hatte eine Dicke von ca. 3 keV bei 3,5 MeV Protonenenergie.

Zur Erprobung der Apparatur und der Auswertemethodik wurde zunächst die bereits bekannte  $g_{9/2}$ -Analogresonanz [1,2] gemessen (Abb. 1). Daraus ließen sich Aussagen über die Größe und Unschärfe der Protonenenergie gewinnen. Da die natürliche Breite der Resonanz nur etwa 65 eV beträgt [2], folgt für die Breite des Protonenstrahls ein Wert von  $2,0 \pm 0,5$  keV bei einer Protonenenergie von 3,5 MeV. Bisher gab es nur eine Abschätzung der Strahlbreite aus einer Messung der Schwelle der Reaktion  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  bei  $E_p = 1,7$  MeV, welche einen Wert von ca. 4 keV ergab (s. Bericht 6.8). Die Energieeichung wurde aus der  $\gamma$ -Kaskade gewonnen, die den Hauptbeitrag zur Abregung des  $g_{9/2}$ -Resonanzzustandes liefert. Es wurde ein Wert für die Resonanzenergie von  $E_p^{\text{lab}} = 3546,6 \pm 3,0$  keV erhalten. Die mit Hilfe eines  $25 \text{ cm}^3\text{-Ge(Li)}$ -Detektors in der Resonanz gefundenen  $\gamma$ -Übergänge sind in Abb. 2 in das Niveauschema von  $^{59}\text{Cu}$  eingeordnet. Neben den von uns bestimmten

Niveauenergien (Fehler  $\pm 1$  keV) und Verzweigungsverhältnissen sind auch die von Fodor [1] und Maripuu [2] gefundenen Werte angegeben. Neu, aber noch nicht gesichert, ist der  $\gamma$ -Übergang zum Niveau bei 914 keV.

Abb. 3 zeigt die Anregungsfunktion im Gebiet der gesuchten  $d_{5/2}$ -IAR. Das Auftreten einer ausgeprägten Resonanzstruktur bei der erwarteten Energie weist darauf hin, daß es sich hierbei um die Komponenten der IAR handelt. Mit dem  $\text{Ge(Li)}$ -Detektor wurden in und neben der Resonanz  $\gamma$ -Spektren aufgenommen. Ein erster Überblick zeigt, daß die Abregung der Resonanzzustände in der Hauptsache direkt zum Grundzustand erfolgt. Wie im Bericht 1.7 diskutiert, überwiegt auch hier der E1-Übergang gegenüber einem eventuell vorhandenen M1-Übergang zum AIAS.

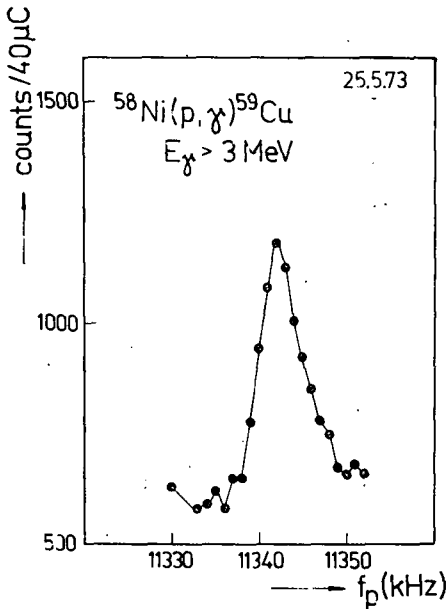


Abb. 1  
 $g_{9/2}$ -Isobaranalogresonanz bei  $E_p^{\text{lab}} = 3546,6 \pm 3,0$  keV

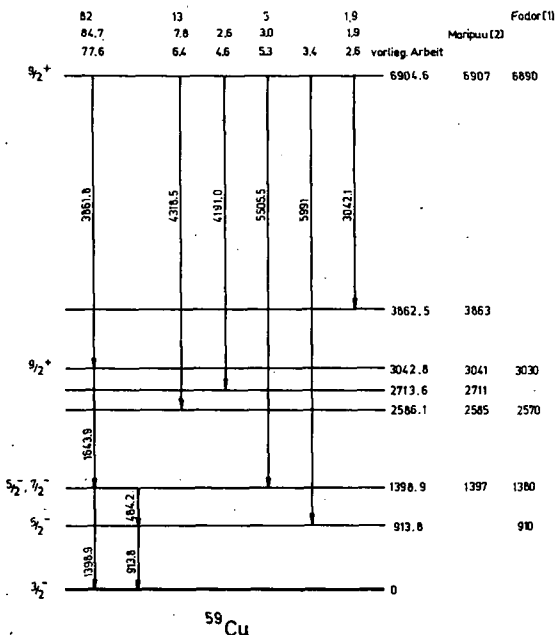


Abb. 2  
 $\gamma$ -Zerfall des  $g_{9/2}$ -IAS im  $^{59}\text{Cu}$



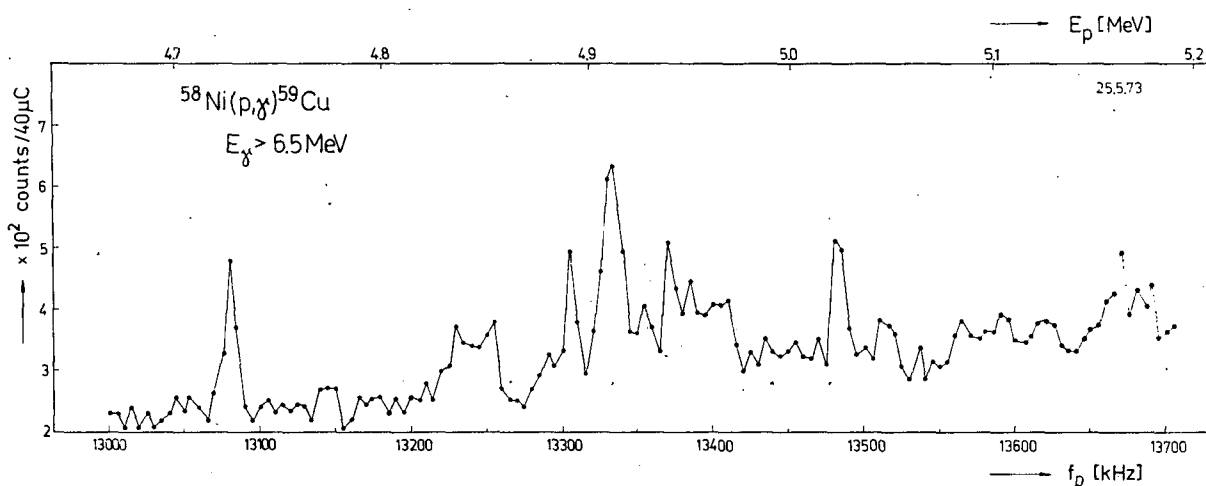


Abb. 3  
Anregungsfunktion im Gebiet der  $d_{5/2}$ -IAR des  $^{59}\text{Cu}$

L i t e r a t u r

- [1] Fodor, I. et al., Phys. Lett. 32B (1970) 689
- [2] Maripuu, S. et al., Phys. Lett. 41B (1972) 148
- [3] Fulmer, R.H. et al., Phys. Rev. 133 (1964) B955
- [4] Pullen, D.J. et al., Phys. Rev. 170 (1968) 1034

1.9 MESSUNG DER COULOMBVERSCHIEBUNGSENERGIEN DER ERSTEN BEIDEN ISOBARANALOG-ZUSTÄNDE IM  $^{61}\text{Cu}$

R. Koch<sup>1)</sup>, W. Rudolph, P. Gippner, P. Kleinwächter und E. Klar  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In einem früheren Jahresbericht wurden bereits Ergebnisse der Untersuchung des  $\gamma$ -Zerfalls von Resonanzen in der Reaktion  $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$  mitgeteilt [1]. Insbesondere wurden die ersten beiden Isobaranalogresonanzen im  $^{61}\text{Cu}$  (IAZ 0 und IAZ 1) untersucht. Hier sollen weitere Meßergebnisse mitgeteilt werden, die damit im Zusammenhang stehen.

Zur Bestimmung der Bindungsenergie  $B_p$  des letzten Protons im  $^{61}\text{Cu}$  wurden die Anregungsenergien  $E_x$  von acht ungebundenen Zuständen ermittelt. Die Energie des Grundzustandsübergangs  $E_\gamma$  vom jeweiligen Resonanzzustand wurde mit Hilfe des Photo-, 1-Escape- und 2-Escape-Peaks des 6129,3 keV-Übergangs aus der Reaktion  $^{19}\text{F}(p, \alpha \gamma)^{16}\text{O}$  [2] bestimmt. Unter Berücksichtigung der Rückstoßkorrektur  $\Delta E_R$ , die zwischen 0,3 und 0,4 keV liegt, ergaben sich die in der Tabelle zusammengestellten Werte. Die Analogzustände (bzw. deren Feinstrukturkomponenten) sind besonders markiert. Alle Energien sind in keV angegeben.

Unter Verwendung der Protonenenergien  $E_p$  der Resonanzen im Laborsystem nach [3] ergeben sich die in der letzten Spalte aufgeführten Werte für die Bindungsener-

<sup>1)</sup> jetzt Bereich 1

Tabelle 1

Anregungsenergien in keV von 8 ungebundenen Zuständen des  $^{61}\text{Cu}$

$E_p$ [3]	$E_y$	$E_x$	$B_p$	
	vorliegende Messung			
$1451 \pm 2$	$6227,1 \pm 0,8$	$6227,4 \pm 0,8$	$4800,4 \pm 2,2$	} IAZ 0
$1599 \pm 2$	$6373,6 \pm 0,3$	$6374,0 \pm 0,3$	$4801,5 \pm 2,1$	
$1605 \pm 2$	$6380,8 \pm 0,3$	$6381,2 \pm 0,3$	$4802,7 \pm 2,1$	
$1620 \pm 2$	$6394,0 \pm 0,5$	$6394,4 \pm 0,5$	$4801,2 \pm 2,1$	
$1656 \pm 2$	$6430,5 \pm 0,8$	$6430,9 \pm 0,8$	$4802,3 \pm 2,2$	IAZ 1
$1674 \pm 2$	$6448,4 \pm 0,7^1)$	$6448,8 \pm 0,7$	$4802,5 \pm 2,1$	
$1694 \pm 2$	$6466,6 \pm 0,7$	$6467,0 \pm 0,7$	$4801,0 \pm 2,1$	
$1735 \pm 2$	$6508,2 \pm 0,6$	$6508,6 \pm 0,6$	$4803,3 \pm 2,1$	

gle. Als gewichteter Mittelwert folgt aus den acht Werten

$$B_p(^{61}\text{Cu}) = 4801,9 \pm 0,8 \text{ keV.}$$

Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem in der Massentafel [4] angegebenen Wert von  $4802 \pm 6$  keV überein.

Unter Berücksichtigung der Bindungsenergie  $B_n$  des letzten Neutrons im  $^{61}\text{Ni}$  von

$$B_n(^{61}\text{Ni}) = 7820,6 + 1,0 \text{ keV [5]}$$

ergibt sich für die Differenz der Energien der Grundzustände von  $^{61}\text{Cu}$  und  $^{61}\text{Ni}$  nach

$$E(^{61}\text{Cu}) - E(^{61}\text{Ni}) = B_n(^{61}\text{Ni}) - B_p(^{61}\text{Cu}) - \delta$$

( $\delta = E(n) - E(^1\text{H}) = 782,45 + 0,14$  keV [2]) ein Wert von  $2236,3 \pm 1,3$  keV. Bisher wurde ein Wert von  $2242 \pm 3$  keV angegeben [6].

Die Coulombverschiebungsenergie  $\Delta E_c$  der Isobaranalogzustände läßt sich nach

$$\Delta E_c = E_x(\text{IAZ}) - B_p - E_x(\text{VAZ}) + B_n \quad (1)$$

berechnen.  $E_x(\text{VAZ})$  ist die Anregungsenergie des Vateranalogzustandes im isobaren Nachbarkern.

Aus den Anregungsenergien der drei starken Feinstrukturkomponenten des IAZ 0 ergab sich eine mittlere Anregungsenergie des IAZ 0 von

$$E_x(\text{IAZ 0}) = 6383 \pm 2 \text{ keV}$$

und für den IAZ 1 eine Anregungsenergie von

$$E_x(\text{IAZ 1}) = 6449 \pm 2 \text{ keV [7].}$$

Daraus folgen nach (1) mit den Anregungsenergien  $E_x(\text{VAZ 0}) = 0$  keV und  $E_x(\text{VAZ 1}) = 67,4$  keV [6] die Coulombverschiebungsenergien

<sup>1)</sup> Da dieser Zustand nicht zum Grundzustand zerfällt, wurde die Energie des Übergangs zum 3. angeregten  $^{61}\text{Cu}$ -Zustand gemessen.

$$\Delta E_c(\text{IAZ } 0) = 9401,7 \pm 2,4 \text{ keV und}$$

$$\Delta E_c(\text{IAZ } 1) = 9400,3 \pm 2,4 \text{ keV,}$$

folglich nahezu identische Werte für beide Analogzustände.

In der  $^{60}\text{Ni}(^3\text{He}, d)^{61}\text{Cu}$ -Reaktion wurden Werte von  $9420 \pm 30 \text{ keV}$  gefunden [8].

Unter der Annahme, daß die Hauptkomponenten der entsprechenden Antianalogzustände im Grund- bzw. 2. angeregten  $^{61}\text{Cu}$ -Zustand konzentriert sind, erhält man für das Radialmatrizelement des Laneschen Potentials  $v_1$  156 bzw. 134 MeV [7].

### L i t e r a t u r

- [1] Koch, R. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 84
- [2] Marion, J.B. et al., Nuclear Reactions Analysis, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968, S. 144
- [3] Butler, J.W. et al., Phys. Rev. 108 (1957) 1473
- [4] Mattauch, J.H.E. et al., Nucl. Phys. 67 (1965) 32
- [5] Rasmussen, N.C. et al., Preprint MIT 1968
- [6] Nucl. Data Sheets B2 (1968) no. 5
- [7] Koch, R., Dissertation, in Vorbereitung
- [8] Pullen, D.J. et al., Phys. Rev. 170 (1968) 1034

### 1.10 MESSUNG DER ANREGUNGSFUNKTION DER REAKTION $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$ MIT EINER DICKEN FOLIE

R. Koch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 1

In der Reaktion  $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$  wurden im Energieintervall  $1450 \text{ keV} < E_p < 1700 \text{ keV}$  mit der konventionellen Methode der schrittweisen Energievariation 24 Resonanzen gefunden [1] (s. Tab. 1). Schießt man Protonen mit einer Energie oberhalb des interessierenden Bereiches in eine dicke Folie, so verlieren die Protonen durch Ionisationsbremsung ihre Energie und nehmen auch die Resonanzenergien an.

Tabelle 1

Die Resonanzen der Reaktion  $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$  im Energieintervall  $1450 \text{ keV} < E_p < 1700 \text{ keV}$  nach [1]

$E_p$ [keV] $\pm 2$	Ausbeute [ $\gamma$ -Quanten/ $\mu\text{C}$ ] Faktor 2	$E_p$ [keV] $\pm 2$	Ausbeute [ $\gamma$ -Quanten/ $\mu\text{C}$ ] Faktor 2	$E_p$ [keV] $\pm 2$	Ausbeute [ $\gamma$ -Quanten/ $\mu\text{C}$ ] Faktor 2
1451	600	1538	250	1643	240
1461	100	1566	150	1649	210
1465	75	1577	250	1656	700
1483	90	1588	650	1669	290
1491	90	1599	1600	1674	950
1515	280	1605	1550	1679	350
1519	450	1620	1500	1694	700
1529	40	1639	95	1698	230

Im Gammaskpektrum treten  $\gamma$ -Linien der Zerfälle aller Resonanzen auf, deren Energie kleiner als die Einschüßenergie ist.

Daraus ergab sich eine Möglichkeit, die Anregungsfunktion der Gammaausbeute der Grundzustandsübergänge von vielen Resonanzen gleichzeitig zu messen. Als Target diente eine  $^{60}\text{Ni}$ -Folie ( $\xi_F = 3,2 \text{ mg/cm}^2$ ).

Es resultiert aus dem Einfang der Protonen in vielen Resonanzen ein sehr komplexes Gammaskpektrum, dessen Linien sich im allgemeinen nicht den einzelnen Resonanzen zuordnen lassen. Die Situation ist nur am nieder- und hochenergetischen Teil des Spektrums überschaubar, wobei hier das letztere interessiert. Am hochenergetischen Ende des Spektrums treten die Linien der Übergänge der Resonanzzustände zum Grundzustand auf, sofern die Resonanz überhaupt zum Grundzustand zerfällt. Die Photolinien dieser Übergänge lassen sich soweit den einzelnen Resonanzen zuordnen, bis die erste Photolinie des Übergangs der energetisch höchsten Resonanz zum ersten angeregten Zustand auftritt.

Die Abbildung zeigt einen solchen oberen Teil eines Gammaskpektrums der Reaktion  $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$ .

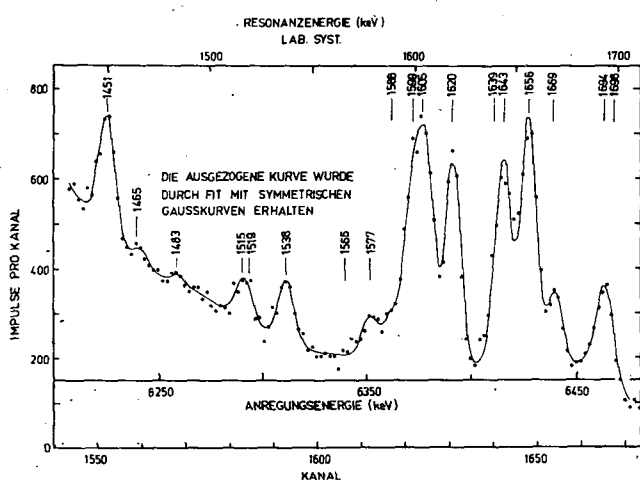


Abb. 1

Spektroskopische Messung der Anregungsfunktion der Reaktion  $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$  mit einem Ge(Li)-Detektor

Verhältnis der partiellen Strahlungsbreiten zweier Resonanzen i und k erhält man [2]

$$\frac{\Gamma_{\gamma_0}(i)}{\Gamma_{\gamma_0}(k)} = \frac{I_i \cdot B_i \cdot E_p(i) \cdot (2J_k + 1)}{I_k \cdot B_k \cdot E_p(k) \cdot (2J_i + 1)}$$

- Es ist I - die Intensität des Übergangs,  
 B - die Bremskraft bei der Energie  $E_p$ ,  
 $E_p$  - die Resonanzenergie und  
 J - der Drehimpuls der Resonanz.

Aus dieser Beziehung folgen die in der Tabelle 2 angegebenen relativen partiellen Strahlungsbreiten bezüglich der 1620 keV-Resonanz. Die in der letzten Spalte aufgeführten Werte ergeben sich aus den totalen Strahlungsbreiten der Resonanzen [1] und den entsprechenden Verzweungsverhältnissen der Grundzustandsübergänge [2], die in herkömmlicher Weise bestimmt worden sind.

Von den 24 Resonanzen des betrachteten Intervalls werden von mindestens 16 Grundzustandsübergänge gefunden. Weitere werden nur wegen ihrer geringen Gammaausbeute nicht beobachtet. Die relativ starke Resonanz bei  $E_p = 1674 \text{ keV}$  zerfällt nicht zum Grundzustand [2], fehlt folglich auch in der Anregungsfunktion der Grundzustandsübergänge.

Aus den gemessenen Intensitäten lassen sich die partiellen Strahlungsbreiten der Grundzustandsübergänge relativ zueinander bestimmen, wenn der Drehimpuls der Resonanz bekannt ist. Für das

Tabelle 2

Die partiellen Strahlungsbreiten der Grundzustandsübergänge einiger Resonanzen der Reaktion  $^{60}\text{Ni}(p,\gamma)^{61}\text{Cu}$  relativ zur Strahlungsbreite der 1620 keV-Resonanz

$E_p$ [keV] [1]	J [1]	I aus Messung mit $^{60}\text{Ni}$ -Folie	$\frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma_{\gamma_0}^{1620}}$	$\frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma_{\gamma_0}^{1620}}$ [1], [2]
1451	1/2	$64 \pm 7$	$1,20 \pm 0,13$	1,55
1515	1/2	} $18 \pm 6$		
1519				
1538	1/2	$30 \pm 3$	$0,58 \pm 0,06$	
1577		$20 \pm 4$		
1588	3/2	$20 \pm 5$	$0,20 \pm 0,05$	
1599	3/2	$82 \pm 7$	$0,81 \pm 0,07$	0,57
1605	3/2	$106 \pm 8$	$1,05 \pm 0,08$	1,05
1620	3/2	$100 \pm 6$	$1,00 \pm 0,06$	1,00
1639	1/2	} $97 \pm 6$		
1643				
1649				
1656	1/2	$120 \pm 7$	$2,43 \pm 0,14$	1,65
1669		$34 \pm 10$		
1694	3/2	} $60 \pm 6$	$0,61 \pm 0,06$	0,43
1698				

Die Übereinstimmung der relativen partiellen Strahlungsbreiten nach beiden Methoden ist als gut anzusehen. Dabei hat man zu bedenken, daß einerseits die Trennung benachbarter Linien (s. Abb. 1) zu Fehlern der Intensitäten rührt, andererseits auch die totalen Strahlungsbreiten mit einem schwer abzuschätzenden relativen Fehler behaftet sind. Eine größere Diskrepanz, die ungeklärt bleibt, zeigt sich nur im Fall der 1656 keV-Resonanz.

Mit der hier beschriebenen Methode läßt sich eine erhebliche Einsparung an Meßzeit und experimentellem Aufwand erreichen. Sie ist anwendbar, wenn die Resonanzabstände größer als das Gammaauflösungsvermögen des Ge(Li)-Detektors sind. Auf die Möglichkeit der Anwendung dieser Methode zur simultanen Bestimmung der Resonanzdrehimpulse durch Winkelverteilungsmessungen sei hingewiesen.

L i t e r a t u r

[1] Butler, J.W. et al., Phys. Rev. 108 (1957) 1473

[2] Koch, R., Dissertation, in Vorbereitung

### 1.11 VERGLEICH VON ANALOGEM ( $\Delta T=1$ )- $\beta$ - UND $\gamma$ -ZERFALL FÜR $^{61}\text{Cu}$

R. Koch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 1

Ein interessanter Gesichtspunkt des Gammazerfalls eines Isobaranalogzustandes (IAZ) ist die Beziehung zwischen der Strahlungsbreite des  $M1$ -( $\Delta T=1$ )- $\gamma$ -Übergangs vom IAZ zu einem  $T_{\leftarrow}$ -Zustand A und dem  $ft$ -Wert des erlaubten Gamow-Teller- $\beta$ -Übergangs vom Vateranalogzustand zu A ( $\beta^-$ -Zerfall) oder von A zum Vateranalogzustand ( $\beta^+$ -Zerfall) [1], [2].

Für die Strahlungsbreite des Isevektor- $\gamma$ -Übergangs mit der Übergangsenergie  $E_{\gamma}$  gilt [1]

$$\Gamma_{\gamma}(\text{eV}) = 2.763 \cdot 10^{-3} \cdot [E_{\gamma}(\text{MeV})]^3 \cdot \mu_-^2 / [4(2I_i+1)] \cdot \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -M_{T_f} & 0 & M_{T_i} \end{pmatrix}^2 \cdot \left[ \langle I_f T_f \parallel \sum_k \vec{\tau}(k) \vec{\sigma}(k) \parallel I_i T_i \rangle + \frac{1}{\mu_-} \langle I_f T_f \parallel \sum_k \vec{\tau}(k) \vec{l}(k) \parallel I_i T_i \rangle \right]^2 \quad (1)$$

Es sind die üblichen Symbole verwendet worden.  $\mu_-$  steht für die Differenz der magnetischen Dipolmomente von freiem Proton und freiem Neutron. Die Indizes  $i$  und  $f$  symbolisieren Anfangs- und Endzustand. Die Matrixelemente sind im gewöhnlichen und im Isospinraum reduziert. Für den  $ft$ -Wert erlaubter Gamow-Teller- $\beta$ -Übergänge erhält man nach [3]

$$ft(\text{s}) = \frac{6260 \pm 60}{1.51 \pm 0.03} \cdot \left[ \frac{1}{\sqrt{2(2I_i+1)}} \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -M_{T_f} & \pm 1 & M_{T_i} \end{pmatrix} \cdot \langle I_f T_f \parallel \sum_k \vec{\tau}(k) \vec{\sigma}(k) \parallel I_i T_i \rangle \right]^{-2} \quad (2)$$

In dem  $3J$ -Symbol gelten die Vorzeichen  $+$  und  $-$  für  $\beta^+$ - bzw.  $\beta^-$ -Übergänge.

Im Fall eines  $\beta^-$ -Übergangs vom Vateranalogzustand zum Zustand A sind die reduzierten Spinmatrixelemente von  $\gamma$ - und  $\beta$ -Übergang gleich, da sowohl im  $\gamma$ - als auch im  $\beta$ -Übergang der Zustand A Endzustand ist und sich die Anfangszustände nur in den 3. Isospinkomponenten unterscheiden, von denen jedoch nur die  $3J$ -Symbole abhängen.

Im Fall des  $^{61}\text{Cu}$  geht der Zustand A (Grundzustand des  $^{61}\text{Cu}$ ) durch einen  $\beta^+$ -Übergang in den Vateranalogzustand (Grundzustand des  $^{61}\text{Ni}$ ) über. Der  $M1$ -( $\Delta T=1$ )- $\gamma$ -Übergang erfolgt von IAZ des  $^{61}\text{Ni}$ -Grundzustandes im  $^{61}\text{Cu}$  zum  $^{61}\text{Cu}$ -Grundzustand. Daraus ist ersichtlich, daß im  $\beta^+$ -Fall die Anfangs- und Endzustände des  $\gamma$ -Übergangs gegenüber denen des  $\beta$ -Übergangs vertauscht sind. Die reduzierten Spinmatrixelemente unterscheiden sich in diesem Fall höchstens um einen Phasenfaktor.

Aus den Gleichungen (1) und (2) folgt die gesuchte Beziehung zwischen dem  $ft$ -Wert und der Strahlungsbreite des analogen Isevektor- $\gamma$ -Übergangs

$$ft(\text{s}) \cdot \Gamma_{\gamma}(\text{eV}) = (127 \pm 6) \cdot [E_{\gamma}(\text{MeV})]^3 \cdot \frac{1}{T_{\leftarrow}} \cdot \left[ 1 + \frac{1}{\mu_-} \frac{\langle I_f T_f \parallel \sum_k \vec{\tau}(k) \vec{l}(k) \parallel I_i T_i \rangle^2}{\langle I_f T_f \parallel \sum_k \vec{\tau}(k) \vec{\sigma}(k) \parallel I_i T_i \rangle^2} \right] \quad (3)$$

Es ist  $T_{\leftarrow} = \max(T_i, T_f)$ . Häufig wird der zweite Summand in der eckigen Klammer gegenüber 1 vernachlässigt [1]. Man erhält eine Vorstellung von seiner Größe, wenn man annimmt, daß die  $\beta$ - und  $\gamma$ -Übergänge durch Einteilchenübergänge hervorgerufen werden. Im Fall  $1 + 1/2 \rightarrow 1 + 1/2$  erhält man für den Quotienten einen Wert von  $1/\mu_-$  [4].

Der zum  $^{61}\text{Ni}$ -Grundzustand gehörende IAZ im  $^{61}\text{Cu}$  ist in mindestens drei Feinstrukturkomponenten ( $I^\pi = 3/2^-$ ) aufgespalten und erscheint bei einer mittleren Anregungsenergie von  $\bar{E}_x$  (IAZ 0) = 6383 keV [4].

Die Summe der drei partiellen M1-Strahlungsbreiten der Übergänge von den drei Feinstrukturkomponenten zum  $^{61}\text{Cu}$ -Grundzustand ( $I^\pi = 3/2^-$ ) wurden zu

$$\Gamma_\gamma^{\text{exp}} = 0,5^{+0,05}_{-0,25} \text{ eV} (= 0,10^{+0,10}_{-0,05} \text{ Weisskopfeinheiten}) \text{ bestimmt [4], [5].}$$

Der log ft-Wert des  $\beta^+$ -Übergangs vom  $^{61}\text{Cu}$ -Grundzustand zum  $^{61}\text{Ni}$ -Grundzustand liegt zwischen 5,0 und 5,1 [6], [7]. Daraus folgt für den analogen  $\gamma$ -Übergang nach (3) eine Strahlungsbreite von  $\Gamma_\gamma = 0,15 \dots 0,19 \text{ eV} (= 0,028 \dots 0,035 \text{ Weisskopfeinheiten})$ . Der ft-Wert liefert also einen Wert für die Strahlungsbreite des analogen  $\gamma$ -Übergangs, der in der Größenordnung des gemessenen liegt. Die Abweichung könnte als Hinweis auf  $T_\leftarrow$ -Beimischungen im Analogzustand oder auf kompliziertere Anteile im l-Teil von (1) gedeutet werden. Ein ähnliches Ergebnis wurde für Kerne des mittleren Massenbereichs auch von anderen Autoren gefunden [8].

### L i t e r a t u r

- [1] Wilkinson, D.H., Edit., Isospin in Nuclear Physics, North-Holland Publ. Comp. Amsterdam 1969
- [2] Bardin, T.T. et al., Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 866
- [3] Bohr, A. et al., Nuclear Structure I, W.A. Benjamin, Inc., New York, Amsterdam 1969
- [4] Koch, R., Dissertation, in Vorbereitung
- [5] Butler, J.W. et al., Phys. Rev. 108 (1957) 1473
- [6] Beraud, R. et al., Nucl. Phys. 99 (1967) 577
- [7] Schöneberg, R. et al., Z. Physik 200 (1967) 205
- [8] Gaarde, C. et al., Nucl. Phys. A143 (1970) 497

## 1.12 DIE ABHÄNGIGKEIT DER MAGNETISCHEN DIPOLMOMENTE EINIGER $u_g$ -KERNE VOM ISOSPIN

R. Koch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 1

Für das magnetische Dipolmoment eines Kernzustandes erhält man mit den üblichen Bezeichnungen im Isospinformatismus die Beziehung [1]

$$\mu = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{I}{(I+1)(2I+1)}} \cdot \tag{1}$$

$$\cdot \langle \text{ITM}_T \parallel \sum_k [\{ \vec{l}(k) + \mu_+ \vec{G}(k) \} - \tau_3(k) \{ \vec{l}(k) + \mu_- \vec{G}(k) \} ] \parallel \text{ITM}_T \rangle .$$

Das Matrixelement ist im gewöhnlichen Raum reduziert. Es sei  $\tau_3$  (Proton) = -1.  $\mu_+$  und  $\mu_-$  sind die Summe bzw. Differenz der magnetischen Dipolmomente von freiem Proton und freiem Neutron (alle magnetischen Dipolmomente in Einheiten des Bohrschen Kernmagnetons). Aus Stripping-Reaktionen ist bekannt, daß die Wellenfunktionen der Grundzustände in vielen Fällen im mittleren Massenbereich groÙe Anteile der Komponente "Targetgrundzustand + j-Nukleon" besitzen. Für ein an ein ( $J=0, T_0$ )-Core gekoppeltes Nukleon läÙt sich  $\mu$  recht einfach nach Gl. (1) berechnen. Bei Beschränkung auf  $M_T = T$  (Neutronenüberschuß) erhält man für  $u_g$ -

Kerne ( $T = T_0 - 1/2$ ,  $T_0 > 0$ ) die "Core-Nukleon"-Dipolmomente  $\mu^{cn}$  [2]

$$j = j_> = 1 + 1/2 : \mu^{cn} = \frac{1}{2} [(1 + \mu_+) + \frac{2T_0 - 1}{2T_0 + 1} (1 + \mu_-)] \quad (2)$$

$$j = j_< = 1 - 1/2 : \mu^{cn} = \frac{1}{2} \frac{2T_0 - 1}{2T_0 + 1} [(1 + \mu_+) + \frac{2T_0 - 1}{2T_0 + 1} (1 + \mu_-)]. \quad (3)$$

Die beiden Summanden in beiden Beziehungen repräsentieren den isoskalaren bzw. den isovektoriellen Beitrag zu  $\mu^{cn}$ .

Bezeichnet man den Schmidtwert des Dipolmoments eines Protons im Zustand  $(j, l)$  mit  $\mu_P$ , den eines Neutrons im gleichen Zustand mit  $\mu_N$ , so lassen sich (2) und (3) zusammenfassen zu

$$\mu^{cn} = \frac{(2T+1) \cdot \mu_P + \mu_N}{2T+2} \quad (4)$$

In der Gruppe A der Tabelle sind Beispiele für Dipolmomente der Grundzustände einiger ug-Kerne mit abgeschlossener oder fast abgeschlossener Neutronenschale aufgeführt. Die Abweichung der  $\mu^{cn}$  von den experimentellen Dipolmomenten ist in diesen Fällen kleiner als 0,1. Die Gruppe B enthält Beispiele, wo die experimentellen Werte im allgemeinen nur schlecht durch (4) beschrieben werden, folglich kompliziertere Konfigurationen zu  $\mu$  beitragen. Bemerkenswert ist jedoch, daß die  $\mu^{cn}$  zwischen den Schmidt- und den experimentellen Werten liegen (Ausnahmen:  $^{39,41}\text{K}$ ) und daß Differenzen benachbarter ug-Isotope (Ausnahme: Differenz  $\mu(^{63}\text{Cu}) - \mu(^{61}\text{Cu})$ ) gut den experimentellen Sachverhalt wiedergeben (s. Gruppe B, Zwischenzeile).

Tabelle 1

Die magnetischen Dipolmomente der Grundzustände einiger ug-Kerne

Kern	$I^\pi$ [3]	$T_0$	T	$\mu^{exp}$ [3]	$\mu^{cn}$ vorl. Rechng.	$\mu_P$
Gruppe A						
$^{31}\text{P}$	$1/2^+$	1	1/2	1,13	1,22	2,79
$^{39}\text{K}$	$3/2^+$	1	1/2	0,39	0,47	0,12
$^{59}\text{Co}$	$7/2^-$	3	5/2	4,65	4,69	5,79
$^{89}\text{Y}$	$1/2^-$	6	11/2	-0,14	-0,19	-0,26
$^{93}\text{Nb}$	$9/2^-$	6	11/2	6,17	6,12	6,79
Gruppe B						
$^{61}\text{Cu}$	$3/2^-$	2	3/2	2,14	2,65	3,79
$^{63}\text{Cu}$	$3/2^-$	3	5/2	2,23	2,98	3,79
$^{65}\text{Cu}$	$3/2^-$	4	7/2	2,38	3,16	3,79
$^{67}\text{Ga}$	$3/2^-$	3	5/2	1,85	2,98	3,79
$^{69}\text{Ga}$	$3/2^-$	4	7/2	2,02	3,16	3,79
$^{35}\text{Cl}$	$3/2^+$	1	1/2	0,82	0,47	0,12
$^{37}\text{Cl}$	$3/2^+$	2	3/2	0,68	0,33	0,12
$^{39}\text{K}$	$3/2^+$	1	1/2	0,39	0,47	0,12
$^{41}\text{K}$	$3/2^+$	2	3/2	0,21	0,33	0,12



Die analoge Rechnung, durchgeführt für  $g_u$ -Kerne ( $T=T_0+1/2$ ), führt, wie auch zu erwarten, auf die reinen Einneutronenmomente, die Schmidtwerte  $\mu_N$ .

Wenn der Anteil "Targetgrundzustand +  $j$ -Nukleon" der Wellenfunktion des Grundzustands im betrachteten Kern aus Stripping-Reaktionen bekannt ist, kann dieser Anteil bei der Berechnung von  $\mu$  berücksichtigt werden. In der Näherung, daß sich die Beiträge komplizierterer Anteile annullieren, erhält man

$$\mu = \mu^{cn} \cdot S \quad (5)$$

Die spektroskopischen Faktoren  $S$  der Grundzustände von  $^{61}\text{Cu}$  ( $T=T_0-1/2=3/2$ ) und  $^{61}\text{Ni}$  ( $T=T_0+1/2=5/2$ ,  $I^\pi = 3/2^-$ ) wurden zu  $S_D = 0,80 \pm 0,05$  [4] (Korrektur s. [2]) und  $S_n = 0,40 \pm 0,05$  [5] bestimmt. Mit  $\mu^{ch}$  aus der Tabelle und  $\mu^{cn} = \mu_N = -1,91$  für  $^{61}\text{Cu}$  bzw.  $^{61}\text{Ni}$  ergeben sich nach Beziehung (5)

$$\begin{aligned} \mu(^{61}\text{Cu}) &= 2,12 \pm 0,09 \quad \text{und} \\ \mu(^{61}\text{Ni}) &= -0,76 \pm 0,13 \end{aligned}$$

Die experimentellen Werte sind

$$\begin{aligned} \mu^{\text{exp}}(^{61}\text{Cu}) &= 2,14 \pm 0,04 \quad \text{und} \\ \mu^{\text{exp}}(^{61}\text{Ni}) &= -0,748 \pm 0,068(4) \end{aligned}$$

Ähnlich zufriedenstellende Ergebnisse erhält man bei Berücksichtigung der spektroskopischen Faktoren nach (5) für die Dipolmomente z.B. von  $^{63,65}\text{Cu}$  [2].

## L i t e r a t u r

- [1] Bhattacharjee, S.K., Ann. of Phys. 63 (1971) 613
- [2] Koch, R., Dissertation, in Vorbereitung
- [3] Matthias, E. and D.A. Shirley, Editors, Hyperfine Structure and Nucl. Radiations, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968
- [4] Pullen, D.J. and B. Rosner, Phys. Rev. 170 (1968) 1034
- [5] Nucl. Data Sheets B2 (1968) no. 5

### 1.13 $M1-(\Delta T=1)$ -ÜBERGÄNGE BEI ANWESENHEIT EINES $(J=0, T_0)$ -CORES

R. Koch<sup>1)</sup> und W. Rudolph

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Von verschiedenen Autoren wurden für eine große Anzahl von  $u_g$ -Kernen der  $2s1d$ - und  $2p1f$ -Schale die  $M1$ -Strahlungsbreiten von  $\gamma$ -Übergängen mit Isospinwechsel gemessen (Übersicht in [1]). Grundlage der theoretischen Interpretation war in vielen Fällen die Strahlungsbreite  $\Gamma_\gamma^{cn}$ , die sich ergibt, wenn man annimmt, daß der Übergang durch ein Nukleon hervorgerufen wird, das an ein  $(J=0, T_0)$ -Core gekoppelt ist. Wie sich aus der Rechnung im Schalenmodell für reine Zustände ergibt, verschwindet in diesem Fall der isoskalare Anteil wegen  $\Delta T = 1$  und der Beitrag des Cores. Ferner sind nur Übergänge erlaubt, wenn sich Bahndrehimpuls  $l$  und Radialquantenzahl nicht ändern.

<sup>1)</sup> jetzt Bereich 1

Maripuu [2] hat die Werte für  $\Gamma_{\gamma}^{\text{cn}}$  in diesem Modell für Übergänge vom Typ  $j_{>} \rightarrow j_{>}$  und  $j_{<} \rightarrow j_{<}$  ( $j_{>} = 1+1/2$ ,  $j_{<} = 1-1/2$ ) berechnet. Es sind darüber hinaus auch M1-Übergänge mit Änderung der Spinorientierung möglich, also vom Typ  $j_{>} \rightarrow j_{<}$  und  $j_{<} \rightarrow j_{>}$ .

Setzt man für die auftretenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten und Racah-Symbole die analytischen Ausdrücke ein [2] und beschränkt sich auf Kerne mit Neutronenüberschuß ( $M_{T_0}=T_0$ ,  $T_0 > 0$ ), so erhält man für die Strahlungsbreiten  $\Gamma_{\gamma}^{\text{cn}}$  relativ zur M1-Weisskopfstrahlungsbreite einfache analytische Ausdrücke [1], [3]:

$$\Gamma_{\gamma}^{\text{cn}} / \Gamma_{\gamma W} (M1, \Delta T=1) =$$

$j_{>} \rightarrow j_{>}$ :	$\frac{4}{15} \frac{T_0}{(2T_0+1)^2} \cdot \frac{21+3}{21+1} (1+\mu_-)^2$
$j_{>} \rightarrow j_{<}$ :	$\frac{4}{15} \frac{T_0}{(2T_0+1)^2} \cdot \frac{1}{21+1} (2\mu_- - 1)^2$
$j_{<} \rightarrow j_{>}$ :	$\frac{4}{15} \frac{T_0}{(2T_0+1)^2} \cdot \frac{1+1}{21+1} (1-2\mu_-)^2$
$j_{<} \rightarrow j_{<}$ :	$\frac{4}{15} \frac{T_0}{(2T_0+1)^2} \cdot \frac{21-1}{21+1} (1+1-\mu_-)^2$

$\mu_-$  ist die Differenz der magnetischen Dipolmomente von freiem Proton und freiem Neutron.

Aus diesen Beziehungen kann die Schlußfolgerung gezogen werden, daß die Strahlungsbreiten der  $j_{>} \rightarrow j_{>}$ -Übergänge 20 bis 200 mal größer sind als die der  $j_{<} \rightarrow j_{<}$ -Übergänge [2], andererseits aber auch starke  $j_{<} \rightarrow j_{>}$ -Übergänge und relativ starke  $j_{>} \rightarrow j_{<}$ -Übergänge auftreten können.

Die Werte für  $\Gamma_{\gamma}^{\text{cn}} / \Gamma_{\gamma W}$  für  $l = 1-7$  und verschiedene  $T_0$  sind in [3] tabelliert.

Die Strahlungsbreiten lassen sich mit Hilfe der Zahlenwertrelation für M1-Weisskopfstrahlungsbreiten

$$\Gamma_{\gamma W} (\text{eV}) = 0,021 [E_{\gamma}(\text{MeV})]^3$$

in die Einheit eV oder unter Verwendung der Beziehung

$$\Gamma_{\gamma} / \Gamma_{\gamma W} (M1) = \frac{8}{45\mu_0^2} B(M1)$$

auf reduzierte M1-Übergangswahrscheinlichkeiten umrechnen.  $\mu_0$  ist das Bohrsche Kernmagneton. Ähnliche einfache analytische Ausdrücke erhält man für die Strahlungsbreiten von Neutronen- und Protonen-Einteilchenübergängen oder M1-( $\Delta T=0$ )-Übergängen im Core-Nukleon-Modell [3]. Sind die Einteilchenanteile in Anfangs- und Endzustand als spektroskopische Faktoren aus Stripping-Reaktionen bekannt, kann man diese berücksichtigen. Man erhält dann unter der Voraussetzung, daß sich Anteile komplizierterer Konfigurationen gegenseitig kompensieren, für die M1-( $\Delta T=1$ )-Übergänge [1]

$$\Gamma_{\gamma} = \Gamma_{\gamma}^{\text{cn}} \cdot S_p \cdot S_n.$$

Anwendungen dieser Relation sind in [1] und [3] zu finden.

L i t e r a t u r

- [1] Rudolph, W., ZfK-231 (1972)
- [2] Maripuu, S., Nucl. Phys. A123 (1969) 357
- [3] Koch, R., Dissertation, in Vorbereitung

1.14 ABSOLUTE NICHTGLEICHGEWICHTS- UND GLEICHGEWICHTSANALYSE VON NEUTRONEN-EMISSIONSSPEKTREN IN EINEM BREITEN MASSENZAHLBEREICH

D. Hermsdorf, S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel  
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik  
 W.D. Toneev  
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Wie gezeigt wurde [1], können die kontinuierlichen Neutronenemissionsspektren aus der Wechselwirkung von 14 MeV-Neutronen mit Atomkernen als Summe von Nichtgleichgewichts- und Gleichgewichtsemission beschrieben werden, indem die Formen beider Spektrenanteile nach dem "preequilibrium model" bzw. dem statistischen Modell berechnet und in ihrer absoluten Größe an das Experiment angepaßt werden.

Mit der vorliegenden Arbeit wird der Versuch einer absoluten Berechnung dieser Spektren, praktisch ohne anpaßbaren Parameter, unternommen und die Ergebnisse mit dem Experiment verglichen. Ein Monte-Carlo-Rechenprogramm [2] simuliert die Entwicklung des Compoundsystems vom Einteilchenzustand bis hin zum Compoundkern. Infolge von Zweiteilchen-Restwechselwirkungen vollziehen sich in diesem System Übergänge mit  $\Delta n = 0, \pm 2$  ( $n = p+h$  - Excitonzahl). Die Wahrscheinlichkeit dieser Übergänge  $\lambda_n^0, \lambda_n^+, \lambda_n^-$  wird nach Williams [4] berechnet, wobei die absolute Größe der mittleren Matrixelemente über

$$\lambda_n = \lambda_n^0 + \lambda_n^+ + \lambda_n^- = \frac{\langle \sigma \rangle \langle v \rangle}{4 \pi r_0^3} \quad (1)$$

durch einen effektiven Querschnitt  $\langle \sigma \rangle$  für die Wechselwirkung zwischen den Excitonen in der Kernmaterie [3], eine effektive mittlere Geschwindigkeit  $\langle v \rangle$  der Excitonen in der Nähe der Fermigrenze sowie das Elementarvolumen  $4 \pi r_0^3$  der Wechselwirkung bestimmt wird und damit die Emissionswahrscheinlichkeit vor Erreichen des Gleichgewichtszustandes absolut berechnet werden kann.

Konkurrierend zu den Übergängen  $\lambda_n^0, \lambda_n^+, \lambda_n^-$  wird die Emissionswahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung der Transparenz der Kernoberfläche für die Teilchen n, p, d, t,  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  ermittelt. Nach Erreichen des statistischen Gleichgewichts  $n \geq \bar{n}$  erfolgt die weitere Berechnung nach dem vollständig statistischen Modell unter Beachtung aller o.g. Emissionskanäle.

Berechnete Neutronen-, teilweise auch Protonen- und Alphateilchenspektren liegen für die Kerne  $^{24}\text{Mg}, ^{27}\text{Al}, ^{28}\text{Si}, ^{31}\text{P}, ^{32}\text{S}, ^{48}\text{Ti}, ^{51}\text{V}, ^{52}\text{Cr}, ^{55}\text{Mn}, ^{56}\text{Fe}, ^{59}\text{Co}, ^{58}\text{Ni}, ^{63}\text{Cu}, ^{65}\text{Cu}, ^{64}\text{Zn}, ^{69}\text{Ga}, ^{75}\text{As}, ^{79}\text{Br}, ^{93}\text{Nb}, ^{115}\text{In}, ^{121}\text{Sb}, ^{123}\text{Sb}, ^{127}\text{I}, ^{181}\text{Ta}$  und  $^{197}\text{Au}$  vor. Die verwendeten Zustandsdichten  $a = \frac{\pi^2}{6} g = 0,133 A$  entsprechen dem Fermigasmodell und gelten für das mittlere Verhalten der Kerne, ohne Berücksichtigung von Struktureffekten.

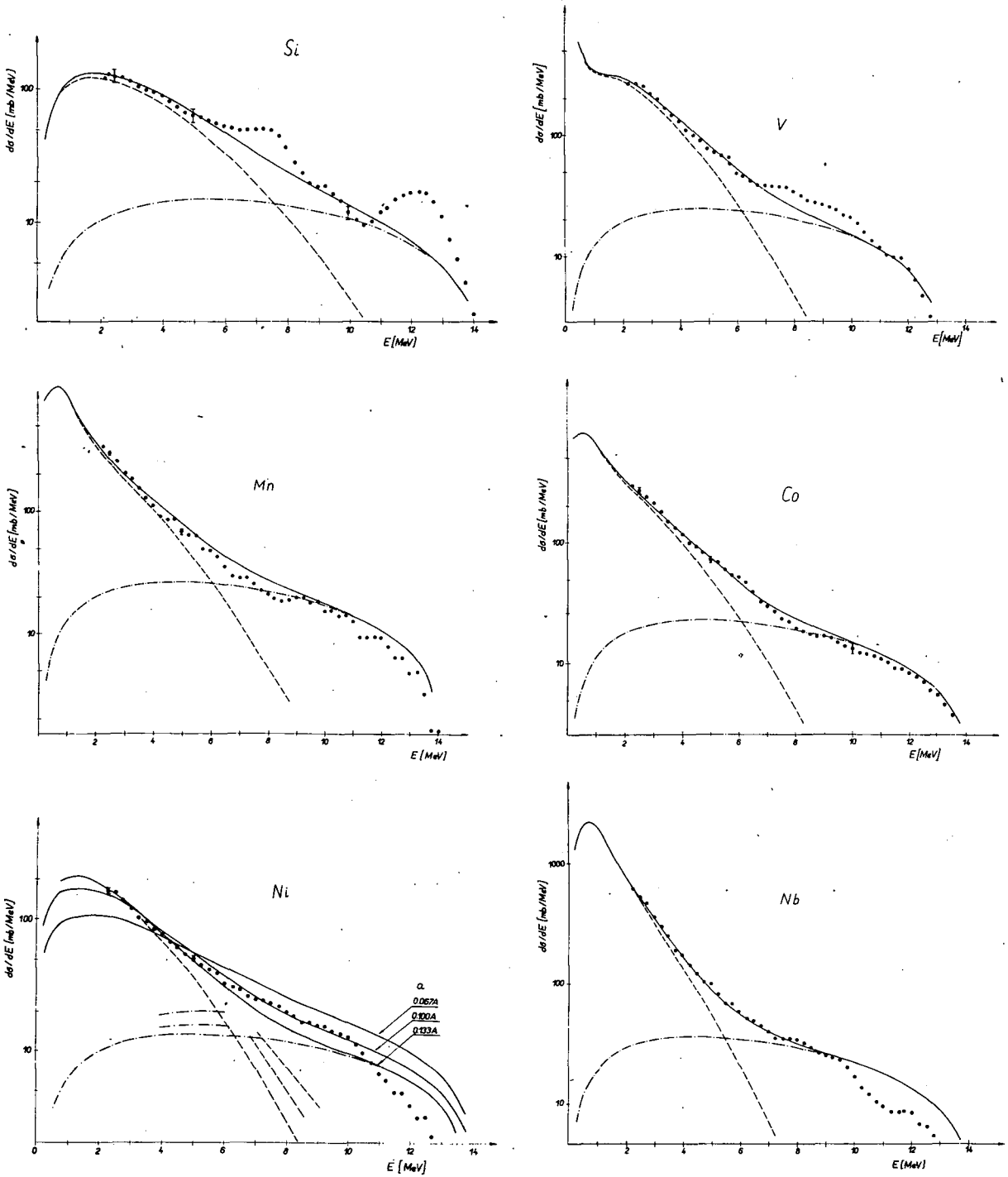


Abb. 1

Vergleich der berechneten Gesamtemissions-, Nichtgleichgewichts- und Gleichgewichtsspektren für  $^{28}_{14}\text{Si}$ ,  $^{51}_{23}\text{V}$ ,  $^{55}_{25}\text{Mn}$ ,  $^{59}_{27}\text{Co}$ ,  $^{58}_{28}\text{Ni}$  und  $^{93}_{41}\text{Nb}$  mit den experimentellen Neutronenemissionsspektren. Für den magischen Kern  $^{58}_{28}\text{Ni}$  erhält man eine bessere Beschreibung mit einem kleineren Niveaudichteparameter  $a = 0,100 \text{ A}$ .

Abb. 1 zeigt einige typische theoretische und experimentelle Spektren. Die auf dieser Abbildung sichtbare gute absolute Anpassung wird durch optimale Wahl des in beiden Spektrenteilen und somit auch im Gesamtquerschnitt als Faktor eingehenden Reaktionsquerschnitts  $\sigma_R$  erreicht. Die so erhaltenen Werte  $\sigma_R^{opt}$  weichen jedoch nicht mehr als 20 %, bei vielen Kernen beträchtlich weniger, von den theoretischen Werten  $\sigma_R = \pi(R + \lambda)^2$  ab. Mit dieser Genauigkeit kann somit eine rein theoretische, absolute Beschreibung der Emissionsspektren festgestellt werden. Der Tabelle 1 sind die berechneten Querschnitte  $\sigma_{nM}$ ,  $\sigma^{PC}$ ,  $\sigma^{CN}$  sowie das Verhältnis  $\sigma^R/\sigma_R^{opt}$  zu entnehmen.

Tabelle 1

Absolut berechnete Querschnitte  $\sigma_{nM}$ ,  $\sigma^{PC}$ ,  $\sigma^{CN}$  sowie das Verhältnis  $\sigma^R/\sigma_R^{opt}$ , welches die Abweichung der berechneten Absolutgröße vom experimentellen Spektrum charakterisiert.

Kern	$\sigma_{nM}$ [mb]	$\sigma^{PC}$ [mb]	$\sigma^{CN}$ [mb]	$\sigma_R$ [mb]	$\sigma^R/\sigma_R^{opt}$
$^{28}_{14}\text{Si}$	650	134	516	800	0,915
$^{51}_{23}\text{V}$	1410	225	1185	1150	0,800
$^{55}_{25}\text{Mn}$	2050	225	1825	1200	0,860
$^{59}_{27}\text{Co}$	1840	215	1625	1260	0,984
$^{58}_{28}\text{Ni}$	995	202	793	1270	1,270
$^{93}_{41}\text{Nb}$	3450	290	3160	1930	0,875

Die in [1] gefundene mittlere Abhängigkeit des totalen Nichtgleichgewichtsquerschnitts  $\sigma^{PC} \sim A^{1/3}$  wird bestätigt. Detailverbesserungen sind von der Wahl individueller a-Parameter zu erwarten. Nicht erfaßt wird die starke Anregung kollektiver Zustände, wie am Beispiel  $^{28}_{14}\text{Si}$  zu erkennen ist. Zum Verständnis des Gesamtprozesses der Wechselwirkung ist die Erfassung der Emissionskanäle für geladene Teilchen unbedingt erforderlich. Auf die Größe des (n,2n)-Querschnitts hat der Anteil der Vergleichgewichtsemission einen wesentlichen Einfluß, da bei letzterem Prozeß die

mittlere Energie der emittierten Neutronen hoch ist und damit die Emission zweiter Neutronen unwahrscheinlich wird. Eine ausführliche Publikation der Ergebnisse ist in Vorbereitung.

#### L i t e r a t u r

- [1] Hermsdorf, D. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 20
- [2] Toneev, W.D., unveröffentlicht
- [3] Goldberger, M.L., Phys. Rev. 74 (1948) 1268  
Kikuchi, K. und M. Kawai, Nuclear Matter and Nuclear Reactions, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968
- [4] Williams, F.C., Phys. Lett. 31B (1970) 184

1.15 QUERSCHNITTE DER UNELASTISCHEN WECHSELWIRKUNG VON 14,6 MeV-NEUTRONEN

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

Absolute Neutronenemissionsquerschnitte  $\sigma_{nM}(E_0; E, \lambda)$  wurden für 18 Kerne bei  $E_0 = 14,6$  MeV für 5 Winkel  $\lambda$  im Bereich von  $40^\circ$  bis  $150^\circ$  und  $E$  von 2 MeV bis  $E_0$  gemessen [1,2]. Die daraus durch Raumwinkelintegration berechneten Querschnitte  $\sigma_{nM}(E_0; E)$  wurden im Bereich  $E = 2 \text{ MeV} \dots E_0$  an den theoretischen Ausdruck

$$\begin{aligned} \sigma_{nM}(E_0; E) = & K_1 E \sigma_{inv}(E) (U+t)^{-2} \exp[2(aU)^{1/2}] \\ & + K_2 E \sigma_{inv}(E) \sum_{\substack{\bar{n}=13 \\ n_1=3 \\ \Delta n=2}}^{n=13} (U/E^*)^{n-2} \cdot n(n-1) \end{aligned} \quad (1)$$

angepaßt, mit dem eine sehr gute Beschreibung der experimentellen Daten erreicht wurde.

Mit den gewonnenen Parametern  $K_1$ ,  $K_2$  und  $a$  kann der Anteil des Querschnitts im Intervall  $E = 0 \dots 2$  MeV berechnet werden [3]. Damit ergibt sich die Möglichkeit zur Berechnung folgender Querschnitte (vergl. Tabelle 1):

Tabelle 1

Querschnitte der unelastischen Wechselwirkung von 14,6 MeV-Neutronen

Kern	Q <sub>n,2n</sub>   [MeV]	Experimentelle Daten [1,2]		Literaturwerte für $\sigma_{nM}$ nach		$\sigma_{n,n'}$ Eval. or Exp? [mb]
		$\sigma_{nM}$ [mb]	$\sigma_{nM} - \sigma_{n,2n}$ [mb]	[4]	[5]	
Mg	16,53	624 ± 62	-	-	594 ± 11	680 ± 70
Al	13,06	898 ± 90	-	-	-	825 ± 80
Si	17,17	581 ± 58	-	-	920 ± 18	550 ± 80
P	12,31	-	983 ± 98	-	-	920 ± 60
S	15,09	768 ± 76	-	-	-	760 ± 90
Ti	11,63	-	1680 ± 158	-	1600 ± 32	890 ± 90
V	11,04	-	1330 ± 115	-	1910 ± 38	600 ± 100
Cr	12,05	-	1170 ± 108	1320 ± 40	-	740 ± 110
Mn	10,22	1890 ± 176	-	1608 ± 100	1940 ± 39	410 ± 190
Fe	11,20	-	1197 ± 112	1614 ± 100	1600 ± 32	780 ± 70
Co	10,47	-	1418 ± 160	1772 ± 100	1970 ± 40	480 ± 160
Ni	12,20	-	946 ± 89	980 ± 20	1510 ± 30	460 ± 180
Cu	10,84	-	1304 ± 120	1935 ± 150	2010 ± 40	780 ± 90
Zn	11,85	-	1288 ± 120	-	-	1170 ± 50
Nb	8,82	3142 ± 335	-	2740 ± 50	-	550 ± 170
Sb	9,25	-	1783 ± 166	-	3380 ± 68	380 ± 180
Ta	7,64	4535 ± 590	-	-	-	480 ± 200
Au	8,08	5200 ± 990	-	-	-	330 ± 200

1. Falls  $E_0 - |Q_{n,2n}| < 0$  ist, so kann der gesamte Querschnitt

$$\sigma_{nM} = \sigma_{n,n'} + \sigma_{n,np} + \sigma_{n,n\alpha} \text{ gewonnen werden;}$$

2. Falls  $E_0 - |Q_{n,2n}| \approx 2...3$  MeV ist, liefert die Parametrisierung das durch die primären Neutronen erzeugte Spektrum, da im Meßspektrum die Anteile der sekundären Neutronen nicht enthalten sind; wir erhalten den Querschnitt

$$\sigma_{nM} - \sigma_{n,2n} = \sigma_{n,n'} + \sigma_{n,2n} + \sigma_{n,np} + \sigma_{n,n\alpha};$$

3. Falls  $E_0 - |Q_{n,2n}| > 5$  MeV ist, dann sind die sekundären Neutronen im Meßspektrum erfaßt und die Parametrisierung liefert

$$\sigma_{nM} = \sigma_{n,n'} + 2\sigma_{n,2n} + \sigma_{n,np} + \sigma_{n,n\alpha}.$$

Die Ergebnisse sind in der Tabelle 1 zusammengestellt im Vergleich mit Literaturwerten [4,5]. Damit ergeben sich folgende Möglichkeiten zur Bestimmung von

$\sigma_{n,n'}$  bzw.  $\sigma_{n,2n}$ :

a) Falls  $\sigma_{n,2n}$ ,  $\sigma_{n,np}$  und  $\sigma_{n,n\alpha}$  bekannt sind (z.B.  $\sigma_{n,2n}$  aus [6]), kann der Querschnitt

$$\sigma_{n,n'} = \sigma_{nM} - 2\sigma_{n,2n} - \sigma_{n,np} - \sigma_{n,n\alpha}$$

berechnet werden (s. Tab. 1, letzte Spalte);

b) Andererseits gilt

$$\sigma_{nM} = \sigma_{nx} + \sigma_{n,2n} - \sigma_{n,p} - \sigma_{n,\alpha}.$$

Damit kann bei Kenntnis von  $\sigma_{nx}$ ,  $\sigma_{n,p}$  und  $\sigma_{n,\alpha}$  der Querschnitt  $\sigma_{n,2n}$  berechnet werden.

Dies kann am Beispiel von  $^{93}\text{Nb}$  illustriert werden. Der aus Messungen nach der Aktivationsanalyse gewonnene Querschnitt  $\sigma_{n,2n} = 450$  mb steht bei  $\sigma_{nx} \approx 2000$  mb [7] in großer Diskrepanz zum gemessenen Querschnitt  $\sigma_{nM}$ . Dagegen wurde in der vorliegenden Arbeit mit dem gemessenen  $\sigma_{nM} = 3142$  mb der Wert für

$\sigma_{n,2n} \approx 1200$  mb [8] berechnet in sehr guter Übereinstimmung mit theoretischen Abschätzungen [7]. Diese beträchtliche Korrektur des n,2n-Querschnitts für  $^{98}\text{Nb}$  besitzt praktische Bedeutung, da Niob in den letzten Jahren als konstruktives Material für künftige thermonukleare Reaktoren in Betracht gezogen wurde.

#### L i t e r a t u r

- [1] Giera, H.-D. et al., Forschungsbericht KSN 01/71, TU Dresden, 1971 ZFK-423
- [2] Hermsdorf, D. et al., Forschungsbericht KSN 01/72, TU Dresden, 1972 ZFK-243
- [3] Hermsdorf, D. et al., Kernenergie 16 (1973) 252
- [4] Sal'nikov, O.A. et al., Yadernye konstanty, vyp. 7, Atomizdat, Moskva, 1971
- [5] Mathur, S.C. et al., Phys. Rev. 186 (1969) 1038
- [6] Bödy, Z.T. et al., At. Energy Rev. 11 (1973) 153
- [7] Blow, S., J. Nucl. Energy 26 (1972) 9
- [8] Hermsdorf, D. et al., J. Nucl. Energy 27 (1973) im Druck

1.16 BESTIMMUNG DER BREITEN VON VORGLEICHGEWICHTSZUSTÄNDEN AUS ABSOLUTEN SPEKTREN DER UNELASTISCHEN NEUTRONENSTREUUNG

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

Das Spektrum der im Vergleichgewichtsstadium der (n,n')-Reaktion emittierten Neutronen oder Protonen kann, der Arbeit von Cline et al. [1] folgend, durch

$$\frac{d\sigma^N}{dE}(E_0;E) = \sigma_c(E_0) \sum_{\substack{n=3 \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} p_x^n (2S+1) \left[ \frac{n(n-1)}{gE^*} \left( \frac{U}{E^*} \right)^{n-2} \right] \cdot \left[ \frac{mE \sigma_{inv}(E)}{\hbar^2 \lambda^3 P^{<n>(E^*)}} \right] \quad (1)$$

beschrieben werden, wobei die Emissionswahrscheinlichkeit aus den  $n = 3, 5, \dots$  Excitonenzuständen neben dem statistischen Gewichtungsfaktor  $(2S+1)$  und der Zahl der im Mittel angeregten Teilchen der Sorte X (Neutronen oder Protonen) im  $n$ -Excitonenzustand  $p_x^n$  hauptsächlich durch die beiden in eckigen Klammern angegebenen Ausdrücke bestimmt wird. Dabei stellt der erste das Verhältnis der Zustandsdichten im Restkern und dem Zwischensystem dar, während der zweite der Quotient der Übergangswahrscheinlichkeit eines Neutrons pro Zeiteinheit aus einem  $n$ -Excitonenzustand ins Kontinuum und der Zerfallswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit des  $n$ -Excitonenzustandes  $P^{<n>(E^*)}$  ist, die sich aus der Übergangswahrscheinlichkeit des Systems in  $(n+2)$ -Excitonenzustände  $\lambda_n^+$  und der Zerfallswahrscheinlichkeit des Systems durch Neutronenemission zusammensetzt. Mit  $\sigma_{inv}(E)$  und  $\sigma_c(E_0)$  aus dem optischen Modell und den bekannten Einteilchenniveaudichten  $g$  können die  $P^n$  bzw. die Breiten dieser Zustände  $\Gamma^{<n>} = \lambda P^{<n>}$  über die Anpassung von (1) an experimentelle Nichtgleichgewichtsspektren  $d\sigma^N/dE$  bestimmt werden. Die Abtrennung des Nichtgleichgewichtsanteils vom experimentellen Spektrum unelastisch gestreuter Neutronen wurde in [2] beschrieben. Die Analyse ergab die in Abb. 1 dargestellten Breiten  $\Gamma^{<n>}$  bei einer Anregungsenergie im Zwischensystem  $E^* = E_0 + B$  von ca. 21 - 22 MeV, ( $E_0 = 14,6$  MeV,  $B =$  Bindungsenergie), indem in (1) eine über alle zur Emission beitragenden  $n$ -Excitonenzustände gemittelte Größe  $P^{<n>(E^*)}$  vor die Summe gezogen wurde.

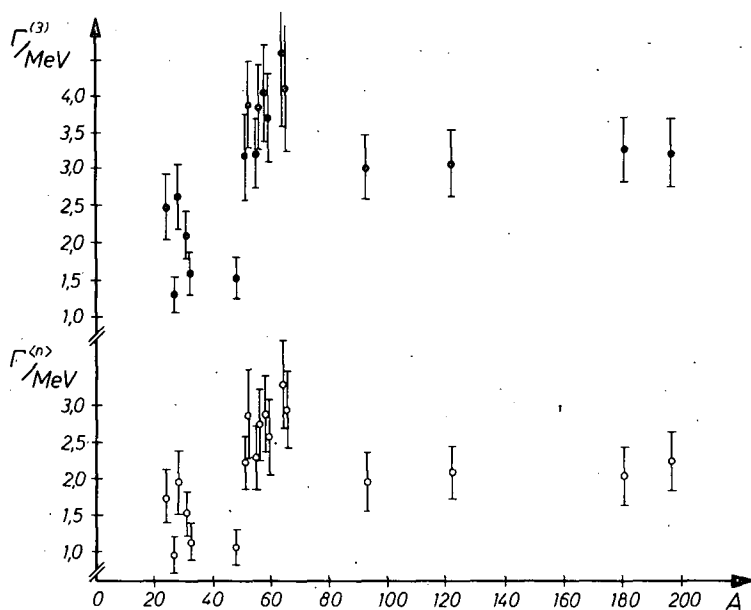


Abb. 1  
Breiten der Präcompoundzustände über den Massenzahlen der untersuchten Kerne;  $\Gamma^{<n>}$  ist die über alle an der Nichtgleichgewichtsemission beteiligten Zustände gemittelte Größe,  $\Gamma^{<3>}$  die Breite der 3-Excitonenzustände



Die Analyse der experimentellen Spektren zeigte darüber hinaus, daß der Querschnitt der Vergleichgewichtsemission  $\sigma^N(E_0)$  klein ist im Vergleich zu dem der Gleichgewichtsemission  $\sigma^G(E_0)$  für Kerne mit Massenzahlen  $A > 50$ . Dadurch wird  $P^{<n>}$  wesentlich durch die Übergangswahrscheinlichkeit  $\lambda_n^+$  bestimmt, für die Williams [3] den Ausdruck

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

angibt. Unter der Annahme eines von  $n$  unabhängigen Matrixelements  $|M|^2$  ergibt eine analoge Auswertung der Spektren mit einer gemäß (2) veränderten  $n$ -Abhängigkeit der Summe in (1) die mittleren Breiten  $\Gamma^{<3>}$  der 3-Excitonenzustände, die ebenfalls in der Abbildung eingezeichnet sind.

Aus dem systematischen Verhalten der  $(n,p)$ -Querschnitte bei  $E_0 = 14$  MeV erhielten Braga-Marcazzan et al. [4]  $\Gamma^{<3>} = 3,28$  MeV in guter Übereinstimmung mit den vorliegenden Ergebnissen. Eine von Biratterri et al. [5] ausgeführte Untersuchung der  $(p,n)$ -Querschnitte lieferte den Wert  $\Gamma^{<3>} = 3,9$  MeV.

Es ist darüber hinaus interessant, die hier erhaltene Übergangswahrscheinlichkeit  $\lambda_3^+ \approx 0,5 \cdot 10^{22}/s$  mit der Stoßwahrscheinlichkeit in Kernmaterie zu vergleichen, für die von Kikuchi und Kawai [6] ein Wert von  $3 \cdot 10^{22}/s$  bei  $E^* = 22$  MeV berechnet wurde.

#### L i t e r a t u r

- [1] Cline, C.K. und M.B. Blann, Nucl. Phys. A172 (1969) 225
- [2] Seeliger, D. und K. Seidel, Intern. Seminar Kernstruktur, Kühlungsborn, 1971, Materialien d. Sem., Bd. 1, ZfK Rossendorf, 1971, S. 39  
Konf. Neutronenphysik, Kiew, 1971  
Konferenzbericht "Neijtronraja fizika" Bd. I, S. 243  
Naukova Dumka, Kiew, 1972  
Hermsdorf, D. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 20  
Conf. Nucl. Struct. Study with Neutrons, Budapest, 1972
- [3] Williams, F.C., Phys. Lett. 31B (1970) 184
- [4] Braga-Marcazzan, G.M. et al., Phys. Rev. C6 (1972) 1398
- [5] Biratterra, C. et al., Nucl. Phys. A201 (1973) 579
- [6] Kikuchi, K. und M. Kawai, Nuclear Matter and Nuclear Reactions, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam 1968, S. 36

#### 1.17 UNTERSUCHUNG DES REAKTIONSMEECHANISMUS BEI DER UNELASTISCHEN STREUUNG VON 3,2 MeV-NEUTRONEN AN $^{52}\text{Cr}$

J. Höhn und G. Kießig

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Untersuchung der unelastischen Streuung im Bereich intermediärer Energien erfordert eine detaillierte Analyse des Wechselwirkungsmechanismus. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den ersten unelastischen Kanal ( $E_x = 1,434$  MeV,  $I^\pi = 2^+$ ) der Reaktion  $^{52}\text{Cr}(n,n')$ ,  $E_n = 3,20$  MeV [1], wird nach dem statistischen Modell von Hauser/Feshbach [2] in folgenden Punkten unbefriedigend beschrieben:  
- die mit dem Rechenprogramm ELISA 1 [3] berechneten Wirkungsquerschnitte sind zu klein;

- der Vorwärtsspek des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei  $\theta \approx 30^\circ$  kann nicht erklärt werden.

Diese Diskrepanz zwischen Experiment und theoretischer Beschreibung deutet auf direkte Reaktionsanteile hin. Daher wurde die Interpretation der Winkelverteilung durch eine inkohärente Überlagerung von direkten und Compoundkernreaktionsanteilen wie folgt versucht:

Aus den um den compoundelastischen Anteil verringerten elastischen Streudaten wurden durch Anpassung die Parameter des optischen Modells bestimmt [4], die sowohl bei den Hauser-Feshbach- als auch bei den DWBA-Rechnungen [5] verwendet wurden. Die Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für den ersten unelastischen Kanal erfolgt nach

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = R \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{HF}} + B_2^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}} \quad (1)$$

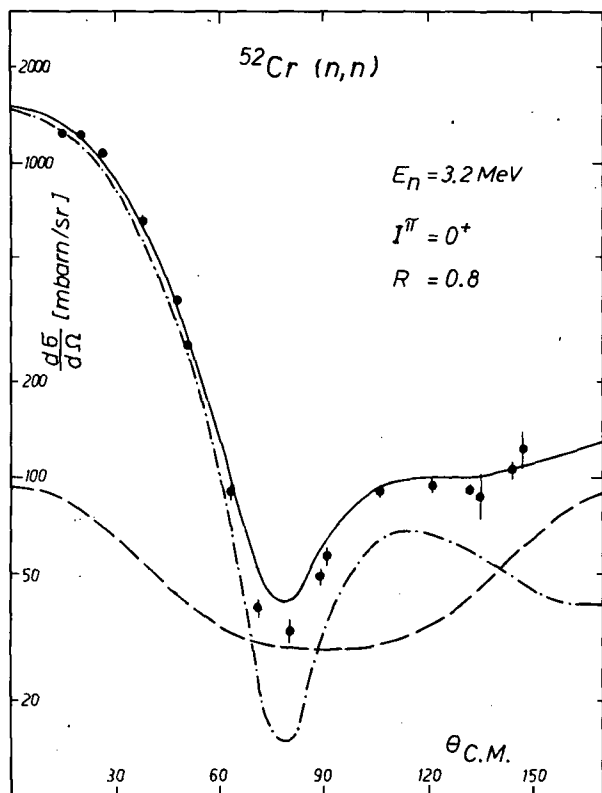
Der Reduktionsfaktor R wurde dabei nach

$$R = \left(1 - \frac{\sum \sigma_{\text{DIREKT}}}{\sigma_{\text{TOTAL}}}\right) \quad (2)$$

( $\sum \sigma_{\text{DIREKT}}$  = Summe der direkten Wirkungsquerschnitte zu verschiedenen Endzuständen in  $^{52}\text{Cr}$ ,  $\sigma_{\text{TOTAL}}$  = totaler Wirkungsquerschnitt) abgeschätzt, um auf direkte Anteile korrigierte Compoundkernbildungsquerschnitte zu erhalten.

Infolge der Reduzierung der Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitte ergibt sich ein verringerter compoundelastischer Wirkungsquerschnitt, so daß das beschriebene Verfahren iterativ anzuwenden ist.

Im Ergebnis dieser Untersuchungen zeigt Abb. 1 die Interpretation der elastischen Neutronenstreuung an  $^{52}\text{Cr}$  durch einen formelastischen und einen compoundelastischen Anteil.



Die Abb. 2 stellt die Resultate der Analyse der Winkelverteilung für den ersten unelastischen Kanal nach Gleichung (1) dar. Der gewonnene Quadrupoldeformationsparameter  $B_2 = 0,16$  ist vergleichbar mit Werten, die aus anderen Reaktionen folgen (zitiert in [1]).

Abb. 1

Beschreibung der elastischen Neutronenstreuung an  $^{52}\text{Cr}$  durch die Summe (—) aus einem formelastischen (-.-.-) und einem compoundelastischen (- - -) Anteil

L i t e r a t u r

- [1] Trützschler, K. und K. Wiesner, Dissertation, TU Dresden, Sektion Physik, 1969
- [2] Hauser, W. und H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 336
- [3] Kießig, G., Forschungsbericht, TU Dresden, Sektion Physik, 1973
- [4] Slotta, J. und G. Stiller, ZfK-142 (1968)
- [5] Hehl, K. et al., ZfK-151 (1968)

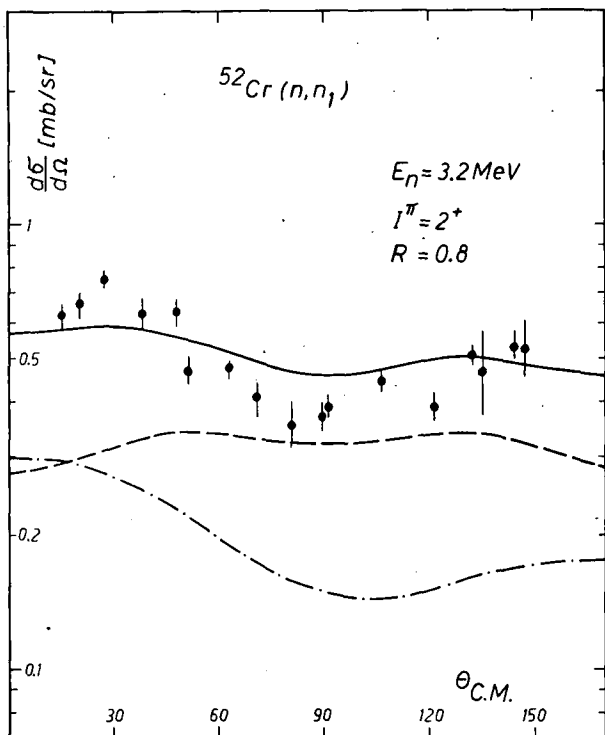


Abb. 2  
 Interpretation der Winkelverteilung des ersten unelastischen Kanals der Reaktion  $^{52}\text{Cr}(n,n')$  durch die Überlagerung (—) eines direkten (---) und eines Compoundkernanteils (- - -)

1.18 MESSUNGEN DER ELASTISCHEN UND UNELASTISCHEN STREUQUERSCHNITTE FÜR 2,5 BIS 3,5 MeV-NEUTRONEN AN  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  UND  $^{209}\text{Bi}$

M. Mohamed, Th. Schweitzer, K. Seidel und S. Unholzer  
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Mit dem Flugzeitspektrometer für DD-Neutronen am gepulsten 500 kV-Kaskadengenerator [1] wurden differentielle Streuspektren für die Kerne  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{55}\text{Mn}$  und  $^{209}\text{Bi}$  im Winkelbereich  $15^\circ$  bis  $150^\circ$  und bei zwei Energiewerten in dem über die  $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion zugänglichen Energiebereich gemessen.

Ein Teil der Flugzeitspektren sind auf Abb. 1 und Abb. 2 dargestellt. Die Spektren sind Einzelspektren, die in einer Meßzeit von etwa 1 h gewonnen wurden.

Besonderer Wert wurde auf statistische Genauigkeit, Reproduzierbarkeit und Sicherheit der experimentellen Daten gelegt. Zu diesem Zweck wurden Messungen unter gleichen Bedingungen mehrmals wiederholt und durch Monitorierung mit mehreren Detektoren gleichzeitig, sowie einer speziellen Auswertung der Zählraten dieser Detektoren, die bei DD-Neutronen besonders starken Selbsttarget-Untergrundneutronen aus der Flußbestimmung ausgeschlossen.

Ebenso wurde mit einem gesonderten Spektrometer die Flugzeit der Deuteronenimpulse im Beschleuniger für den Durchlauf der Strecke Klystrongruppierer - Target kontrolliert und so die Stabilität des Flugzeitpeaks der Neutronen erhöht.

for DIN see also ZfK-271

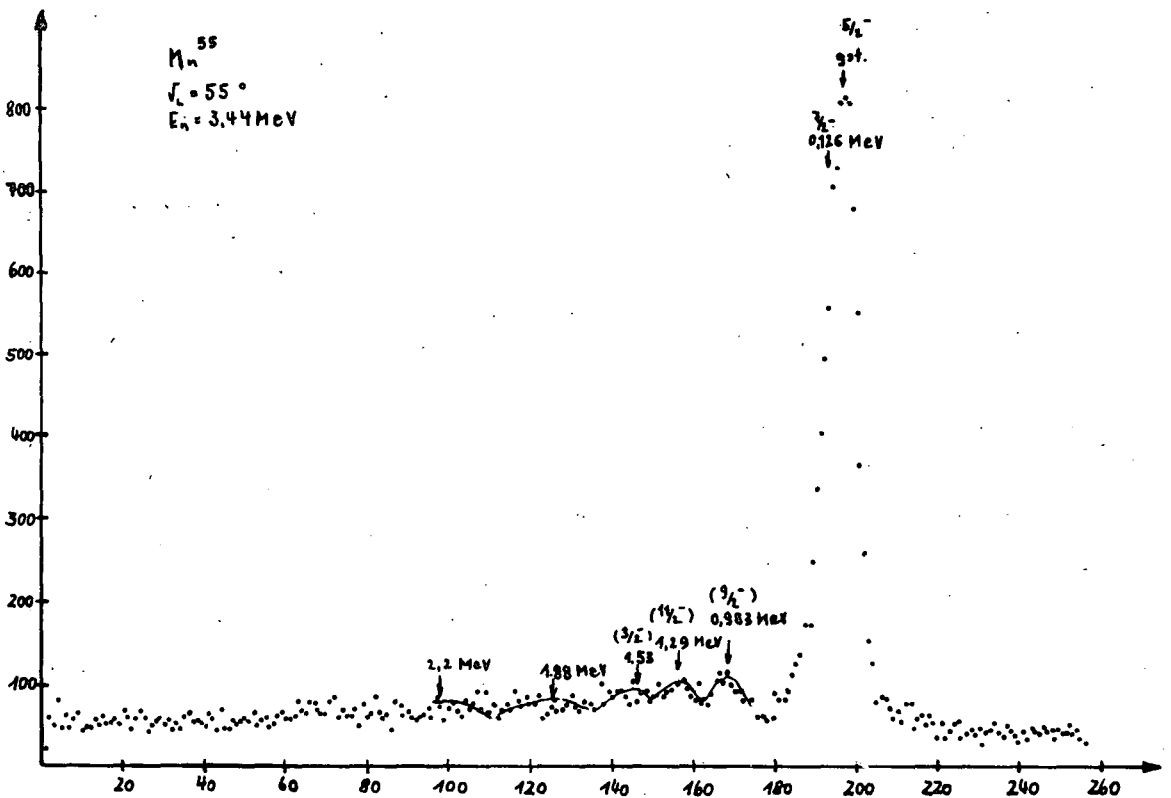
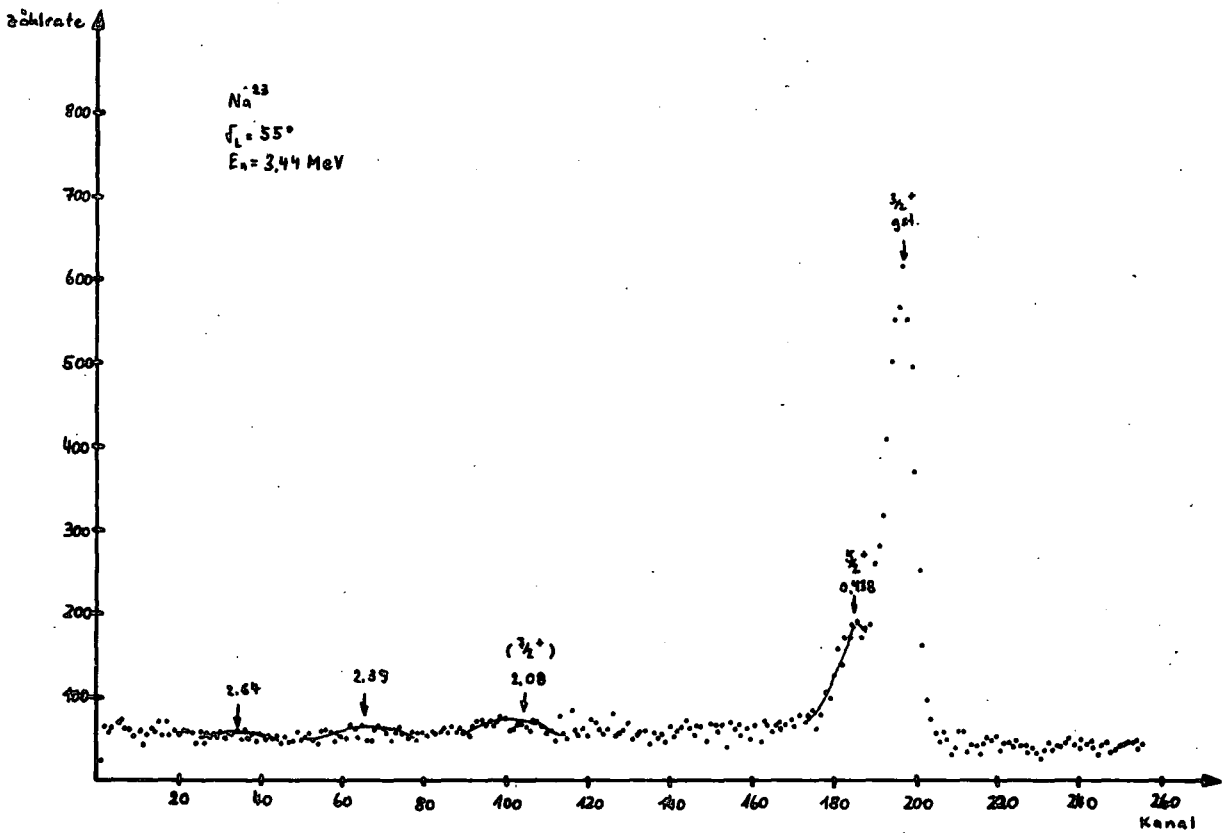


Abb. 1

Flugzeitspektren der elastischen und unelastischen Streuung an  $^{23}Na$  und  $^{55}Mn$  unter  $55^\circ$  bei  $E_n = 3,44 \text{ MeV}$ ; eingezeichnete Zahlenwerte:  $J^\pi$  und Anregungsenergie

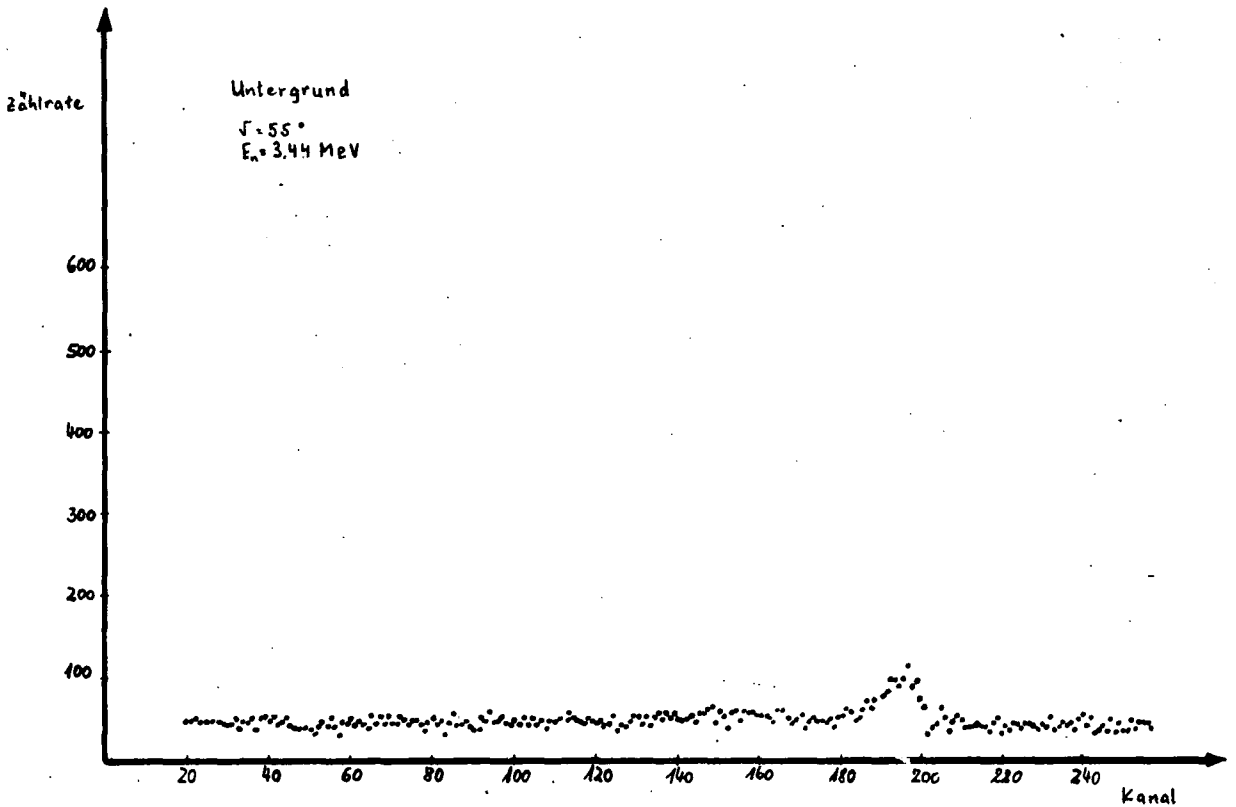
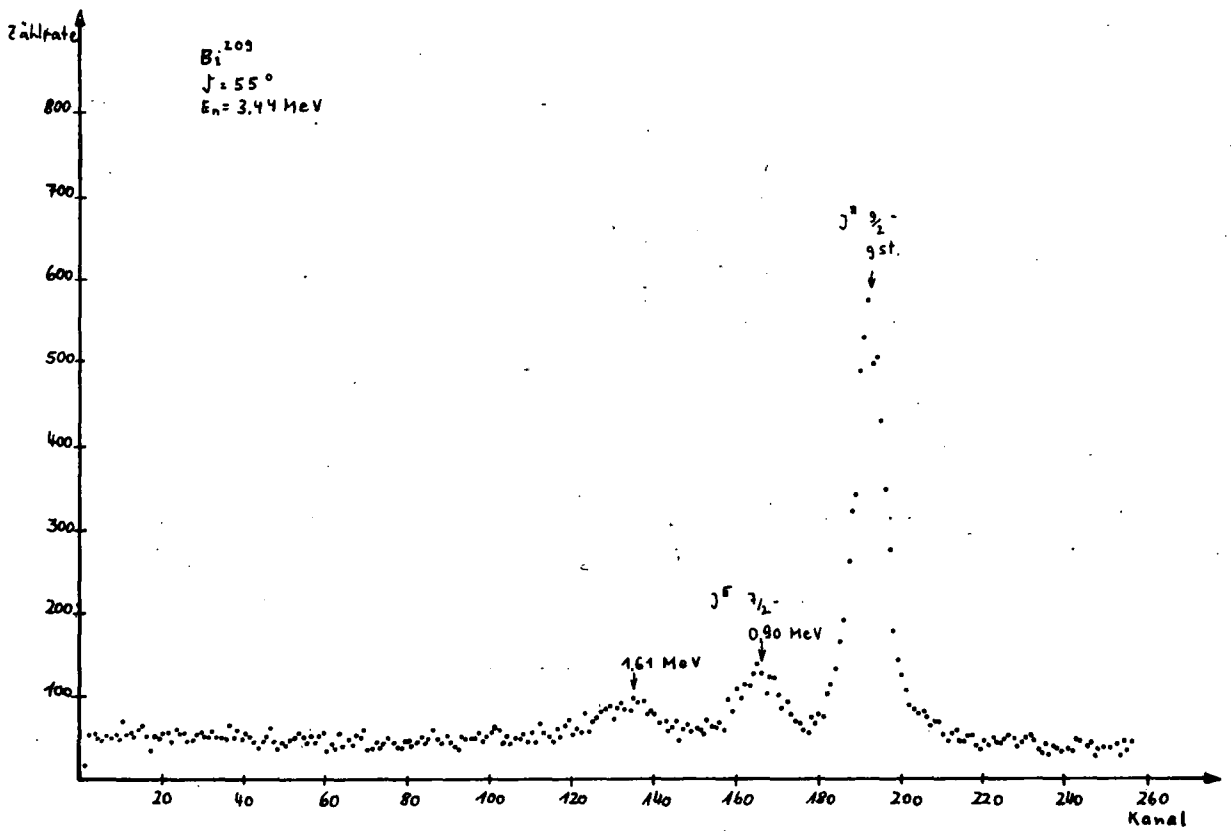


Abb. 2

Flugzeitspektrum der elastischen und unelastischen Streuung von Neutronen an  $^{209}\text{Bi}$  unter  $55^\circ$  bei  $E_n = 3.44 \text{ MeV}$  und das zugehörige Untergrundspektrum; eingezeichnete Zahlenwerte:  $J^\pi$  und Anregungsenergie

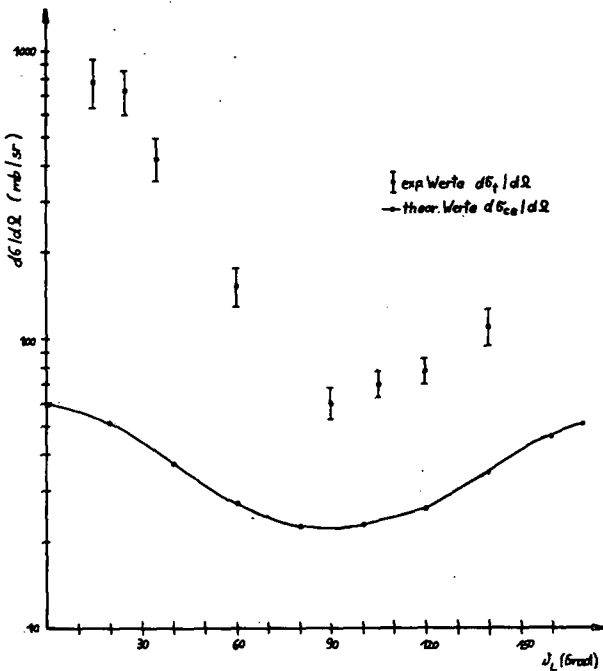
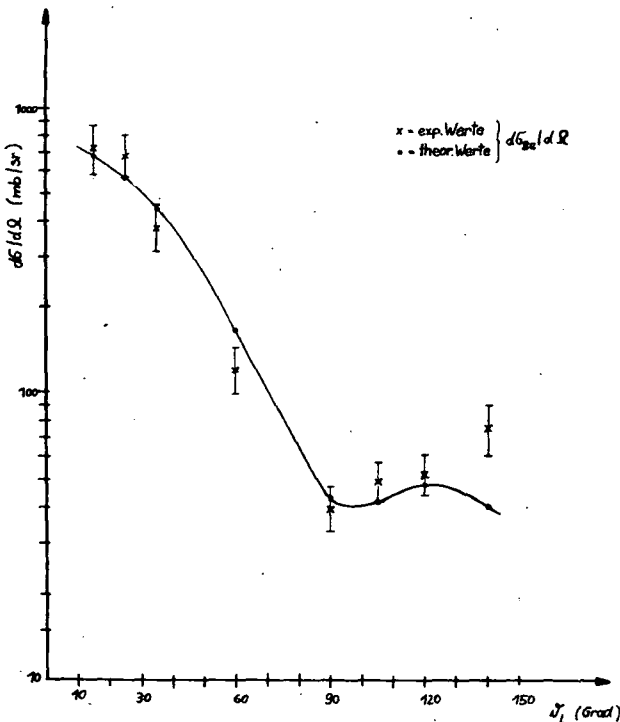


Abb. 3  
Experimentelle differentielle elastische Wirkungsquerschnitte für  $^{31}\text{P}$  und der berechnete compound-elastische Anteil nach dem Hauser-Feshbach-Modell

$V_C = 40,33 \text{ MeV}$	$r_1 = 1,25 \text{ fm}$
$W_G = 4,30 \text{ MeV}$	$r_2 = 1,25 \text{ fm}$
$V_{SO} = 22,33 \text{ MeV}$	$r_3 = 1,25 \text{ fm}$

Ein Teil der Messungen für  $^{31}\text{P}$  ist ausgewertet und lieferte differentielle elastische und unelastische Streuquerschnitte. Bei der Auswertung wurden Detektoreffektivitätsverlauf und Absorption im Streuer berücksichtigt. Abb. 3 zeigt als Beispiel den differentiellen elastischen Wirkungsquerschnitt für  $^{31}\text{P}$  bei  $E_n = 3,44 \text{ MeV}$ . Der integrale elastische Streuquerschnitt beträgt in diesem Fall  $\sigma_{el} = 2,06 \pm 0,32 \text{ barn}$ . Im Vergleich dazu liegt der totale Querschnitt bei  $\sigma_{tot} = 2,65 \text{ barn}$ . Mit dem Rechenprogramm ELISA [2] wurde die Winkelverteilung der compoundelastisch gestreuten Neutronen berechnet (Abb. 3). Die formelastische Streuung wurde mit dem Programm OPA [3] bestimmt, wobei erste Fits folgende Potentialparameter lieferten:

$a_1 = 0,65 \text{ fm}$	$\chi^2 = 1,60$
$a_2 = 0,96 \text{ fm}$	
$a_3 = 0,65 \text{ fm}$	



Der Volumenanteil und der imaginäre Spin-Bahn-Term des Potentials wurden gleich Null gesetzt. Abb. 4 zeigt die Anpassung.

Die Auswertung der Experimente sowie die theoretischen Analysen sind noch nicht abgeschlossen und werden fortgesetzt.

Abb. 4  
Winkelverteilung des differentiellen formelastischen Querschnitts für  $^{31}\text{P}$  und angepaßte theoretische Kurve nach dem optischen Modell

## L i t e r a t u r

- [1] Krause, R. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 171
- [2] Kießig, G. und J. Höhn, Jahresbericht ZfK-243 (1972) 196
- [3] Slotta, J. und G. Stiller, ZfK-142 (1968)

### 1.19 BESTIMMUNG DER TEILCHENWECHSELWIRKUNG IN ATOMKERNEN ÜBER SPINABSCHNEIDEFAKTOREN AUS DER UNELASTISCHEN NEUTRONENSTREUUNG

A.W. Ignatjuk

Physikalisch-Energetisches Institut Obninsk, UdSSR

D. Hermsdorf, S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Wie in der Arbeit [1] gezeigt wurde, verändert eine kurzreichweitige Teilchenwechselwirkung im Kern, die sich von Paarkorrelationen unterscheidet, in erster Näherung nicht den Niveaudichteparameter  $a$  im Vergleich zum System freier Fermionen. Der Spinabschneidefaktor  $\sigma$  kann jedoch beträchtlich verringert sein. Folglich kann aus dem Vergleich experimentell bestimmter  $\sigma$ -Werte mit dem Fermigasmodell ein Hinweis auf das Vorhandensein und die Konstante einer solchen Wechselwirkung erwartet werden.

In [2] wurde über die Bestimmung von Spinabschneidefaktoren aus den Winkelverteilungen unelastisch gestreuter Neutronen auf der Basis der halbempirischen Theorie von Ericson und Strutinsky berichtet. Eine kritische Prüfung bezüglich statistischer und systematischer Fehler bestätigte die in [2] gefundenen Ergebnisse. So bewirkt die Berücksichtigung von Vergleichgewichtsanteilen im Auswertebereich für sinnvolle Extremfälle eine Verschiebung von  $\sigma$  innerhalb der Grenzen +20 % bis -10 %. Unverändert bleibt die starke Verringerung von  $\sigma$  gegenüber den Ergebnissen für ein freies Fermigas. Die im Mittel zugehörige Verringerung des Trägheitsmomentes  $J_{\text{exp}}$  auf etwa die Hälfte des Wertes für einen starren Körper  $J_0$  kann offensichtlich nicht der Wirkung von Paarkorrelationen zugeschrieben werden, da die mittlere Anregungsenergie des Restkerns ( $U \approx 11$  MeV) weit über der Energie des Phasenüberganges liegt. Der systematische Charakter dieser Verringerung bezüglich  $A$  und das Fehlen sichtbarer Korrelationen mit magischen Zahlen gestatten es nicht, diesen Effekt auf den Einfluß von Schalenstruktur zurückzuführen.

Daher scheint der Versuch gerechtfertigt, den beobachteten Effekt als Folge der Wirkung o.g. Teilchenwechselwirkung zu interpretieren. Die Konstante  $f^a$  des bezüglich des Spins antisymmetrischen Teils der Wechselwirkung ist nach [1] gegeben durch das Verhältnis

$$J_0/J_{\text{exp}} = 1 + gf^a/2 \quad (1)$$

mit der Einteilchenzustandsdichte  $g$  in der Nähe der Fermigrenze. Mit  $J_0/J_{\text{exp}} \approx 2$  folgt aus Experiment und (1) der Wert  $f^a \approx 26/A = 0,6 + 0,3$  MeV, was im Mittel mit dem von Migdal erhaltenen Wert [3] übereinstimmt.

## L i t e r a t u r

- [1] Ignatjuk, A.V., XXIII. Allunionstagung Kernspektroskopie, Tbilissi, 1973
- [2] Hermsdorf, D. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 28
- [3] Migdal, A.B., Teoriya konechnykh fermi-sistem i svojstva atomnykh yader, Moskva, izd. "Nauka" 1965

### 1.20 NEUTRONENSPEKTROMETRIE AM PROTONENSTRAHL DES TANDEMBESCHLEUNIGERS

D. Hinke, J. Kayser, W. Pilz, D. Schmidt und D. Seeliger  
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Neutronenspektrometrie bei (p,n)-Reaktionen, insbesondere unter den Bedingungen am Tandembeschleuniger, eröffnet zahlreiche Möglichkeiten für Kernstrukturuntersuchungen. Im Bereich leichter Kerne, für die das Kontinuumschalenmodell anwendbar ist, sind Untersuchungen der Reaktion  $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$  bei Einschußenergien zwischen 8 und 10 MeV begonnen worden. Für Experimente bis zur Fertigstellung der Nanosekundenpulsung des Protonenstrahls wurde eine Nachweisapparatur auf der Basis der Rückstoßprotonen-Spektrometrie aufgebaut und erste methodische Erfahrungen unter den Experimentierbedingungen des Tandems gesammelt.

Hierzu ist eine Reaktionskammer entwickelt worden, mit der Messungen an einem  $^{15}\text{N}$ -Feststofftarget ( $\text{NaNO}_2$  auf Al-Unterlage) durchgeführt wurden. Der Anreicherungsgrad mit  $^{15}\text{N}$  beträgt 96 %. Der Untergrund (Na,  $^{14}\text{N}$ , Al) wird unterdrückt durch Kombination einer Energieschwelle im Neutronendetektor und normierte Untergrundsubtraktion bei Verwendung eines  $\text{NaNO}_2$ -Al-Targets mit natürlichem Stickstoff (0,4 %  $^{15}\text{N}$ ). Parallel wurde ein Gastarget entwickelt und geprüft.

Der Szintillationsdetektor (Stilben, FEU-36) arbeitet mit einer n- $\gamma$ -Diskriminierung nach der Raumladungsmethode. Die untere Neutronenschwelle lag hier bei 500 keV, die mittlere Effektivität liegt bei 5 %. Die Geometrie des Experiments

gestattet Messungen im Winkelbereich von  $20^\circ$  bis  $160^\circ$ . Die Messungen wurden im Energiebereich von 7,69 bis 8,40 MeV bei Protonenstromstärken von 50 bis 300 nA durchgeführt. Die Energieeichung des Szintillationsdetektors ergab sechs Eichpunkte für Neutronenenergien zwischen 1,48 und 2,61 MeV. Abb. 1 zeigt als Beispiel eine gemessene Winkelverteilung der Neutronen aus der Reaktion  $^{27}\text{Al}(p,n_0)^{27}\text{Si}$  bei  $E_p = 7,69$  MeV. Die Ergebnisse stimmen mit [1] gut überein.

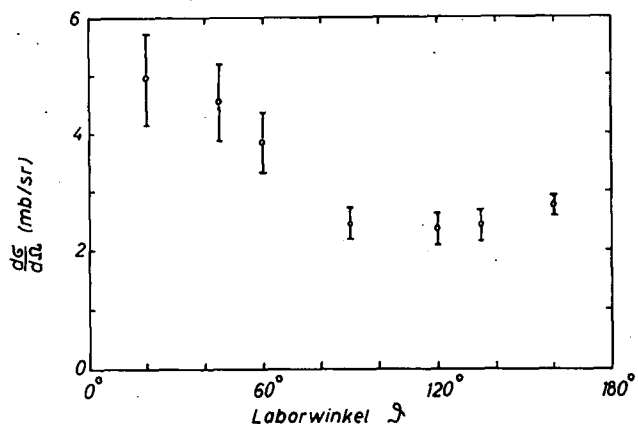


Abb. 1

Winkelverteilung der Neutronen aus der Reaktion  $^{27}\text{Al}(p,n_0)^{27}\text{Si}$  ( $E_p = 7,69$  MeV; Targetdicke: 60 keV)

$^{15}\text{N}+p$ -Reaktion nachgewiesen und konnten gut vom Untergrund getrennt werden. Die Messungen werden fortgeführt.

Bei einer Einschußenergie von 6.33 MeV wurden die Neutronen der



## L i t e r a t u r

[1] Anderson, Phys. Rev. 177 (1969) 1416

### 1.21 DIFFERENTIELLE QUERSCHNITTE DER UNELASTISCHEN STREUUNG VON 14 MeV-NEUTRONEN AM Na, Si, Ca, Ga, Se, Br, Zr, Cd, In, Sn, J, W, Hg, Pb UND Bi

J. Göbel, A. Meister, D. Seeliger, K. Seidel und F. Shahin *To be done*  
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

In Weiterführung von Untersuchungen der unelastischen Streuung von 14 MeV-Neutronen [1,2] wurden Flugzeitspektren der am Na, Si, Ca, Ge, Se, Br, Zr, Cd, In, Sn, J, W, Hg, Pb und Bi gestreuten Neutronen aufgenommen.

Gegenüber früheren Messungen wurden am Beschleuniger und der Meßelektronik weitere Verbesserungen vorgenommen, so wird u.a. das "Stop"-Signal der Zeitmessung mit Hilfe eines sogenannten pick-up-Zylinders in Targetnähe unmittelbar aus dem Impulsionenstrom gewonnen und damit Langzeitstabilität und Zeitauflösung verbessert. Die Streugeometrie ist die gleiche wie in [1] beschrieben.

Die Messungen erfolgten an hohlzylindrischen Streukörpern mit natürlicher Isotopenzusammensetzung und hohem chemischen Reinheitsgrad unter den Streuwinkeln  $40^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  und  $150^\circ$ . Die Bearbeitung der Meßspektren bis zu den doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitten erfolgte mit dem Programm NADJA III [3].

Die Daten liegen in folgender Form vor:

1. zweifach differentielle Querschnitte  $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \Omega}$  ( $E, \Omega$ ) in Schwerpunkt- und Laborsystem unter den obengenannten Winkeln;
2. differentielle Querschnitte  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  ( $\Omega$ ) im Schwerpunktsystem für 1 MeV-breite Energieintervalle;
3. integrale Querschnitte  $\frac{d\sigma}{dE}$  ( $E$ ) im Schwerpunktsystem, gewonnen durch Integration über den gesamten Raumwinkel  $4\pi$ .

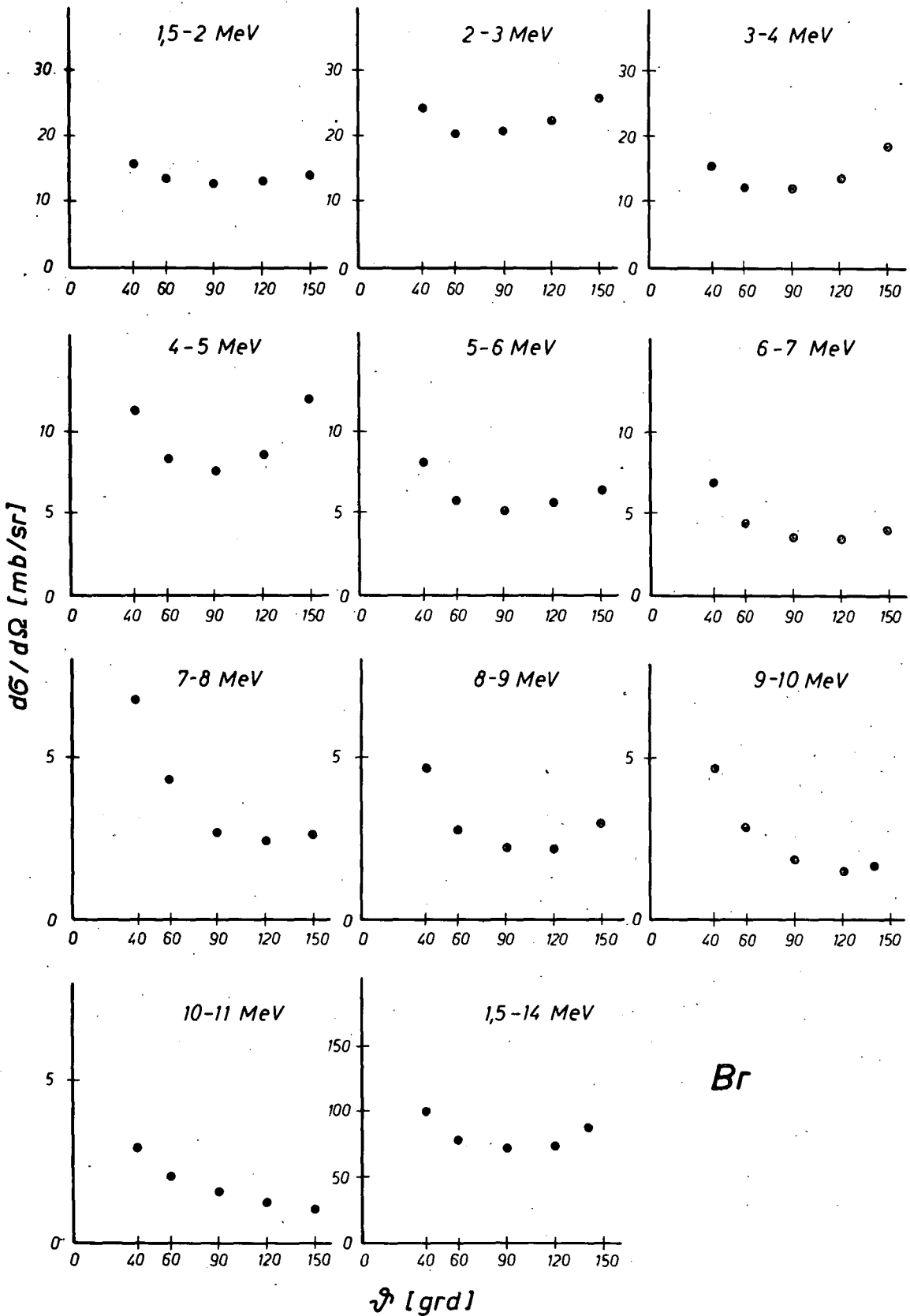
Die Ungenauigkeit der Absoluteichung der Querschnitte beträgt maximal 10 %. Der statistische Fehler und die Ungenauigkeit von Korrekturen liegen für verschiedene Streuwinkel und Substanzen zwischen 5 % und 15 %.

## L i t e r a t u r

[1] Giera, H.-D. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 24

[2] Hermsdorf, D. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 23

[3] Hermsdorf, D. et al., Forschungsbericht KSN O2/71 TU Dresden 1971, Kernenergie 14 (1971) 115



Br

Abb. 1

Beispiel für die gewonnenen Kerndaten: differentielle Querschnitte  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$  der nichtelastischen Neutronenemission bei Beschuß von Brom mit 14 MeV-Neutronen für 1 MeV-breite Intervalle der Emissionsenergie

## 1.22 PRÄCOMPOUND- UND COMPOUNDKERNEMISSION BEI KERNREAKTIONEN MIT MEHRFACHER NUKLEONENEMISSION NACH EINSCHUSS VON 14 MeV-NEUTRONEN

U. Herrmann, D. Seeliger und K. Seidel  
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Zur detaillierten Berechnung der Spektren mehrstufiger Nukleonenemissionen [(n,2n)-, (n,np)-, (n,pn)-, (n,pp)-Reaktionen] wurde das BESM-6-Programm GLUNE<sup>1)</sup> verwendet, in dem als einheitlicher Prozeß die mehrfache Neutronen- und Protonenemission auf allen n-Excitonenstufen im Gleichgewichtsstadium der Reaktion mit dem Hybridmodell [1] in Konkurrenz zum Übergang zu höheren Konfigurationen bis hin zur Emission aus dem Gleichgewichtszustand betrachtet wird. Das nach Verlust eines Nukleons jeweils verbleibende Restsystem wird wiederum von seiner Ausgangskonfiguration (n-1 Excitonen, wenn aus dem n-Excitonenzustand emittiert wurde) bis hin zur Compoundkernbildung verfolgt.

Zum Test der absolut errechneten Querschnitte wird in Abb. 1 die gesamte Neutronenemission mit experimentellen Emissionsquerschnitten für zwei Beispiele verglichen.

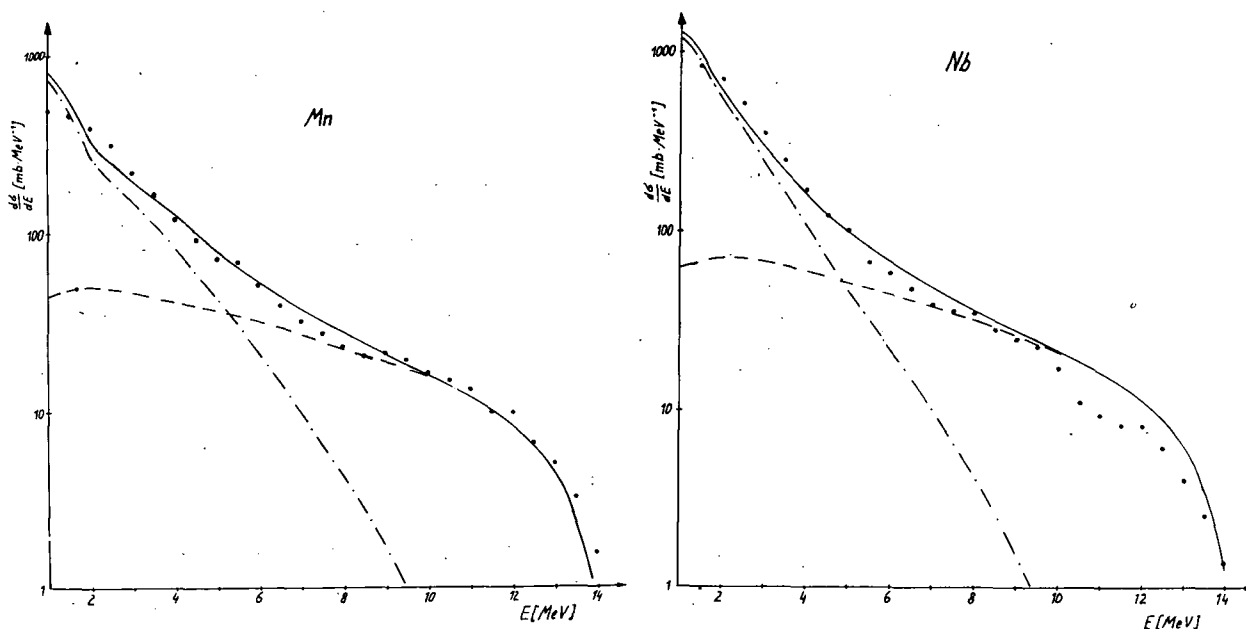


Abb. 1

Neutronenemissionsspektren für <sup>55</sup>Mn (links) und <sup>93</sup>Nb (rechts); - - - Präcompoundanteil, -.-.- Compoundanteil, — errechnete Gesamtemission, ..... experimentelle Werte nach [2,3]

Abb. 2 zeigt detailliert die berechneten Spektren der primär emittierten Neutronen und Protonen, unterschieden nach Präcompound- und Compoundkernemission und Abb. 3 die nach primärer Neutronen- bzw. Protonenemission austretenden sekundären Neutronen und Protonen. Tertiäre Teilchen treten nicht auf. Während die primäre Neutronenemission neben Präcompoundanteilen zu einem beträchtlichen Teil als Compoundkernemission im niederenergetischen Teil des Spektrums konzentriert ist, wird dieser Anteil bei der Protonenemission wegen des Coulombwalles stark

<sup>1)</sup> Dem Programm GLUNE liegt ein Programm von Prof. M. Blann zugrunde, dem hiermit gedankt werden soll.

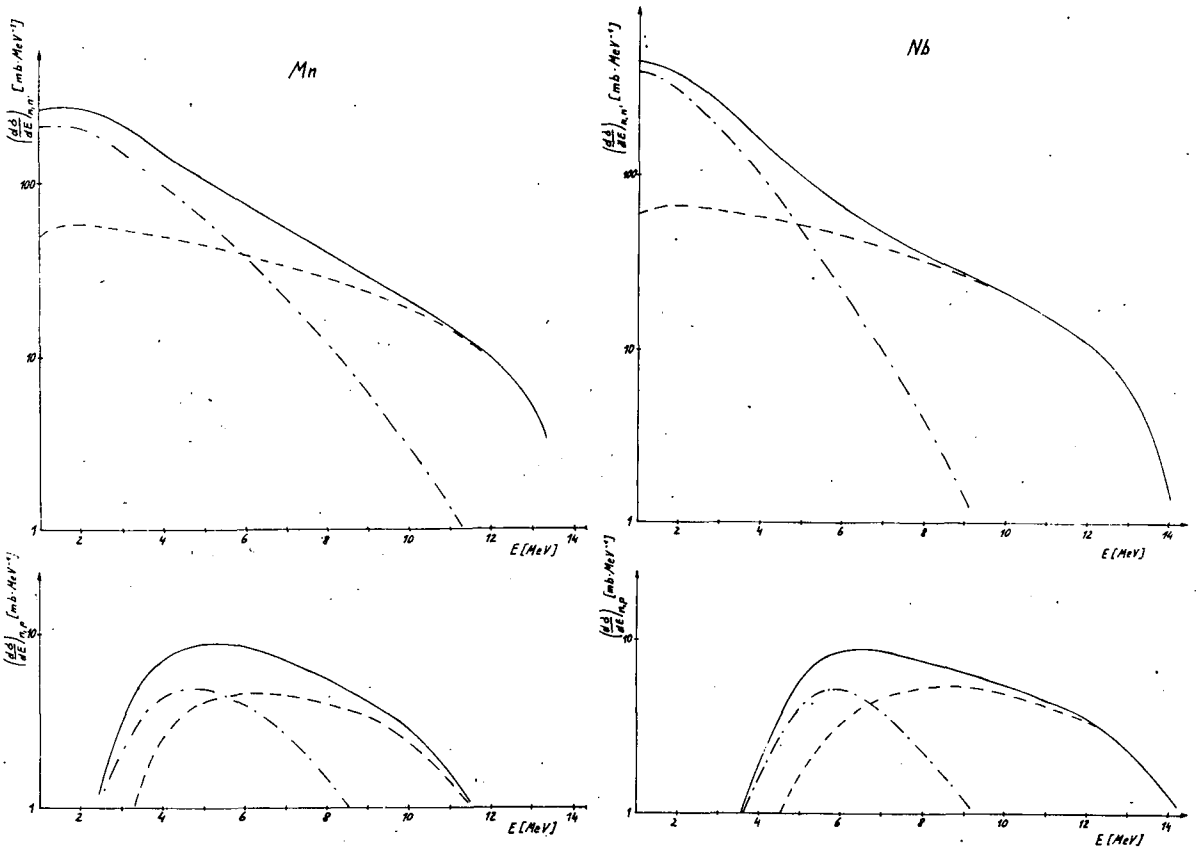


Abb. 2

Spektren der primär austretenden Neutronen (oben) und Protonen (unten). Die Gesamtemission (—) setzt sich aus Präcompoundemission (---) und Compoundkernemission (-.-.-) zusammen.

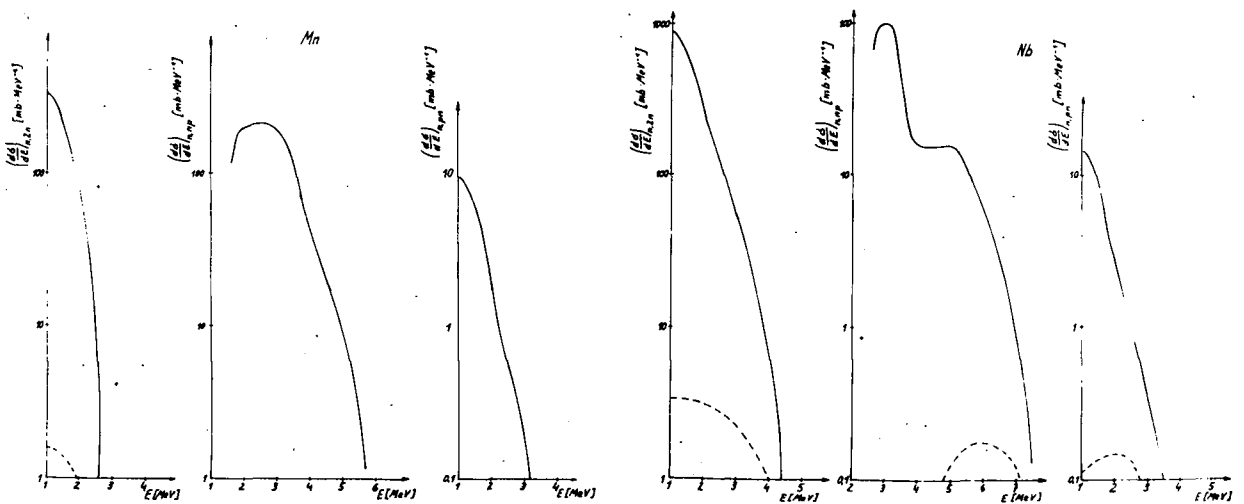


Abb. 3

Spektren der sekundären Neutronen und Protonen; Symbole wie bei den vorhergehenden Abbildungen.

unterdrückt, so daß das Verhältnis Präcompound- zu Compoundkernanteilen wesentlich größer ist. Das Spektrum der nach Neutronenemission sekundär ausgesandten Neutronen [(n,2n)-Reaktion] besteht bei beiden Kernen zum großen Teil aus Gleichgewichtsemission. Das gleiche gilt für das Protonenspektrum der (n,np)-Reaktion, wo im gewählten Maßstab lediglich bei  $^{93}\text{Nb}$  im hochenergetischen Teil Protonen in Erscheinung treten, die als Sekundärteilchen noch im Nichtgleichgewichtsstadium der Reaktion emittiert werden. Das Sekundärneutronenspektrum der (n,pn)-Reaktion liegt eine Größenordnung unter dem der (n,np)-Reaktion, weil gemäß Abb. 2 die niederenergetische Protonenemission unterdrückt ist.

#### L i t e r a t u r

- [1] Blann, M., Phys. Rev. Lett. 27, Nr. 6 (1971) 337
- [2] Seeliger, D. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 21
- [3] Hermsdorf, D. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 23

#### 1.23 PRÄCOMPOUNDEMISSION UND OPTISCHES POTENTIAL

U. Herrmann, R. Reif, D. Seeliger und K. Seidel  
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Zur absoluten Berechnung der Präcompoundemission bei Kernreaktionen auf statistischer Modellbasis mit Excitonenbetrachtungsweise fehlen die gemittelten Übergangsmatrixelemente zwischen den Zuständen unterschiedlicher Excitonenzahl. Im Hybridmodell [1] wird für die Übergangsrate die aus freien Nukleon-Nukleon-Querschnitten errechnete Stoßrate in Kernmaterie verwendet.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch unternommen, die Übergangsraten aus dem Imaginärteil des optischen Potentials für die elastische Streuung zu verwenden. Dabei wird angenommen, daß die Zerfallsraten  $\Lambda_n^+$  für die an der Emission wesentlich beteiligten n-

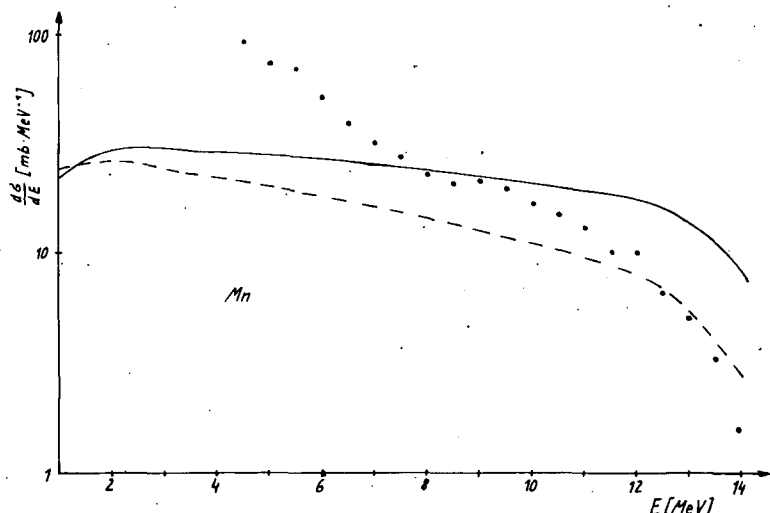


Abb. 1

Nichtgleichgewichtsemissionsspektrum errechnet mit        Volumenabsorptionsterm und mit - - - Oberflächenabsorptionsterm des optischen Modells, sowie das experimentelle Spektrum (.....) von  $^{55}\text{Mn}$  (n,n') bei 14 MeV-Neutroneneinschuß

Excitonzustände gleich der Bildungsrate des 3-Excitonzustandes ist. Die Präcompoundemissionsspektren nach Einschluß von 14 MeV-Neutronen wurden mit dem Formalismus des Programms PREEQ (Beitrag 8.25 des Jahresberichtes) berechnet. Die Abb. 1 und 2 zeigen die für  $^{55}\text{Mn}$  erhaltenen Ergebnisse. Dabei wurde einerseits mit einem in der Oberfläche absorbierenden Potential

$$W_{i0} = 15 \text{ MeV} \quad a_0 = 0,47 \text{ fm} \quad r_{o0} = 1,22 \text{ fm}$$

und andererseits mit Volumenabsorption

$$W_{iV} = 4,5 \text{ MeV} \quad a_V = 0,5 \text{ fm} \quad r_{oV} = 1,3 \text{ fm}$$

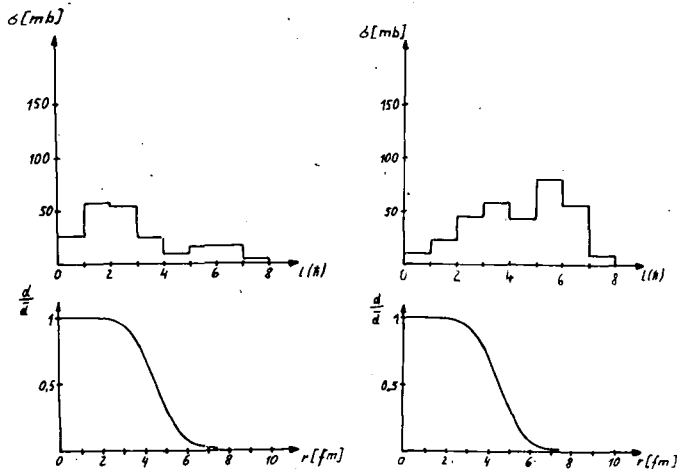


Abb. 2

Anteil der verschiedenen Kernzonen an der Prä-compoundemission bei Oberflächenabsorptionsterm (links) und Volumenabsorptionsterm (rechts). Zum Vergleich mit den geometrischen Kerndimensionen sind jeweils die relativen Nukleonendichten darunter gezeichnet.

Während die Oberflächenwechselwirkung hohe Stoßraten bei großen Drehimpulsen  $l$  und damit dort schnellen Übergang zu komplizierten Konfigurationen der intermediären Zustände hervorruft, was wegen der geringen Lebensdauer der Zustände zu einer verringerten Neutronenemission führt, ist die Situation bei der Volumenabsorption umgekehrt. Das Auftreten zweier Maxima am Kernrand in beiden Rechnungen wird bedingt durch die quadratische Zunahme der Compoundsystembildungsquerschnitte für die einzelnen Zonen mit wachsendem Radius, die sich bemerkbar macht, bis der Abfall des inversen Querschnitts die Emission unterdrückt, und durch die Begrenzung der Lochfreiheitsgrade im Kernrand mit Abnahme der Potentialtiefe. Das letztere ist auch im wesentlichen verantwortlich dafür, daß die aus Randzonen emittierten Teilchen ein anderes Spektrum bilden, als die aus dem Kerninneren kommenden. Wegen des unterschiedlichen Anteiles beider Emissionen bei Volumen- und Oberflächenabsorptionsterm im optischen Modell, sind die Spektrenformen der Gesamtemission unterschiedlich.

Die mit Oberflächenterm ermittelte Form ergibt nach Subtraktion vom experimentellen Gesamtemissionsspektrum ein Gleichgewichtsemissionsspektrum, das einen physikalisch sinnvolleren Niveauparameter ergibt, als die Verwendung des Volumenterms des optischen Modells ergäbe.

#### L i t e r a t u r

- [1] Blann, M., Phys. Rev. Lett. 27, Nr. 6 (1971) 337

gerechnet. Abb. 1 zeigt einen Vergleich der ermittelten Spektren mit dem absolut gemessenen  $(n, n')$ -Spektrum, das im hochenergetischen Teil ausschließlich Präcompoundneutronen enthält, während zu kleineren Energien hin zunehmend Neutronen aus Compoundkernzuständen auftreten. Die beiden errechneten Spektren, insbesondere das bei Oberflächenabsorption ermittelte, stimmen mit dem experimentellen bezüglich der Höhe in der Größenordnung überein, wobei die mit Oberflächenabsorption gefundene Kurve unter der mit Volumenabsorption liegt und auch eine andere Form zeigt. In Abb. 2 sind für beide Potent-

## 1.24 ZU PROBLEMEN PLEOCHROITISCHER HÖFE

D. Netzband

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Seit die superschweren Elemente in der Natur gesucht werden, hat das Interesse an radioaktiven oder pleochroitischen Verfärbungshöfen in Mineralien zugenommen (siehe z.B. [1] und die dort zitierten Arbeiten). Darüber hinaus sind die Verfärbungshöfe bedeutsam wegen ihres hohen Alters für andere, physikalisch grundsätzliche Probleme [2] sowie wegen ihrer Aussagen zu geologischen Fragen und zur Wechselwirkung von Teilchen mit Materie. Die Ergebnisse (siehe z.B. [3]) der Ionenimplantation und ihre Deutung, die in den letzten Jahren große Fortschritte gemacht haben, lassen eine Reihe widersprüchlicher Fakten in der umfangreichen Literatur in neuem Zusammenhang erscheinen. Um die Grenzen gesicherter Aussagen aus Verfärbungshöfen weiter einzuengen, wurde zuerst der Einfluß der Geometrie des radioaktiven Einschlusses auf die Verteilung der abgebremsten Alpha-Teilchen untersucht. Die Ergebnisse werden demnächst publiziert. Die Rechenprogramme, mit denen die räumlichen Verteilungsfunktionen der abgebremsten Alpha-Teilchen berechnet werden, sind im Bericht 8.13 zusammen mit den Ergebnissen von Testrechnungen kurz beschrieben.

### L i t e r a t u r

- [1] Gentry, R.V., Science 173 (1971) 727
- [2] Gamov, G., Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 759
- [3] Davies, J.A., AECL-3844, S. 244, Lecture I, Summer School Herceg-Novci, Jugoslawien, 1970

## 1.25 ZUM MECHANISMUS DER REAKTION $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$ ZWISCHEN 1,1 UND 1,2 MeV

W. Dolak

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

In einem Energiebereich nahe der ausgeprägten Resonanz bei 1,19 MeV, in dem eine Mischung des direkten (DI) und des Compoundkernmechanismus (CN) vorliegt, wurden Winkelverteilungen des Wirkungsquerschnitts und der Polarisation der Protonen aus der Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$  berechnet [1]. Sowohl DWBA- als auch Hauser-Feshbach-Rechnungen liefern zu kleine Wirkungsquerschnitte. Die DWBA-Rechnungen können die an dünnen Targets gemessene Polarisation der emittierten Protonen [2] nicht richtig beschreiben. Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann im untersuchten Energiebereich aber gut durch eine Superposition individueller Einniveau-Breit-Wigner-Amplituden angepaßt werden [3]. Die hierbei verwendeten Resonanzparameter liefern jedoch prinzipiell keine von Null verschiedene Polarisation.

Um die DI-CN-Interferenzeffekte berücksichtigen zu können, wird eine phänomenologische Kopplung der beiden Reaktionsmechanismen vorgenommen. Der Wirkungsquerschnitt und insbesondere die Polarisation der Protonen aus der Reaktion

$^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$  wurden mit einem Übergangsmatrixelement der Form

$T_{\text{tot}} = T_{\text{DI}} + e^{i\phi} \cdot T_{\text{CN}}$  berechnet. Zu diesem Zwecke wurde das Rechenprogramm ANNE geschrieben (vgl. Bericht 8.2). Für  $T_{\text{DI}}$  wurde eine DWBA-Amplitude und für  $T_{\text{CN}}$  eine Superposition von Einniveau-Breit-Wigner-Amplituden verwendet. Der relative

Tabelle 1  
Parametersatz für die optischen Potentiale

	Deuteronen		Protonen	
	U	$W_{Vol}$	U	$W_{Ofl}$
Tiefe/MeV	69,0	4,23	54,0	7,0
$r_o$ /fm	1,6	1,6	1,25	1,25
a/fm	0,61	0,65	0,65	0,47
		$r_{oc} = 1,25$ fm		

Phasenparameter  $\phi$  soll unabhängig vom Winkel und von der Energie sein.

In der Analyse der Reaktion  $^{12}C(d,p_0)^{13}C$  zwischen 1,1 und 1,2 MeV werden die beiden breiten Zwischenkernniveaus bei  $E_x = 11,06$  MeV und  $11,29$  MeV berücksichtigt. Der Parametersatz für die optischen Potentiale (Tab. 1) wurde der Literatur entnommen [4].

Die Resonanzparameter (Tab. 2) wurden, ausgehend von den Parametern in [3], durch Anpassung der berechneten Querschnitte an die experimentellen Winkelverteilungen bestimmt.

Tabelle 2  
Resonanzparameter

$E_d(\text{lab})/\text{MeV}$	$E_x(^{14}N^*)/\text{MeV}$	J	$\Gamma/\text{keV}$	$l_d$	$l_p$	$(\Gamma_l d \Gamma_l p)^{1/2}/\text{keV}$
0,92	11,06	$1^+$	95	0	1	-67,7
1,19	11,29	$2^-$	190	1	2	90,5

Mit dem spektroskopischen Faktor  $S_{1j} = 0,6$  und dem relativen Phasenparameter  $\phi = 210^\circ$  erhalten wir die in Abb. 1 und 2 gezeigten Winkelverteilungen der Polarisation bzw. des Wirkungsquerschnitts. Eine zusätzliche Berücksichtigung des

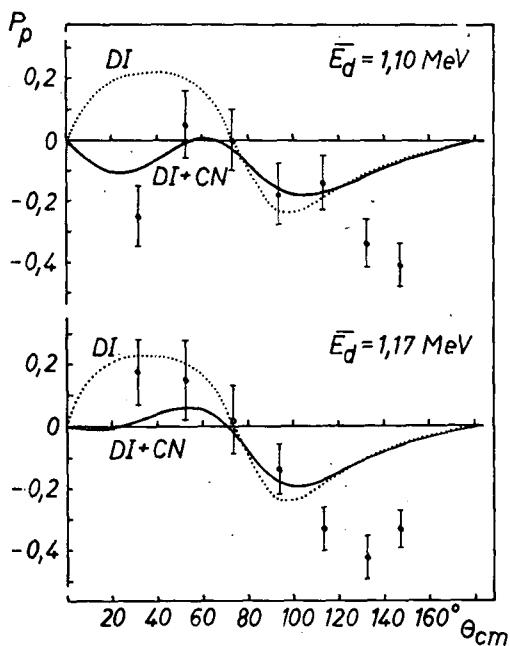


Abb. 1  
Protonenpolarisation aus der Reaktion  $^{12}C(d,p_0)^{13}C$ . Vergleich mit experimentellen Werten aus [2].

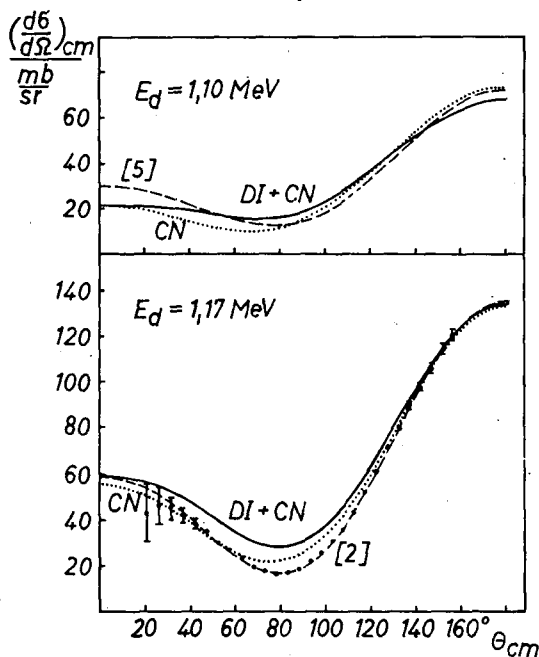


Abb. 2  
Winkelverteilungen der Reaktion  $^{12}C(d,p_0)^{13}C$ . Vergleich mit experimentellen Werten aus [2] und [5].



Zwischenkernniveaus bei  $E_x = 11,24$  MeV, für das  $J^\pi = 3^+$  [2] und  $\Gamma = 20$  keV angenommen werden, liefert keine bessere Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Polarisationswerten.

#### L i t e r a t u r

- [1] Dolak, W., Dissertation, KMU Leipzig, 1973
- [2] Lehmann, D. und H.-J. Treffkorn, Dissertation, KMU Leipzig, 1972 und Jahresbericht ZfK-243 (1972) 36 u. 38
- [3] Kashy, E. et al., Phys. Rev. 117 (1960) 1289
- [4] Hodgson, P.E. und D. Wilmore, Proc. Phys. Soc. 90 (1967) 361
- [5] Borbely, I. et al., Acta Phys. Acad. Szi. Hung. 26 (1969) 269

## 2. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNSPEKTROSKOPIE

Zu den vorliegenden Kurzberichten über Kernstrukturuntersuchungen mit Hilfe der Kernspektroskopie haben in diesem Berichtsjahr Gruppen des ZfK Rossendorf und Mitarbeiter der Sektion Physik der TU Dresden in Zusammenarbeit mit Gruppen des VIK Dubna beigetragen.

Das Spektrum der Arbeiten reicht von leichten neutronenreichen Kernen bis zu schweren Spaltisomeren, denen eine systematische Betrachtung (2.39) gewidmet wurde. Nach wie vor sind aber die spektroskopischen Untersuchungen auf das Kerngebiet um  $Z = 50$  und die deformierten Kerne mit ungerader Nukleonenzahl im Gebiet  $150 < A < 190$  konzentriert. Zahlreiche Ergebnisse, die an Kernen des letztgenannten Massenbereichs erzielt worden sind, wurden nun auch in einer Übersichtsarbeit zusammengefaßt, die im Herbst 1973 in der Dubnaer Zeitschrift "ЭЯЯ" erscheinen wird. Eine kurze Inhaltsangabe dieser Arbeit enthält der Bericht 2.35.

Nach der Entdeckung einer Quasirotationsbande im  $^{117}\text{Sb}$ , über die im Jahresbericht 1972 berichtet wurde, liegen nunmehr für  $^{107}\text{Cd}$  Ergebnisse über zwei Folgen von Zuständen vor, die sich jeweils um  $\Delta I = 2$  unterscheiden. Die Energien der auf dem Einteilchenisomer  $h_{11/2}$  aufbauenden Niveaufolge negativer Parität liegen wie in den bekannten Banden im  $^{101}\text{Pd}$  mit den Anregungsenergien des  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ... Zustands im Rumpfkern korreliert. Auch dieser Fall zeigt, daß selbst in Kernen, die im Grundzustand als sphärisch betrachtet werden können, mit wachsender Anregungsenergie und bei höheren Drehimpulsen rotorähnliche Bandenstrukturen auftreten. Die Kerne um  $Z = 50$  dürften auch in Zukunft lohnenswerte Untersuchungsobjekte sein, u.a. auch um zu klären, unter welchen Voraussetzungen das Schema der "aligned coupling" zwischen Einteilchendreimpuls und Rumpfbewegung, das die experimentellen Banden vieler Kerne dieses Gebiets überraschend gut beschreibt, Anwendung finden kann. In diesem Zusammenhang sind auch die zerfallsspektroskopischen Untersuchungen der neutronenarmen Ba-Isotope im VIK Dubna (2.10) von großem Interesse, da sie die notwendige Basis für zukünftige Hochspinexperimente am Strahl bilden.

Ein besonderes Ereignis stellte im Oktober 1972 der Beginn der Arbeiten am Rossendorfer Tandemgenerator EGP-10 dar. Durch die tatkräftige Hilfe und Unterstützung sowjetischer Kollegen konnten erste Experimente noch vor der offiziellen Inbetriebnahme des Beschleunigers durchgeführt werden. Inzwischen sind eine Vielzahl spektroskopischer Messungen an Kernen von  $A = 105$  bis 187 bei Protonenenergien von 6 bis 10 MeV abgeschlossen worden. Dabei hat sich erwiesen, daß (p,n)- und (p,2n)-Reaktionen zur Untersuchung von Zuständen bis  $I = 15/2$  sehr geeignet sind, da zudem auch Zustände mit kleinem Drehimpuls bei höheren Anregungsenergien beobachtet werden können. So wurden bei Untersuchungen der Kerne  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{169}\text{Tm}$  und  $^{159}\text{Tb}$  die bisher "fehlenden" Anregungszustände des ungeraden Protons gefunden.

Auch die spektroskopischen Untersuchungen am Zyklotron mit Hilfe der  $(\alpha, 2n)$ -Reaktion brachten für Kerne des Übergangsgebietes  $^{187,189}\text{Ir}$  eine Reihe neuer interessanter Ergebnisse über stark gestörte Rotationsbanden. Eine Vielzahl von Ergebnissen wurde über Lebensdauern angeregter Kernzustände gewonnen. Im Rahmen von Modellrechnungen wurde neben der Berücksichtigung der Paarkorrelationen und Corioliswechselwirkung auch der Einfluß von Deformationsunterschieden im Anfangs- und Endzustand auf die Übergangswahrscheinlichkeit untersucht (2.36,

2.37). In einer Gemeinschaftsarbeit mit der Abt. Kernspektroskopie des Instituts für Kernphysik der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften in Řež wurden erste Experimente am ausgeführten  $^3\text{He}$ -Strahl des dortigen Zyklotrons durchgeführt. Die vorläufigen Ergebnisse dieser Untersuchungen sind im Bericht 2.30 enthalten.

H. Sodan

## 2.1 ÜBER DEN ZUSAMMENHANG ZWISCHEN DER STRUKTUR DER MESORÖNTGENSPEKTREN UND DER DEPOLARISATION NEGATIVER MYONEN

V.S. Evseev, H.-G. Ortlepp, V.S. Roganov, B.M. Sabirov und H. Haupt  
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

R. Arlt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Bisher wurden die Depolarisation negativer Myonen bei Abbremsung in Stoffen und die Struktur der Mesoröntgenspektren unabhängig voneinander untersucht. Zwischen diesen beiden Erscheinungen sollte jedoch ein Zusammenhang bestehen, da die Depolarisation vor allem in dem Teil der Mesoröntgenkaskade vor sich geht, wo die Strahlungsübergänge eine dominierende Rolle zu spielen beginnen [1]. Korrelationen

zwischen der Größe der Restpolarisation der Myonen auf der K-Schale des Mesoatoms und der Struktur der Mesoröntgenserie kann man herausfinden, indem man z.B. die Depolarisation von negativen Myonen mißt, die verschiedene Wege in der Kaskade durchliefen. Aussagen dieser Art können erhalten werden, wenn man die bekannte Spinpräzessionsmethode zur Messung der Restpolarisation kombiniert mit einer koinzidenten Registration der Mesoröntgenstrahlung.

In der vorliegenden Arbeit wurden an Graphit und Paraffin erstmalig Messungen dieser Art durchgeführt. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 1 gezeigt. Zur Multiparameter-Koinzidenzanalyse wurde die im Bericht 7.14 beschriebene Anlage verwendet. Die durch die Spinpräzession des Myons im schwachen Magnetfeld modulierten Zeitkurven (Ereignisse  $\mu^-$ -Stop, Elektron), die in Abhängigkeit von der Energie der Mesoröntgenstrahlung gemessen wurden (es wurden die Übergänge  $2p-1s$ ,  $3d-1s$ ,  $4p-1s$  und  $> 5p-1s$ , d.h. die

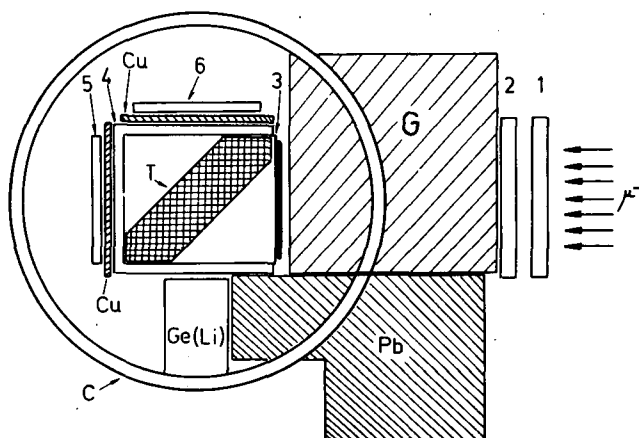


Abb. 1

Versuchsanordnung zur Messung der Restpolarisation von negativen Myonen zusammen mit der Mesoröntgenstrahlung

- 1-4 Plastszintillatoren des Myonenstop-teleskopes (Myonenstop =  $1234$ )
- 5, 6 Plastszintillatoren zur Registrierung der myonischen Zerfallselektronen (Elektron = 45 bzw. 46)
- T Target (Graphit bzw. Paraffin)
- C Helmholtzspule zur Erzeugung eines Magnetfeldes von ca. 50 Gauß im Target
- Cu Kupferabsorber (4 mm), um gestreute Myonen zu unterdrücken
- Ge(Li)-Detektor ( $27 \text{ cm}^3$ ; 2,2 keV bei 100 keV)
- Pb Bleischutz
- G Graphitmoderator für die Myonen (Kantenlänge  $\approx 13 \text{ cm}$ )

K-Serie ausgeblendet), lieferten die Koeffizienten der Restpolarisation  $P_{\mu}$  für die verschiedenen Übergänge der K-Serie.

In Abb. 2 ist der gemessene Koeffizient der Restpolarisation in Abhängigkeit vom Übergang der K-Serie in Graphit und Paraffin dargestellt. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus einer theoretischen Abschätzung nach dem Modell der Kaskadendepolarisation.

Aus der Abb. 2 ist ersichtlich, daß eine zusätzliche Depolarisation (im Vergleich zum theoretischen Wert) vor allem bei Übergängen von Niveaus mit  $n \leq 4$  beobachtet wird. Die Ursache dafür kann die Wechselwirkung des Myonenspins mit der durch Auger-Übergänge zerstörten Elektronenhülle der Kohlenstoffatome sein [2].

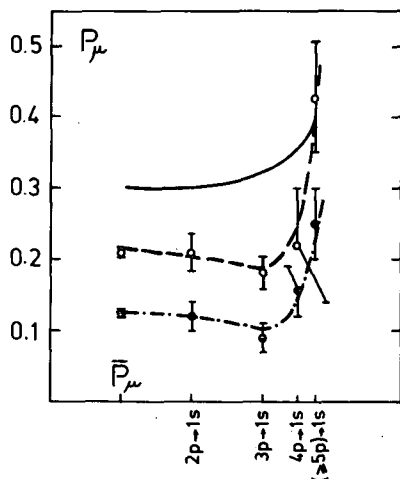


Abb. 2

Abhängigkeit des Koeffizienten der Restpolarisation  $P_{\mu}$  negativer Myonen vom Übergang der K-Serie

( $\circ$  - Graphit,  $\bullet$  - Paraffin, durchgezogene Linie - berechneter Wert nach dem Modell der Kaskadendepolarisation);  $\bar{P}_{\mu}$  Mittelwert der Restpolarisation, gemittelt über alle Linien der K-Serie.

### L i t e r a t u r

- [1] Schmuschkewitsch, J.M., Journ. Exp. Theor. Fys. 36 (1959) 645  
 Dschrbaschjan, V.A., Journ. Exp. Theor. Fys. 36 (1959) 277  
 Buchwastov, A.P., Jadernaja Fys. 9 (1969) 107
- [2] Dschuraev, A.A. et al., Journ. Exp. Theor. Fys. 62 (1972) 1424

### 2.2 SPEKTROSKOPIE NEUTRONENREICHER KERNE MIT HILFE DER EMSONHIB-ANLAGE IM VIK DUBNA

H. Guratzsch, A.P. Kabachenko, I.V. Kuznetsov, K. Siwek-Wilczynska und N.I. Tarantin  
 Vereinigtes Institut für Kernforschung, Laboratorium für Kernreaktionen, Dubna

Im EMSONHIB-System<sup>1)</sup> sind Massenseparator und Schwerionenzyklotron on-line verbunden [1]. Dadurch können die Vorzüge des Schwerionenstrahls und die des on-line-Massenseparators gleichzeitig genutzt werden. Mit schweren Ionen lassen sich bei hohem Wirkungsquerschnitt neutronenreiche Kerne herstellen, und der on-line-Massenseparator gestattet die Untersuchung kurzlebiger Nuklide bei selektiver Auswahl. In letzter Zeit wurden mit Hilfe der EMSONHIB-Anlage die Zerfälle von  $^{22}\text{F}$  und  $^{41}\text{Cl}$  untersucht.

<sup>1)</sup> EMSONHIB = Electromagnetic Mass-Separator on Heavy Ion Beam

Für  $^{22}\text{F}$  waren Masse und Grundzustandskonfiguration umstritten [2]. Es existierten zwei Messungen [2,3], die einen Massenunterschied von 1,7 MeV ergaben. - Von  $^{41}\text{Cl}$  war aus Untersuchungen von Artukh et al. [4] bisher nur bekannt, daß es länger als  $10^{-7}$  s lebt.

Die gewünschten Kerne wurden beim Beschuß von Ta mit  $^{22}\text{Ne}$ - bzw.  $^{40}\text{Ar}$ -Ionen erhalten. Beim EMSONHIB-System sind Target und Stopper für die Reaktionsprodukte Bestandteile der Separatorionenquelle. Der Kollektor befindet sich in einem strahlenabgeschirmten Raum. Unmittelbar unter dem Kollektor, einer  $100\ \mu\text{m}$  Al-Folie, werden die Strahlungsdetektoren aufgestellt. Zur weiteren Senkung des Untergrundes erfolgt die Messung der  $\beta$ -Strahlung mit einem  $\Delta E$ -E-Szintillationspektrometer, das geringe Effektivität für den Nachweis von  $\gamma$ -Quanten und Neutronen besitzt. Die  $\gamma$ -Strahlung wird mit Ge(Li)-Detektoren registriert. Bei der Messung der Halbwertszeiten werden Zyklotron und Separator gepulst.

Für die untersuchten Kerne wurden Zerfallsschemata erhalten, die in den Abb. 1 und 2 skizziert sind. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von Vaughn et al. [3], die für den  $\beta$ -Zerfall von  $^{22}\text{F}$   $E_{\beta}(\text{max}) = 11,2 \pm 0,6$  MeV angaben, zerfällt  $^{22}\text{F}$  mit  $E_{\beta}(\text{max}) = 5,50 \pm 0,15$  MeV. Auch konnte die Spin- und Paritätszuordnung Vaughns et al.  $J^{\pi} = 3^{+}$  nicht bestätigt werden. Aus der Anregung der beiden

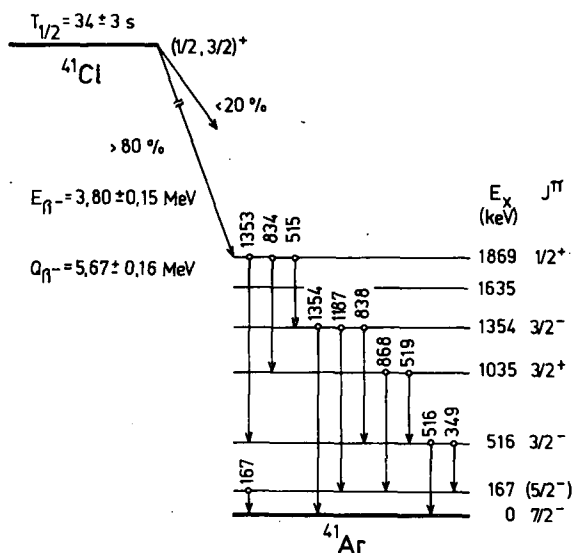
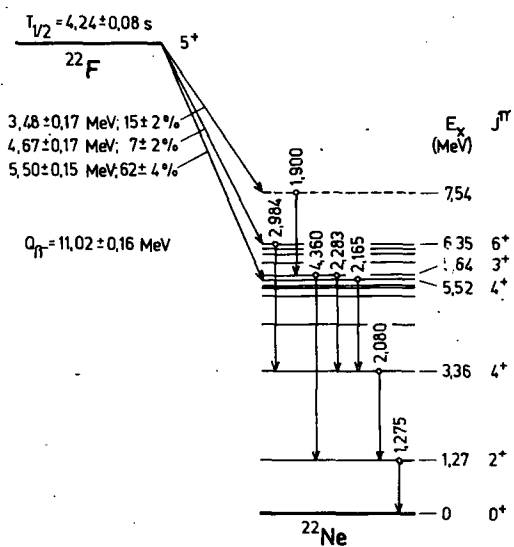


Abb. 1  
Zerfallsschema von  $^{22}\text{F}$ . Das  $^{22}\text{Ne}$ -Niveauschema wurde der Arbeit [5] entnommen.

Abb. 2  
Zerfallsschema von  $^{41}\text{Cl}$ . Das  $^{41}\text{Ar}$ -Niveauschema wurde den Arbeiten [6] und [7] entnommen.

$^{22}\text{Ne}$ -Niveaus 5,52 MeV ( $4^{+}$ ) und 6,35 ( $6^{+}$ ) durch erlaubte  $\beta$ -Übergänge ergibt sich für Spin und Parität  $J^{\pi} = 5^{+}$ . Diese Zuordnung bedeutet, daß die Spins der beiden unpaarigen  $d_{5/2}$ -Nukleonen im  $^{22}\text{F}$ -Grundzustand zum maximal möglichen Wert gekoppelt sind.

Die Halbwertszeit von  $^{22}\text{F}$  beträgt  $T_{1/2} = 4,24 \pm 0,08$  s. Urter Berücksichtigung des Zerfallsschemas folgt aus der gemessenen  $\beta$ -Energie der Massenüberschuß des  $^{22}\text{F}$ -Atoms  $\Delta = 2,99 \pm 0,16$  MeV in guter Übereinstimmung mit dem Resultat  $2,83 \pm 0,03$  MeV aus der Kinematik der  $^{22}\text{Ne}(t, ^3\text{He})^{22}\text{F}$ -Reaktion [2].

Das Nuklid  $^{41}\text{Cl}$  ist ein  $\beta^-$ -Strahler, der mit  $E_{\beta}(\text{max}) = 3,80 \pm 0,15 \text{ MeV}$  und  $T_{1/2} = 34 \pm 3 \text{ s}$  zerfällt. Für den Massenüberschuß des  $^{41}\text{Cl}$ -Atoms befindet sich der experimentell bestimmte Wert  $\Delta = -27,40 \pm 0,16 \text{ MeV}$  in bemerkenswert guter Übereinstimmung mit der von Garvey et al. [8] vorausgesagten Größe  $\Delta = -27,43 \text{ MeV}$ .

Nach den Auswahlregeln des  $\beta$ -Zerfalls lassen sich dem  $^{41}\text{Cl}$ -Grundzustand  $J^{\pi} = 1/2^+$  oder  $3/2^+$  zuordnen. Daraus ergeben sich für den  $^{41}\text{Cl}$ -Grundzustand zwei mögliche Konfigurationen  $[\pi(2s)^1(1d_{3/2})^2]^{1/2^+}$  und  $[\pi(2s)^2(1d_{3/2})^1]^{3/2^+}$ . Es ist zu hoffen, daß sich eine eindeutige Spinzuzuordnung nach Auffinden weiterer  $\beta$ -Komponenten im  $^{41}\text{Cl}$ - $\beta$ -Spektrum und durch Schalenmodellrechnungen unter Berücksichtigung von Restwechselwirkungen erreichen läßt.

#### L i t e r a t u r

- [1] Tarantin, N.I. et al., Proc. Int. Conf. on Electromagnetic Isotope Separators and the Techniques of their Applications, Marburg 1970, p. 59
- [2] Stokes, R.H. und P.G. Young, Phys. Rev. 178 (1969) 1789
- [3] Vaughn, F.J. et al., Phys. Rev. Lett. 15 (1965) 555
- [4] Artukh, A.G. et al., Nucl. Phys. A160 (1971) 511
- [5] Ollerhead, R.W. et al., Can. J. Phys. 49 (1971) 594
- [6] Hardell, R. und C. Beer, Physica Scripta 1 (1970) 85
- [7] Endt, P.M. und C. van der Leun, Nucl. Phys. A105 (1967) 1
- [8] Garvey, G.T. et al., Rev. Mod. Phys. Suppl. 41 (1969) 51

### 2.3 TEILCHEN-GAMMA-KOINZIDENZMESSUNGEN AN $^{76,77,78,80,82}\text{Se}$

E. Hentschel, H. Müller und D. Wohlfarth

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In letzter Zeit sind mehrere Arbeiten zur Untersuchung der Kernstruktur im Massengebiet der Se-Isotope veröffentlicht worden. Die Erklärung der Struktur solcher Kerne im Übergangsbereich ist ein aktuelles Problem der Kerntheorie. Die bisherigen Angaben zum Niveauschema der Se-Isotope, die in der Mehrzahl aus Messungen des radioaktiven Zerfalls von Br- und As-Isotopen gewonnen wurden, weisen jedoch noch eine Vielzahl von Unsicherheiten auf. Diese können erheblich reduziert werden, wenn bei unelastischer Streuung oder Transferreaktionen die Teilchen im Endkanal in Koinzidenz mit der Gamma-Abregung gemessen werden. Nach Erprobung dieser Methode in einigen Vorexperimenten wurden am Rossendorfer Zyklotron die Reaktionen  $\text{Se}(p, p'\gamma)$  bei  $\approx 7 \text{ MeV}$  und  $\text{Se}(\alpha, \alpha'\gamma)$  bei  $\approx 27 \text{ MeV}$  Einschussenergie gemessen. Die experimentelle Anordnung ist in Abb. 1 dargestellt. Um die Effektivität zu erhöhen, wurden zwei Si(Li)-Detektoren für den Teilchennachweis symmetrisch zum Strahl angeordnet und parallel an einen Vorverstärker angeschlossen. Die Messung der Gamma-Übergänge erfolgte mit einer üblichen fast-slow-Koinzidenzanordnung, wobei die Gamma-Strahlung mit einem Ge(Li)-Detektor registriert wurde. Die noch nicht abgeschlossene Auswertung der Experimente hat ergeben, daß in einer Vielzahl von Fällen, wo Gamma-Übergänge bisher in unterschiedlicher Weise in dem Niveauschema eingeordnet wurden, eine eindeutige Klärung möglich ist. Ferner konnten einige neue Niveaus gefunden werden, und in

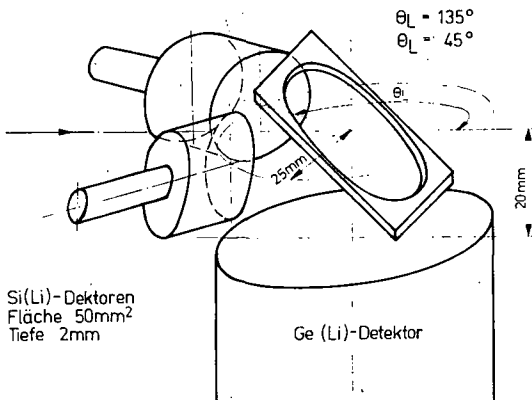


Abb. 1.  
Schema der Versuchsanordnung

In Abb. 3 ist das zum Anregungsgebiet 2410 keV bis 2630 keV gehörende Gamma-Koinzidenzspektrum von  $^{78}\text{Se}(p,p'\gamma)$  dargestellt. Über die Einordnung der von uns dem 2508 keV-Niveau zugeordneten Gamma-Übergänge bestehen in der Literatur Unsicherheiten (s. Literaturzusammenstellung in [3]). Un-

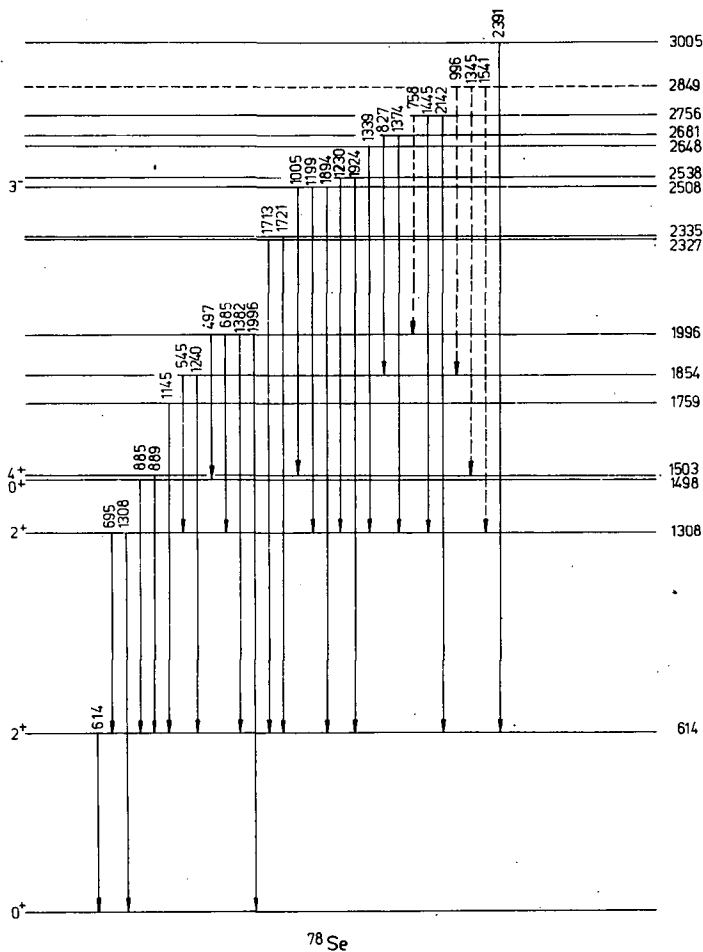


Abb. 2  
Vorläufiges Niveauschema von  $^{78}\text{Se}$

einigen Fällen war es möglich, neue Aussagen für die Zuordnung von Spin und Parität zu erhalten. Einige Beispiele sollen im folgenden beschrieben werden.

Abb. 2 zeigt das aus der bisherigen, noch nicht abgeschlossenen Auswertung erhaltene Niveauschema von  $^{78}\text{Se}$  bis zur Anregungsenergie von 3005 keV. Die Niveaus 2648 keV, 2756 keV, 2849 keV und ihre Gamma-Abregung sind bisher in der Literatur nicht angegeben, oder aber in teilchenspektroskopischen Arbeiten mit großen Energieabweichungen aufgeführt.

klar ist ebenfalls die genaue Lage des  $3^-$  Ein-Phononen-Oktupolzustandes. In teilchenspektroskopischen Arbeiten, besonders zur unelastischen  $\alpha$ -Streuung [1] und der (d,p)-Reaktion [2], wird dieser Zustand mit Energien von 2,55 bzw. 2,56 MeV angegeben. In der unelastischen  $\alpha$ -Streuung wird der  $3^-$ -Zustand im Vergleich zu anderen Niveaus sehr stark angeregt. In unseren ( $\alpha, \alpha'\gamma$ )-Messungen war aber im entsprechenden Anregungsgebiet nur die starke Gamma-Abregung des 2508 keV-Niveaus zu beobachten. Deshalb wird es sich bei dem 2508 keV-Niveau mit großer Wahrscheinlichkeit um den  $3^-$ -Zustand handeln. Unter dieser Annahme kann aus dem starken Übergang zum 1503 keV-Niveau gefolgert werden, daß dieses Niveau der  $4^+$ -Zustand des Zwei-Phononen-Quadrupoltripletts ist. Bisher war nicht eindeu-

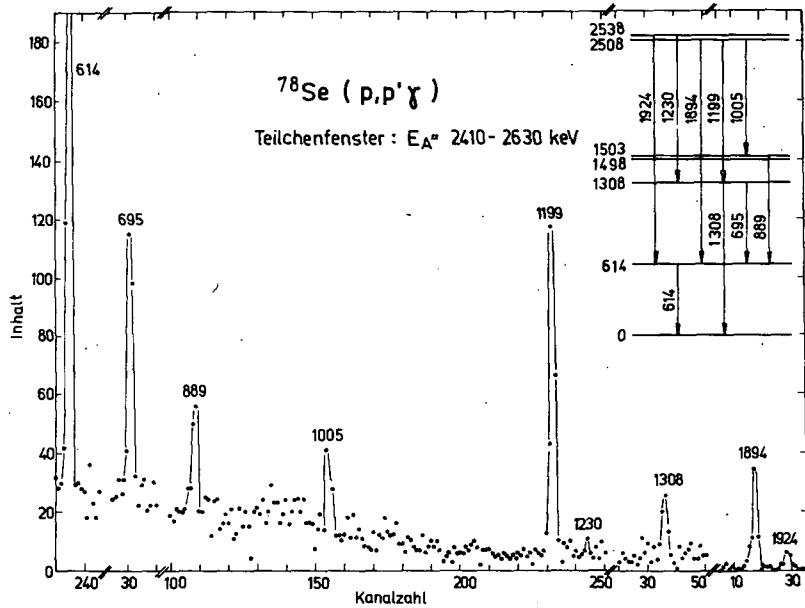


Abb. 3  
Gamma-Koinzidenzspektrum

tig geklärt, welcher der beiden Zustände des Dubletts bei 1500 keV der  $0^+$ - und welcher der  $4^+$ -Zustand ist.

Weiterhin wurde mit der im Bericht 7.7 beschriebenen Methode der gedämpften Doppler-Verschiebung die Lebensdauer dieses  $3^-$ -Zustandes mittels der unelastischen  $\alpha$ -Streuung bestimmt. Sie beträgt  $\tau = 1,8^{+1,7}_{-0,7}$  ps. Unter der Annahme reiner E1-Übergänge entspricht das Verzögerungsfaktoren von  $10^4$  bis  $10^5$  gegenüber der Weißkopf-Abschätzung.

Für den entsprechenden  $3^-$ -Zustand im  $^{76}\text{Se}$  wurde eine untere Grenze von  $\tau > 2,2$  ps gemessen. Nach einer vorläufigen Auswertung wurden für einige Ein- und Zwei-Phononen-Quadrupolzustände im  $^{76}\text{Se}$  und  $^{78}\text{Se}$  Lebensdauern bzw. untere Grenzen für die Lebensdauern von  $\tau \geq 1$  ps gefunden.

#### L i t e r a t u r

- [1] Bercaw, R.W. et al., Bull. Am. Phys. Soc. 10 (1965) 540
- [2] Lin, E.K., Phys. Rev. 139 (1965) 340
- [3] Lehmann, J. et al., Journ. de Physique 33 (1972) 465



## 2.4 UNTERSUCHUNG DES $\beta$ -ZERFALLS DER KURZLEBIGEN ISOTOPE $^{77}\text{Rb}$ UND $^{78}\text{Rb}$

W. Habenicht, M. Jachim, J. Liptak, H.-G. Ortlepp und U. Siebert  
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

R. Arlt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

H. Tyrroff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In den Arbeiten [1,2] wurden das neue Isotop  $^{77}\text{Rb}$  ( $T_{1/2} = 3,9$  min) und der isomere Zustand  $^{78\text{m}}\text{Rb}$  ( $T_{1/2} = 19$  min) identifiziert. Weitergehende Untersuchungen hatten das Ziel, die Zerfallseigenschaften dieser Isotope zu bestimmen und erste Zerfallsschemata aufzustellen.

Die Quellenherstellung erfolgte an der Anlage JASNAPP [3] im Laboratorium für Kernprobleme des VIK Dubna. Zr-Nb-Targets von etwa 300 mg Gewicht wurden am ausgeführten Protonenstrahl des Dubnaer Synchrozyklotrons mit Protonen der Energie 660 MeV beschossen. Die Bestrahlungsdauer betrug zwischen 3 und 15 Minuten. Die bei der Spallationsreaktion entstehenden Produkte wurden ohne chemische Trennung nach dem in [2] beschriebenen Verfahren direkt im Massenseparator getrennt. Die Trennzeit betrug 3 - 5 Minuten. Die Messungen der Gamma-, Beta- und Gamma-Gamma-Koinzidenzspektren erfolgten mit der im Bericht 7.14 beschriebenen Meßapparatur.

Die beim Zerfall von  $^{77}\text{Rb}$  beobachteten Gamma-Linien sowie Gamma-Gamma-Koinzidenzen sind in den Tabellen 1 und 2 zusammengestellt.

Tabelle 1

Energien und Intensitäten der beim Zerfall von  $^{77}\text{Rb}$  beobachteten Gamma-Linien

Energie [keV]	rel. Intensität <sup>1)</sup>
66,55 ± 0,05	100
178,9 ± 0,1	38
244,4 ± 0,8	2,5
254,3 ± 0,5	3,1
393,5 ± 0,3	13
432,8 ± 0,8	1,0
511	
609,3 ± 0,5	3,7
626,9 ± 0,4	4,4

Tabelle 2

Gamma-Gamma-Koinzidenzen beim Zerfall von  $^{77}\text{Rb}$

Fenster [keV]	Koinzidenz
66,55	178,9 ; 393,5 ; 511
178,9	66,55 ; 254,3 ; 511
393,5	66,55 ; 511
511	178,9 ; 66,55 (schwach)

Die Messung der Endpunktsenergie des  $\beta^+$ -Spektrum von  $^{77}\text{Rb}$  mit einem großvolumigen Si(Li)-Detektor ergab den Wert  $E_{\beta} = (3940 \pm 50)$  keV. Auf der Grundlage der gemessenen Zerfallsparameter wird für

$^{77}\text{Rb}$  ein erstes Zerfallsschema vorgeschlagen (Abb. 1).

Weiterführende Untersuchungen des Zerfalls von  $^{78}\text{Rb}$  bestätigten die Identifikation des isomeren Zustandes  $^{78\text{m}}\text{Rb}$  [2]. Bei Gamma-Gamma-Koinzidenzmessungen stellte sich jedoch heraus, daß die intensive Gamma-Linie mit der Energie 103 keV ( $T_{1/2} = 6$  min) in den Koinzidenzspektren nicht beobachtet wird und nicht in das Niveauschema von  $^{78}\text{Kr}$  eingeordnet werden kann. Das gibt Grund zu der An-

<sup>1)</sup> rel. Fehler etwa 10 - 15 %

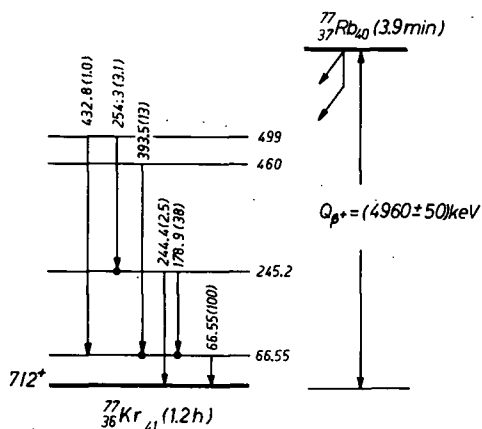


Abb. 1  
Vorläufiges Zerfallsschema  
 $^{77}\text{Rb} \rightarrow ^{77}\text{Kr}$

nahme, daß sie bei der Abregung des isomeren Zustandes  $^{78\text{m}}\text{Rb}$  ( $T_{1/2} = 6 \text{ min}$ ) in den Grundzustand von  $^{78}\text{Rb}$  emittiert wird. Die Messung des Konversionselektronenspektrums von  $^{78}\text{Rb}$  mit einem Si(Li)-Detektor ergab, daß der gemessene Wert ( $I_K^e / I_L^e$ ) für den Übergang 103 keV nur erklärt werden kann, wenn man die Multipolarität E3 oder M4 annimmt.

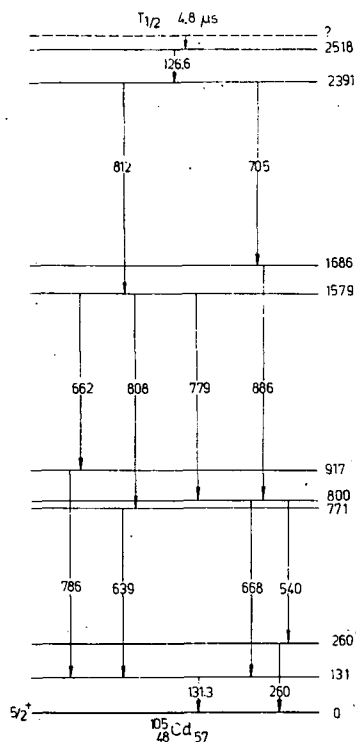
Damit ergeben sich starke Hinweise auf die Existenz eines isomeren Zustandes im Kern  $^{78}\text{Rb}$ , der durch einen Gamma-Übergang mit der Energie 103 keV in den Grundzustand von  $^{78}\text{Rb}$  sowie durch  $\beta^+$ -Zerfall in Zustände mit hohem Spin in Kern  $^{78}\text{Kr}$  zerfällt.

L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Nucl. Instr. and Meth. 102 (1972) 253
- [2] Arlt, R. et al., Radiochem. Radioanal. Letters 10 (1972) 173
- [3] Musiol, G. et al., Preprint PG-4487, Dubna, 1969

2.5 ZUM ZERFALL DES HOCHANGEREGTEN ISOMERS IN  $^{105}\text{Cd}$

G. Heiser, H.F. Brinckmann, W.D. Fromm, U. Hagemann und H. Rotter  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2



Die Untersuchungen zum hochangeregten isomeren Kernzustand im  $^{105}\text{Cd}$  wurden fortgeführt [1]. Der Zerfall wurde in weiteren Einzel- und Koinzidenzmessungen genauer studiert. Gegenüber dem vorigen Bericht konnte die Halbwertszeit zu  $(4,8 \pm 0,5) \mu\text{s}$  präzisiert werden. Ein weiterer  $\gamma$ -Übergang mit der Energie 260,5 keV wurde dem  $^{105\text{m}}\text{Cd}$ -Zerfall zugeordnet. Da das angereicherte  $^{102}\text{Pd}$ -Target noch 4,5 %  $^{106}\text{Pd}$  enthält und somit in der  $(\alpha, n)$ -Reaktion auch das  $10 \mu\text{s}$  Isomer des  $^{109}\text{Cd}$  angeregt wird, ist die 259,5 keV-Linie dieses Isomers der 260,5 keV-Linie des  $^{105\text{m}}\text{Cd}$  überlagert. Abb. 1 zeigt das durch die bisherigen Messungen gesicherte Zerfallsschema des  $^{105\text{m}}\text{Cd}$ , in das 13 der bisher beobachteten 17  $\gamma$ -Übergänge eingeordnet werden können.

Abb. 1  
Vorläufiges Zerfallsschema des  $^{105\text{m}}\text{Cd}$   
( $T_{1/2} = 4,8 \mu\text{s}$ )

Die Untersuchungen, die am Rossendorfer Zyklotron in der Reaktion  $^{102}\text{Pd}(\alpha, n)$  ausgeführt wurden, konnten durch erste Messungen der Reaktion  $^{105}\text{Pd}(^3\text{He}, 3n)$  im UJF in Řež ergänzt werden.

## L i t e r a t u r

[1] Heiser, C. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 40

### 2.6 ISOMERIE UND BANDENSTRUKTUR IN $^{107}\text{Cd}$

U. Hagemann, H.F. Brinckmann, W.D. Fromm, C. Heiser und H. Rotter  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Niveaustuktur von  $^{107}\text{Cd}$  war bisher nur aus Untersuchungen des radioaktiven Zerfalls von  $^{107}\text{In}$  bekannt [1], in dem Niveaus mit Spinwerten  $\geq 9/2$  nur schwach bevölkert werden. Um Aussagen über Hochspinzustände zu erhalten, wurde die Niveaustuktur des Kerns  $^{107}\text{Cd}$  in der Reaktion  $^{105}\text{Pd}(\alpha, 2n)^{107}\text{Cd}$  untersucht. Besonderer Wert wurde auf die Identifikation des  $h_{11/2}$ -Niveaus gelegt, das in allen ungeraden Cd-Isotopen mit  $A \geq 109$  als isomerer Zustand auftritt.

Während der Fertigstellung dieser Arbeit veröffentlichten Nyman et al. [2] ihre Untersuchungen zum  $^{107}\text{Cd}$ . Neben dem Zerfall des  $^{107}\text{In}$  untersuchten sie die Reaktionen  $^{107}\text{Ag}(p, n\gamma)$  und  $^{106}\text{Cd}(d, p\gamma)$ .

Unsere experimentellen Untersuchungen umfaßten die Messung prompter und verzögerter  $\gamma$ -Spektren, prompter und verzögerter  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren, die Messung der relativen Anregungsfunktionen sowie Winkelverteilung und Konversion der  $\gamma$ -Übergänge. Das nach diesen Ergebnissen aufgestellte Niveauschema des  $^{107}\text{Cd}$  ist in Abb. 1 dargestellt. Zum Vergleich sind die Niveaus angegeben, die beim  $^{107}\text{In}$ -Zerfall und in den  $^{107}\text{Ag}(p, n\gamma)$ - und  $^{106}\text{Cd}(d, p\gamma)$ -Reaktionen angeregt werden [1,2].

Zwei isomere Zustände bei 846 keV und 2679 keV wurden identifiziert. Ihre Halbwertszeiten betragen:

$$T_{1/2}(2679 \text{ keV}) = (55 \pm 5) \text{ ns}$$

$$T_{1/2}(846 \text{ keV}) = (67 \pm 6) \text{ ns}$$

Dabei wurde der Wert für das 846 keV-Niveau gemäß der Bevölkerung durch den höher liegenden isomeren Zustand korrigiert (siehe Bericht 8.22).

Der Grundzustand mit  $I^{\pi} = 5/2^{+}$  und der erste angeregte Zustand mit  $I^{\pi} = 7/2^{+}$  bei 205 keV sind aus dem  $^{107}\text{In}$ -Zerfall bekannt [1,2]. Die Multipolarität des 641 keV-Übergangs konnte zu M2 bestimmt werden. Damit ergibt sich für den Spin und die Parität des isomeren Zustandes bei 846 keV  $I^{\pi} = 11/2^{-}$ . Der isomere Zustand bei 846 keV kann somit als  $h_{11/2}$ -Einteilchenzustand interpretiert werden. Der Weißkopf-Verzögerungsfaktor für den  $11/2^{-} \rightarrow 7/2^{+}$ -Übergang beträgt  $F_W = 6$  und stimmt mit dem des M2-Überganges im benachbarten Isotop  $^{109}\text{Cd}$  überein.

Das Anregungsspektrum zum isomeren  $11/2^{-}$ -Zustand wird durch die drei starken  $\gamma$ -Übergänge der Energien 515 keV, 789 keV und 956 keV charakterisiert. Die Koinzidenzmessungen zeigen, daß diese drei  $\gamma$ -Übergänge eine Kaskade bilden.



werden, da sich die Phononenzustände aus den Konfigurationen  $(d_{5/2})^2$ ,  $(g_{7/2})^2$  aufbauen und somit eine stärkere Mischung zu erwarten ist.

### L i t e r a t u r

- [1] Rivier, J. und R. Moret, Nucl. Phys. A177 (1971) 379
- [2] Nyman, B. et al., Physica Scripta 7 (1973) 265
- [3] Simms, P.C. et al., Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 710

## 2.7 ENERGIENIVEAUS UND ISOMERIE IN $^{112}\text{In}$

W.D. Fromm, H.F. Brinckmann, U. Hagemann, C. Heiser und H. Rotter  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In [1] ist über zwei neue isomere Zustände in  $^{112}\text{In}$  berichtet worden. Die inzwischen durchgeführten Experimente galten der Multipolaritätsbestimmung der verzögerten 187 keV- und 263 keV-Übergänge sowie der Bestimmung weiterer Energieniveaus in  $^{112}\text{In}$ .

Zur Bestimmung der Multipolarität der verzögerten Übergänge wurden verzögerte Konversionselektronenspektren aus den Reaktionen  $^{112}\text{Cd}(d,2n)^{112}\text{In}$  und  $^{110}\text{Cd}(\alpha, pn)^{112}\text{In}$  in der in [2] beschriebenen Anordnung gleichzeitig mit dem  $\gamma$ -Spektrum registriert. Die Normierung lieferte der langlebige 155 keV-M3-Übergang. Die Abtrennung der Konversionskoeffizienten für die Übergänge ist schwierig, da z.B. die K-Konversion des 187 keV-Übergangs von der starken L-Konversion des 155 keV-Übergangs überlagert wird. In Tabelle 1 sind die Ergebnisse der Analyse mit den theoretischen Werten für verschiedene Multipolaritäten zusammengestellt. Das Experiment legt die Bestimmung der Übergänge zu M2 (263 keV) und E2 (187 keV) nahe.

Tabelle 1  
Konversion der verzögerten Übergänge in  $^{112}\text{In}$

$E_\gamma$ [keV]	$\alpha_{K, \text{exp}}$	$\alpha_{K, \text{theor}}$					
		E1	E2	E3	M1	M2	M3
155,5	Norm.	0,043	0,261	1,32	0,130	0,888	5,21
187,7	$0,166 \pm 0,021$	0,026	<u>0,138</u>	0,635	0,079	0,472	2,45
262,9	$0,158 \pm 0,012$	0,010	0,045	0,169	0,032	<u>0,151</u>	0,633

In [1] war festgestellt worden, daß die beiden Übergänge nicht prompt koinzidieren. Für den 187 keV-Übergang wurden anregende und abregende Spektren aufgenommen, die den 263 keV-Übergang als anregend zeigen. Danach bilden die beiden verzögerten Übergänge eine Kaskade, und für die drei isomeren Niveaus in  $^{112}\text{In}$  ergeben sich folgende Energien:

$$\begin{aligned}
 {}^{112m_1}\text{In} (4^+) &= 155 \text{ keV,} \\
 {}^{112m_2}\text{In} (6^+) &= 343 \text{ keV und} \\
 {}^{112m_3}\text{In} (8^-) &= 606 \text{ keV.}
 \end{aligned}$$

Das Auftreten eines  $8^-$ -Isomers in  $^{112}\text{In}$  stellt eine Analogie zu den entsprechenden isomeren Zuständen in  $^{114}\text{In}$ ,  $^{116}\text{In}$  und  $^{118}\text{In}$  [2,3,4] mit der Konfiguration  $\{\pi(g_{9/2})^{-1} \nu(h_{11/2})^1\}_8^-$  dar.

Die Bestimmung der Halbwertszeit für das Niveau bei 343 keV ist insofern schwierig, als es vom darüberliegenden  $8^-$ -Isomer gespeist wird. Dessen Halbwertszeit war vorher aus dem Abfall der  $\gamma$ -Intensität in aufeinanderfolgenden verzögerten Spektren zu  $1,6 \mu\text{s}$  bestimmt worden. Die Auswertung der im  $\mu\text{s}$ -gepulsten Regime erhaltenen Zeitkurven ergab  $T_{1/2\text{exp}}(263 \text{ keV}) = 1,25 \mu\text{s}$  und  $T_{1/2\text{exp}}(187 \text{ keV}) = 1,48 \mu\text{s}$  bei einer Halbwertsbreite des Aktivierungsimpulses von etwa  $2 \mu\text{s}$ . Für einen M2-Übergang von 263 keV werden nach Weißkopf etwa  $1 \mu\text{s}$  Halbwertszeit erwartet, für den 187 keV-E2-Übergang ergibt die Einteilchenabschätzung etwa 100 ns Lebensdauer.

Während in der Reaktion mit  $\alpha$ -Teilchen auch im prompten Spektrum die genannten Übergänge dominieren, treten in Reaktionen mit Deuteronen und Protonen als Inzidentteilchen andere intensive Übergänge auf. In Tabelle 2 sind die intensitätsstärksten Übergänge aus verschiedenen Reaktionen zusammengestellt. Die Protonen-

Tabelle 2

$\gamma$ -Intensitäten von Übergängen des  $^{112}\text{In}$  in verschiedenen Reaktionen

$E_\gamma$ [keV]	$^{112}\text{Cd}(p,n)$	$^{112}\text{Cd}(d,2n)$	$^{110}\text{Cd}(\alpha,pn)$	verzögert
135,6	57	15		
145,9	59	19		
185,5	41	9,2		
187,7	100	100	100	100
206,6	300	75	8,6	
249,6	105	34		
262,9	60	55	203	78
273,5	17	7,5	14	
279,1	9,1	2,5		

Die Intensitätsfehler für die starken Übergänge betragen  $\approx 5\%$ , für schwächere 10 % und darüber. In der  $(\alpha,pn)$ -Reaktion sind nicht alle Übergänge auffindbar.

Messungen erfolgten am Tandemgenerator EGP-10 bei einer Energie von 9,8 MeV, hier wurden auch  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimente durchgeführt. Auf Grund dieser Messungen kann ein vorläufiges Niveauschema für  $^{112}\text{In}$  (Abb. 1) bis zu einer Anregungsenergie von etwa 1 MeV konstruiert werden. Viele der erhaltenen Niveaus stimmen mit Angaben von Hjorth und Allen aus der  $^{113}\text{In}(d,t)^{112}\text{In}$ -Reaktion im Rahmen der erreichten Genauigkeit von  $\Delta E \approx 35 \text{ keV}$  überein.

Berechnungen der Multiplettaufspaltung mit den im Bericht 8.7 beschriebenen Programmen wurden unternommen. Interessante Aussagen über die Konfigurationen der isomeren Zustände könnte die Bestimmung der g-Faktoren liefern.

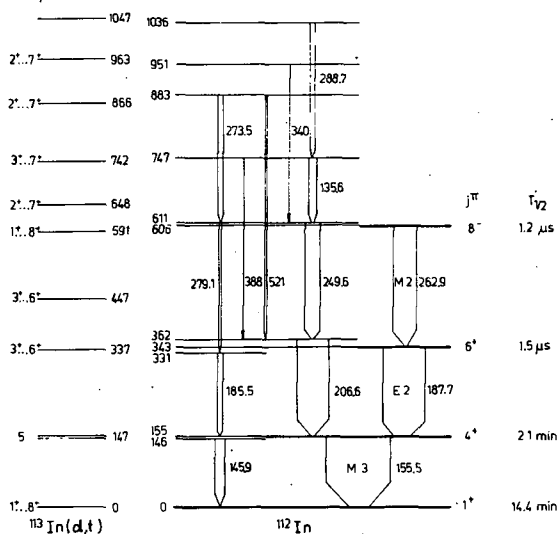


Abb. 1

Niveauschema des  $^{112}\text{In}$

Die Breite der Übergänge entspricht ihrer in der  $^{112}\text{Cd}(p,n)$ -Reaktion beobachteten Intensität. Den in dieser Arbeit bestimmten Niveaus sind Angaben von [5] aus der  $^{113}\text{In}(d,t)$ -Reaktion links gegenübergestellt. An diesen Niveaus sind die Grenzen für den Spin der Niveaus mit angetragen.

L i t e r a t u r

[1] Brinckmann, H.F. et al., Jahresbericht ZfK 243 (1972) 41  
 [2] Alexander, K.F. und H.F. Brinckmann, Annalen der Physik 12 (1963) 225  
 [3] Alexander, K.F. et al., Nucl. Phys. A112 (1968) 474  
 [4] Hattula, J. et al., Nucl. Phys. A125 (1969) 477  
 [5] Hjorth, S.A. und L.H. Allen, Arkiv Fysik 33 (1967) 121

2.8 UNTERSUCHUNG KOLLEKTIVER NIVEAUS IN  $^{115}\text{In}$  UND  $^{117}\text{In}$

W.D. Fromm, H.F. Brinckmann, U. Hagemann, C. Heiser und H. Rotter  
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Quasirotationsbanden in Kernen nahe abgeschlossener Schalen sind interessante Sonderfälle kollektiver Kernstruktur. Nachdem in  $^{117}\text{Sb}$  ( $Z = 51$ ) eine  $9/2^+[404]$ -Quasirotationsbande gefunden werden konnte [1], wurde die Untersuchung auf die beiden ungeraden  $Z = 49$ -Nuklide  $^{115}\text{In}$  und  $^{117}\text{In}$  ausgedehnt. Für beide Kerne waren von Bäcklin et al. [2] niedrigliegende Niveaus positiver Parität angegeben worden, die durch etwa 100fach beschleunigte E2-Übergänge verbunden werden. Von den Autoren wurde daher eine  $K^\pi = 1/2^+$ -Bande vorgeschlagen, deren tiefster Zustand ein  $3/2^+$ -Zustand ist. Als stützendes Argument für eine der Bande zugrundeliegende deformierte Kernform wurde die hohe Behinderung des 344 keV-E1-Überganges in  $^{117}\text{In}$  zwischen diesem Zustand und dem sphärischen  $p_{1/2}$ -Zustand bei 315 keV angegeben.

Der Zerfall der  $1/2^+$ -Grundzustände und der  $11/2^-$ -Isomere in  $^{115}\text{Cd}$  und  $^{117}\text{Cd}$  ist von mehreren Autoren vermessen worden, so daß über die im Zerfall bevölkerten Energieniveaus umfangreiches Material vorliegt [3-6]. Reaktionsspektroskopisch ist  $^{115}\text{In}$  bisher nur durch Coulombanregung [3] und inelastische Neutronenstreuung [7] untersucht worden.  $^{117}\text{In}$  wurde von Harar und Horoshko [8] in Protonentransferreaktionen vom Typ  $^{116}\text{Cd}(\alpha, t)$  und  $^{116}\text{Cd}(^3\text{He}, d)$  studiert. In Tabelle 1 sind die Ergebnisse für die den erwarteten  $1/2^+[431]$ -Banden zugeschriebenen Niveaus dargestellt. Die sichere Zuordnung von Rotationszuständen mit  $I^\pi \geq 9/2$  ist noch nicht

Tabelle 1  
Rotationsniveaus der  $1/2^+[431]$ -Bande

Literatur	$^{115}\text{In}$			$^{117}\text{In}$		
	[3]		[4]	[5]		[8]
$I^\pi$	$E_{I,\text{exp}}$	$E_{I,\text{calc}}$	$E_{I,\text{exp}}$	$E_{I,\text{exp}}$	$E_{I,\text{calc}}$	$E_{I,\text{exp}}$
$1/2^+$	864,1	864,1	864,0	748	760	746
$3/2^+$	828,6	828,6	828,4	660	660	655
$5/2^+$		1018	941,2		1108	877
$7/2^+$	934,4	934,4	933,5	881	872	746
$9/2^+$	(1291)	1275	1418		1670	
$11/2^+$	(1133)	1144		(1249)	1310	
$13/2^+$	(1645)	1692				
$15/2^+$	(1450)	1461				
$17/2^+$		2151				
$19/2^+$		1884				

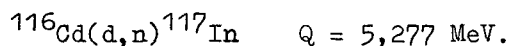
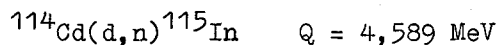
Die berechneten Niveauenergien stützen sich auf die Trägheits- und Entkopplungsparameter

$$\hbar^2/2I = 13 \text{ keV} , \quad a = -1,9 \text{ für } ^{115}\text{In} \text{ und}$$

$$\hbar^2/2I = 28 \text{ keV} , \quad a = -2,2 \text{ für } ^{117}\text{In}.$$

Die Energien sind in keV angegeben.

gelungen, auch werden von den Autoren abweichende Vorschläge für die Lage der Niveaus gemacht. Ein besserer Zugang zu Zuständen mit höherem Spin wird durch Reaktionen mit hoher Drehimpulsübertragung geliefert, z.B. Compoundkernreaktionen mit Neutronenverdampfung. Für  $\alpha$ -Teilchen gibt es keine stabilen Targetkerne. Am Rossendorfer Zyklotron U-120 kann die (d,n)-Reaktion ausgenutzt werden. Die (d,n)-Reaktion ist für beide Kerne exotherm:



Am Tandemgenerator EGP-10 eröffnet sich zusätzlich die  $^{116}\text{Cd}(p,2n)^{115}\text{In}$ -Reaktion, deren Schwelle bei einer Protonenenergie von 10 MeV allerdings nur um etwa 2 MeV überschritten wird. Trotz dieser schwierigen Verhältnisse wurden in den genannten Reaktionen erste Messungen durchgeführt. Neben Einzelspektren bei den Maximalenergien ( $E_d = 13,5 \text{ MeV}$  und  $E_p = 10 \text{ MeV}$ ) wurden Spektren bei schrittweise herabgesetzter Energie zur Bestimmung von Niveauanregung und Zuordnung gewonnen. Für beide Kerne wurden außerdem  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen durchgeführt, deren Auswertung noch nicht abgeschlossen ist. Um die sich auf den isomeren  $3/2^+$ -Zuständen ( $T_{1/2}(^{115}\text{In}) = 5,4 \text{ ns}$  und  $T_{1/2}(^{117}\text{In}) = 58,7 \text{ ns}$ ) aufbauenden Rotationszustände hervorzuheben, wurden anregende Spektren zu den intensivsten Übergängen ihrer Abregung aufgenommen. Aus den gemessenen Quadrupolmomenten für die  $3/2^+$ -Zustände [9,10] kann auf eine beträchtliche Deformation geschlossen werden, die sich in guter Übereinstimmung mit der von Bäcklin et al. aus den  $B(E2)$ -Werten abgeleiteten Deformation für die Bande befindet (siehe Tabelle 2). Rechnungen zur Gleich-



Tabelle 2

Quadrupolmomente und Deformation für Quasirotationsbanden in  $^{115}\text{In}$  und  $^{117}\text{In}$

$I^\pi$	$Q_0$ [barn]		$\mathcal{E}$			$E_I$ [MeV]	
	exp	aus B(E2)	aus B(E2)	Gleichgewicht		Gleichgewicht	exp
	$3/2^+$	$1/2^+$	$1/2^+$	$1/2^+$	$3/2^+$	$1/2^+ - 3/2^+$	$1/2^+$
$^{115}\text{In}$	$3,0 \pm 0,4$	2,67	0,19	0,194	0,094	1,625	0,828
$^{117}\text{In}$	$3,2 \pm 0,2$	3,18	0,23	0,201	0,100	1,455	0,660

Literaturstellen für die einzelnen Werte sind im Text angegeben.

gewichtsdeformation [11] weisen für die angeregten  $1/2^+$ -Zustände eine diesen Ergebnissen entsprechende Deformation aus.

Von einigen Autoren sind Zweifel an der Interpretation der auf den  $1/2^-$ - und  $3/2^-$ -Niveaus aufbauenden Zustände als Mitglieder einer Quasirotationsbande geäußert worden. Meyer et al. [12] gaben an, daß die Beschleunigung des  $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$ -Übergangs in  $^{115}\text{In}$  nur kleiner als 40 Einteilcheneinheiten sein könne. Ferner ergibt sich aus den Ergebnissen von Harar und Horoshko [8] eine veränderte Niveauzuordnung für das  $5/2^+$ - und das  $7/2^+$ -Niveau in  $^{117}\text{In}$  gegenüber den Resultaten von [5]. Die exakte Bestimmung der Niveaufolge bis zu höheren Spins und die Bestimmung von Spins und Paritäten für diese Niveaus aus Winkelverteilungs- und Konversionselektronenmessungen in Reaktionen mit Neutronenverdampfung erscheinen als notwendig, um die dargestellten Probleme zu lösen.

#### L i t e r a t u r

- [1] Fromm, W.D. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 44 und ZfK-254 (1973) 43
- [2] Bäcklin, A. et al., Nucl. Phys. A96 (1967) 539
- [3] McDonald, J. et al., Nucl. Phys. A104 (1967) 177
- [4] Sergeev, V. et al., Nucl. Phys. A202 (1973) 385
- [5] Pandharipande, V.R. et al., Nucl. Phys. A109 (1968) 81
- [6] Gregory, P.R. und M.W. Johnes, Can. Journ. Phys. 50 (1972) 2012
- [7] Marcinowski, A. et al., Nucl. Phys. A179 (1972) 781
- [8] Harar, S. und R.N. Horoshko, Nucl. Phys. A183 (1972) 161
- [9] Raghavan, R.S. und P. Raghavan, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 54
- [10] Haas, H. und D. Shirley, Nucl. Chem. Annual Report, UCRL 20426 (1970) 208
- [11] Pashkevich, V.V., persönliche Mitteilung
- [12] Meyer, R.A. et al., Bull. Am. Phys. Soc. 17 (1972) 467

## 2.9 EIN KURZLEBIGER ISOMERER KERNZUSTAND IN $^{115}\text{Sb}$

W.D. Fromm, H.F. Brinckmann, U. Hagemann, C. Heiser und H. Rotter  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Beim Beschuß von zu 95 % angereicherten  $^{113}\text{In}$ -Targets mit  $\alpha$ -Teilchen der Energie  $E_\alpha = 27$  MeV wurden drei verzögerte Übergänge beobachtet (Abb. 1). Aus der Messung der  $\gamma$ -Intensität in 7 verzögerten Energiespektren ergab sich eine Halbwertszeit von etwa 4 ns. In einer Koinzidenzmessung konnte gezeigt werden, daß die Übergänge mit 207, 214 und 442 keV eine Kaskade bilden. Die annähernd gleichen Intensitäten (Tabelle 1) unterstützen diesen Befund. Aus den prompten Intensitäten ergibt sich in der Kaskade die Reihenfolge  $214 \rightarrow 442 \rightarrow 207$ .

Tabelle 1  
Verzögerte Übergänge in  $^{115}\text{Sb}$

$E_\gamma$ [keV]	$I_{\gamma\text{prompt}}$	$I_{\gamma\text{verzögert}}$	$A_2$
$207,37 \pm 0,06$	$100,0 \pm 2,0$	$100,0 \pm 5,0$	$-0,18 \pm 0,05$
$214,16 \pm 0,08$	$33,6 \pm 1,2$	$90,0 \pm 5,5$	$0,21 \pm 0,04$
$441,82 \pm 0,10$	$48,5 \pm 1,7$	$99 \pm 11$	$0,44 \pm 0,06$

Da die Zeitkurve des 214 keV-Überganges keinen Promptanteil besitzt, handelt es sich um den isomeren Übergang. Mit Hilfe des Programmes FOLDEX (siehe Bericht 8.23) wurde die Halbwertszeit des Isomers in  $^{115}\text{Sb}$  zu  $(4,17 \pm 0,14)$  ns bestimmt. Die Zuordnung der drei Übergänge zum  $^{115}\text{Sb}$  folgt aus ihrer starken Anregung mit  $\alpha$ -Teilchen. Die  $(\alpha, n)$ -Reaktion kann ausgeschlossen werden, da es bei den Übergängen keine Übereinstimmung mit Niveaus des  $^{116}\text{Sb}$  gibt, die bis etwa 1 MeV gut bekannt sind [1].

Der 6 min-Zerfall des  $^{115}\text{Te}$  ( $I_{\text{gs}}^{\pi} = 1/2^+$ ) ist bisher nur mit NaJ-Detektoren [2] und NaJ-Ge-Antikoinzidenzen [3] untersucht worden. Um zu überprüfen, ob die verzögerten Übergänge im Zerfall erscheinen, wurden nach Bestrahlung von  $^{112}\text{Sn}$ -Targets mit  $\alpha$ -Teilchen einer Energie von 20 MeV  $\gamma$ -Spektren in zwei aufeinanderfolgenden Zeitintervallen von 5 min Dauer aufgenommen. Bei den beobachteten Übergängen ergab sich Übereinstimmung mit den Resultaten von [2] und [3], wobei für die Zustände unterhalb 1,5 MeV eine Präzisierung der Niveauenergien erreicht werden konnte. Die drei genannten Übergänge werden im Zerfall nicht beobachtet, was auf höhere Spins der Ausgangsniveaus schließen läßt. Von Harar [4] wurden bei einer systematischen Untersuchung von  $\text{Sn}(^3\text{He}, d)$ -Reaktionen auch einige Niveaus für das  $^{115}\text{Sb}$  angegeben. Es liegt nahe, den Niveaus bei 0,77 MeV ( $7/2^+$ ) und 1,33 MeV ( $11/2^-$ ) die in der  $^{113}\text{In}(\alpha, 2n)$ -Reaktion beobachteten Übergänge von 770 keV und 1337 keV zuzuordnen.

Da im Energiebereich bis 1400 keV die drei verzögerten Übergänge mit keiner weiteren  $\gamma$ -Linie koinzidieren, andererseits ein Aufbau auf dem Grundzustand überraschend wäre, da tiefliegende Niveaus mit höherem Spin nicht zu erwarten sind, ist die Bestimmung ihrer Multipolaritäten für eine Einordnung dieser Übergänge ins Niveauschema des  $^{115}\text{Sb}$  notwendig. Winkelverteilungsmessungen wurden bereits durchgeführt.

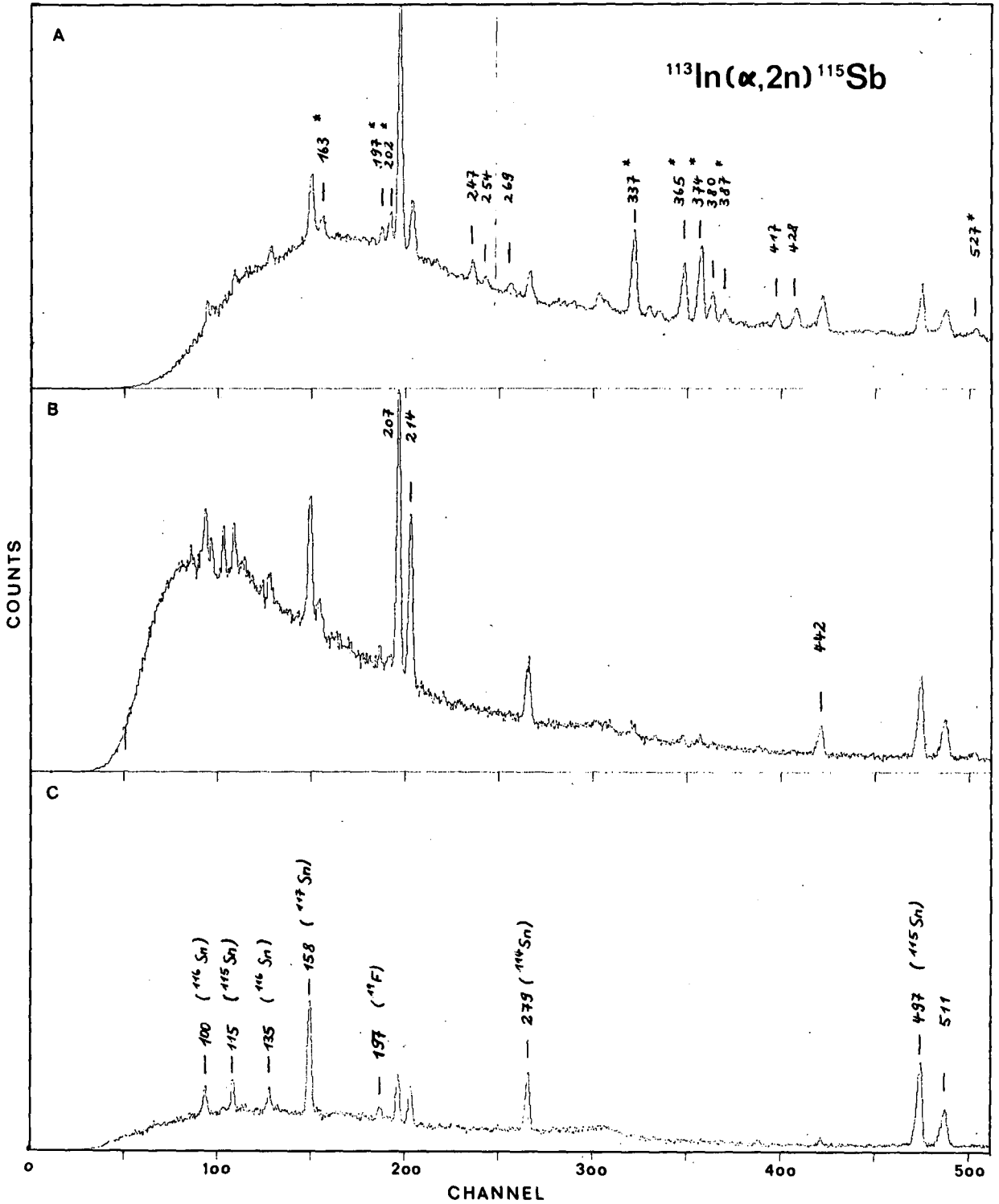


Abb. 1

Prömpertes und verzögerte  $\gamma$ -Spektren aus der Reaktion  $^{113}\text{In}(\alpha, 2n)^{115}\text{Sb}$ .

Die Verzögerung der einzelnen Spektren gegeneinander beträgt etwa 8 ns.

A: Prömpertes Spektren. Übergänge des  $^{117}\text{Sb}$  sind mit \* bezeichnet. B, C: Verzögerte Spektren. In C sind verzögerte Übergänge, die nicht zum  $^{115}\text{Sb}$  gehören, ihrer Herkunft nach gekennzeichnet.

Der isomere 214 keV-Übergang hat nach der Winkelverteilung die Multipolordnung  $l = 2$ . Ein E2-Übergang dieser Energie wäre gegenüber der Weißkopfabsehung etwa 10fach beschleunigt.

L i t e r a t u r

- [1] Morgan, C.B. et al., Michigan State University, Annual Report 1972, S. 29
- [2] Reising, R. und B.D. Pate, Nucl. Phys. 61 (1965) 529
- [3] Shilin, V.A. und V.R. Burmistrov, Isv. AN Ser. fiz. 36 (1972) 2509
- [4] Harar, S., Thèses, Universität Orsay, 1967;  
Conjeaud, M. et al., Nucl. Phys. A117 (1968) 449

2.10 DIE UNTERSUCHUNG DER ZERFALLSSCHEMATA KURZLEBIGER, UNGERADER Ba-ISOTOPE

R. Arlt, E. Herrmann und G. Musiol  
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik  
 G. Beyer, H. Haupt, A. Jasinski und H.-G. Ortlepp  
 Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna  
 W. Neubert  
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die im vorigen Jahr [1] begonnenen Untersuchungen des Zerfallsschemas von  $^{127}\text{Ba}$  ( $T_{1/2} = 13$  min) wurden fortgesetzt. Weitere ungerade Nachbarisotope wurden in den Kreis der Untersuchungen einbezogen ( $^{125}\text{Ba}$ ,  $T_{1/2} = 3,5$  min;  $^{123}\text{Ba}$ ,  $T_{1/2} = 2,7$  min). Ziel dieser Arbeit ist es, die Zerfallsschemata der ungeraden Ba-Isotope soweit zu klären, daß Lebensdauermessungen durchgeführt und interpretiert werden können. Im Zusammenhang mit der vorausgesagten Koexistenz von Zuständen mit positivem und negativem Wert des Deformationsparameters [2] im Bereich stark neutronenreicher Kerne von Ba, Cs usw. ist die Aufklärung der Zerfallsschemata dieser Kerne interessant.

Die Quellenherstellung erfolgte an der Anlage JASNAPP [3] am 680 MeV-Protonensynchrozyklotron des VIK Dubna. Durch chemische Abtrennung und anschließende Massenseparation wurden monoisotope Präparate von  $^{127}\text{Ba}$  und  $^{125}\text{Ba}$  gewonnen.  $^{125}\text{Ba}$  und  $^{123}\text{Ba}$  wurden gleichfalls am Schwerionenbeschleuniger U-310 des VIK Dubna in den Reaktionen  $^{117}\text{Sn}(^{12}\text{C}, 4n)^{125}\text{Ba}$  und  $^{114}\text{Sn}(^{12}\text{C}, 3n)^{123}\text{Ba}$  erzeugt. Die Zerfallseigenschaften der Meßpräparate wurden mit den im Bericht 7.14 beschriebenen Meßgeräten untersucht.

Auf der Grundlage der Meßergebnisse stellten wir für  $^{125}\text{Ba}$  und  $^{127}\text{Ba}$  vorläufige Zerfallsschemata auf (Abb. 1). Lebensdauermessungen der  $5/2^+ \rightarrow 1/2^+$ -Übergänge in den Kernen  $^{125}\text{Cs}$  und  $^{127}\text{Cs}$  lieferten keine Anhaltspunkte für eine in [5] vermutete Verzögerung dieser E2-Übergänge.

Tabélle 1

Energien und relative Intensitäten der Gamma-Übergänge beim Zerfall von  $^{123}\text{Ba} \xrightarrow{2,7 \text{ min}} ^{123}\text{Cs}$

Gammaenergie [keV]	63,8	92,5	94,5	116,3	120,0	123,6	137,0
relative Intensität	15	50	100	57	31	67	27

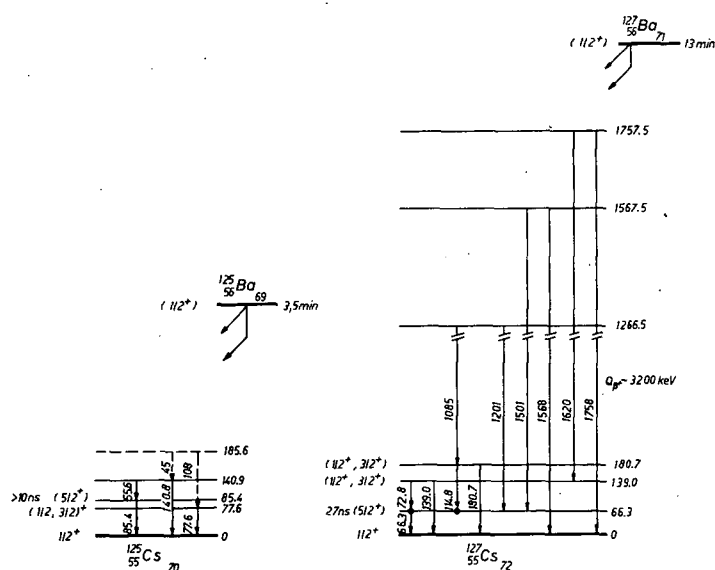


Abb. 1  
Vorläufige Zerfallsschemata von  $^{127}\text{Ba}$  und  $^{125}\text{Ba}$

## L i t e r a t u r

- [1] Arlt, R. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 47
- [2] Arsenjev, D.A. et al., Nucl. Phys. A126 (1969) 15
- [3] Musiol, G. et al., Preprint P6-4487, Dubna, 1969
- [4] Conlon, T.W., Nucl. Phys. A161 (1971) 289
- [5] Droste, Ch. et al., Nucl. Phys. A192 (1972) 595

## 2.11 LEBENSDAUERN DER $11/2^-$ -ZUSTÄNDE IN $^{145}\text{Eu}$ , $^{143}\text{Pm}$ , $^{141}\text{Pr}$ UND $^{139}\text{La}$

W.D. Fromm, L. Funke und K.D. Schilling

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Halbwertszeiten der  $11/2^-$ -Niveaus in den ungeraden Protonenkernen mit  $N = 82$  haben theoretisches Interesse gefunden. Für die einzige bisher experimentell bestimmte Lebensdauer in  $^{143}\text{Pm}$  konnte gezeigt werden, daß die Berücksichtigung von Drei-Quasiteilchenbeimischungen zu einer Verbesserung der theoretischen Beschreibung führt [1]. Ziel der Untersuchungen war es, diese Hypothese anhand neuen experimentellen Materials zu überprüfen. Im Zusammenhang mit der Untersuchung der doppelt-ungeraden Kerne  $^{144}\text{Eu}$  und  $^{142}\text{Pm}$  mit  $N = 81$  (siehe Bericht 2.12) wurden in den verzögerten Spektren auch  $\gamma$ -Übergänge beobachtet, die zu den jeweiligen benachbarten ungeraden Kernen mit  $N = 82$  gehören. Zwei weitere Nuklide wurden in der  $(\alpha, 2n)$ - bzw.  $(d, n)$ -Reaktion am Zyklotron angeregt. Im Verlaufe der Arbeit konnten drei neue Lebensdauern bestimmt werden.

Der Kern  $^{145}\text{Eu}$  wurde in der  $^{144}\text{Sm}(d, n)$ -Reaktion erzeugt. Die Aktivierung erfolgte im  $\mu\text{s}$ -gepulsten Regime bei einer Deuteronenenergie von 13,5 MeV. In Zeitfenstern von je 350 ns Breite wurden verzögerte Spektren aufgenommen. In Abb. 1 ist der Intensitätsabfall für den 387 keV- und den 329 keV-Übergang gezeigt. Hieraus

Angaben über  $\gamma$ -Linien, die beim Zerfall von  $^{123}\text{Ba}$   $\xrightarrow{2,7 \text{ min}}$   $^{123}\text{Cs}$  emittiert werden, sind in Tabelle 1 zu finden. Weitere Messungen sind notwendig, um ein erstes Zerfallsschema aufzustellen und die Frage zu klären, ob ein isomerer Zustand im Kern  $^{123}\text{Cs}$  ( $T_{1/2} = 1,6 \text{ sec}$ ) [6] beim Zerfall von  $^{123}\text{Ba}$  angeregt wird.

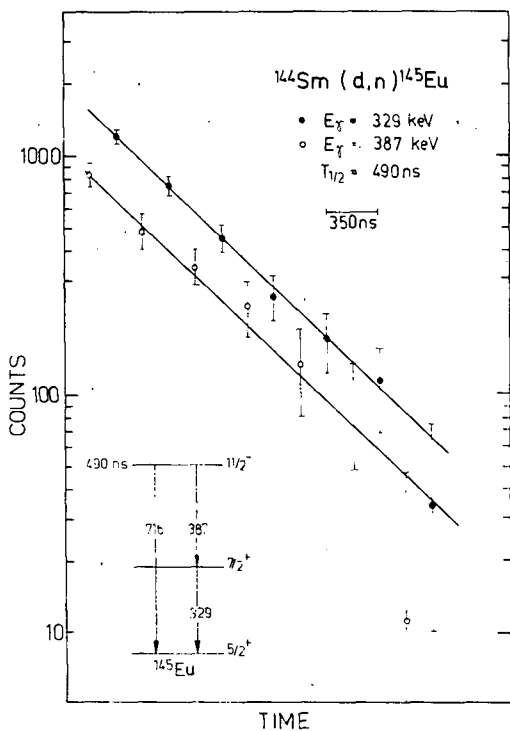


Abb. 1

Zerfall des 387 keV- und des 329 keV-Übergangs von  $^{145}\text{Eu}$

ven für den 688 keV- und den 235 keV-Übergang dargestellt.

Der Kern  $^{141}\text{Pr}$  wurde in der  $^{139}\text{La}(\alpha, 2n)$ -Reaktion mit  $E_\alpha = 27$  MeV erzeugt. Für die Zeitmessungen wurde ein planarer Ge(Li)-Detektor verwendet. Die Startimpulse für den Zeit-Amplituden-Konverter wurden von einem NaJ(Tl)-Detektor geliefert.

Abb. 3 zeigt die Zeitkurve für den 965 keV-Übergang. Die Halbwertszeit des  $11/2^-$ -Niveaus wurde zu  $T_{1/2} = (5,15 \pm 0,30)$  ns bestimmt.

Für  $^{139}\text{La}$  liegen verschiedene Aussagen über die Lage des  $11/2^-$ -Niveaus vor. Willenthal et al. [4] bezeichneten nach der Analyse von  $(^3\text{He}, d)$ -Reaktionen ein Niveau bei 1,42 MeV als  $11/2^-$ -Niveau. Berzins et al. [5] gaben nach Zerfallsmessungen für ein Niveau bei 1420,5 keV die Werte  $I^\pi = 5/2^+$  bis  $9/2^+$  an. Van der Merwe et al. [6] konnten schließlich auf Grund von  $(n, n')$ -Messungen einem Niveau bei  $(1424 \pm 8)$  keV den Spin  $5/2$  und einem Niveau bei  $(1439 \pm 10)$  keV den Spin  $11/2^-$  zuordnen. In der  $(d, n)$ -Reaktion an natürlichem Barium (71,7 %  $^{138}\text{Ba}$ ) wurden von uns zwei Übergänge mit 1420 keV und 1430 keV beobachtet, wobei letzterer eine etwa dreifach höhere Intensität aufweist und wahrscheinlich dem Übergang vom  $11/2^-$ -Zustand zum Grundzustand entspricht. Die für beide Übergänge registrierten Zeitkurven lassen nur eine Abschätzung der Halbwertszeit von  $T_{1/2} < 1$  ns zu. In [5] war die Lebensdauer des 1420,5 keV-Übergangs aus verzögerten  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzen zu  $T_{1/2}(1420) < 0,5$  ns abgeschätzt worden.

Neben den Zeitmessungen wurden auch  $\gamma$ -Einzelspektren registriert, so daß für die untersuchten Kerne die Verzweungsverhältnisse der Übergänge vom  $11/2^-$ -Niveau auf das  $7/2^+$ -Niveau und das  $5/2^+$ -Niveau bestimmt werden konnten. Unsere Ergebnisse sind in der Tabelle 1 den theoretischen Resultaten von Waroquier und Vanden Berghe [1] gegenübergestellt. Die experimentellen Halbwertszeiten liegen zwischen

folgt eine Halbwertszeit von 490 ns für das  $11/2^-$ -Niveau.

In  $^{143}\text{Pm}$  war die Lebensdauer des  $11/2^-$ -Niveaus von Ejiri et al. [2] zu  $T_{1/2} = (26,0 \pm 1,2)$  ns bestimmt worden. In der  $^{141}\text{Pr}(\alpha, 2n)$ -Reaktion konnte dieser Wert durch Messung der Zeitverteilung des 688 keV-Übergangs von uns bestätigt werden. Der auf den 688 keV-Übergang folgende 272 keV-Übergang weist aber mit  $T_{1/2} = (13,0 \pm 0,2)$  ns eine beträchtlich kleinere Verzögerung auf. Diese Abweichung entsteht dadurch, daß in  $^{143}\text{Pm}$  ein weiterer isomere Zustand mit einer kürzeren Lebensdauer existiert, der sich ebenfalls auf das 272 keV-Niveau abregt. Die Halbwertszeit für dieses zweite Isomer, das sich über einen 235 keV-Übergang abregt, wurde zu  $T_{1/2} = (10,5 \pm 0,2)$  ns bestimmt. Diese Zeit stimmt mit der von Shibata und Ejiri [3] beobachteten Zerfallszeit für einen 1392 keV-Übergang überein, der das 272 keV-Niveau speist. In Abb. 2 sind die Zeitkur-

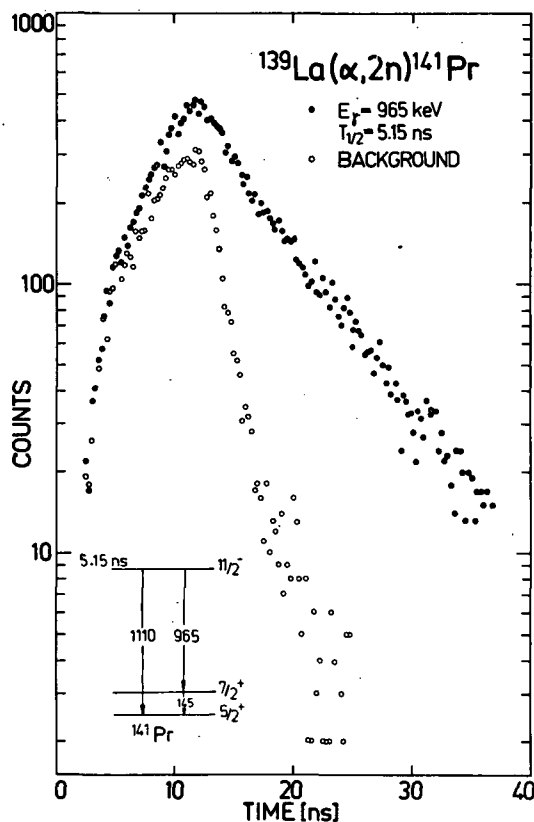
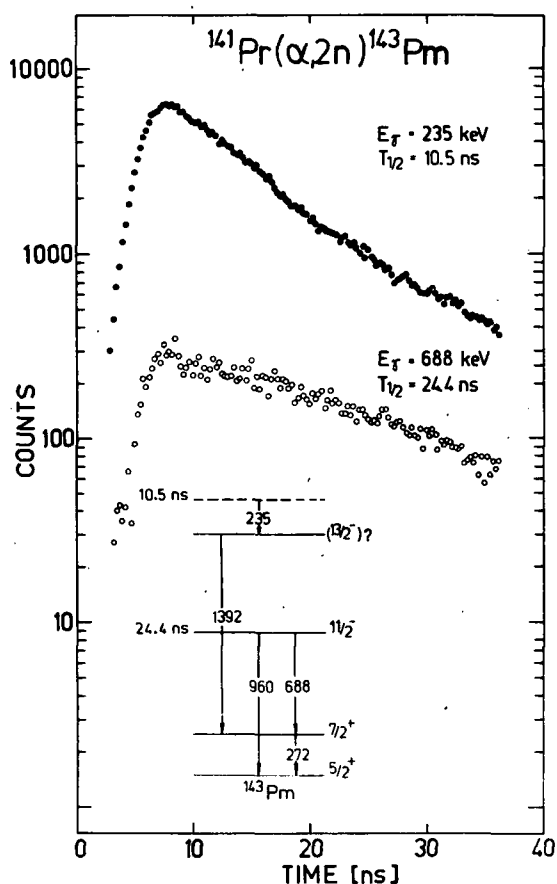


Abb. 2

Zeitkurven für die isomeren 688 keV- und 235 keV-Übergänge in  $^{143}\text{Pm}$

Abb. 3

Zeitkurve für den isomeren 965 keV-Übergang in  $^{141}\text{Pr}$

Tabelle 1

Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen zu den  $11/2^-$ -Niveaus der N=82-Protonenkerne

Kern	E( $11/2^-$ ) [keV]	$T_{1/2}$ [ns]				$\frac{I_{\gamma}(11/2^- \rightarrow 7/2^-)}{I_{\gamma}(11/2^- \rightarrow 5/2^-)}$		
		Theorie [1]		Experiment	Theorie [1]		Experiment	
		1 QP	1+3 QP		1 QP	1+3 QP		
$^{145}\text{Eu}$	716	431	591	490 ± 30	30	25	4,5 ± 1,3	
$^{143}\text{Pm}$	960	17,0	27,3	24,4 ± 1,4	22	15	5,0 ± 0,6	
$^{141}\text{Pr}$	1110	3,13	5,58	5,15 ± 0,30	21	15	9,5 ± 1,1	
$^{139}\text{La}$	1430	0,345	0,737	< 1	61	31		

den Werten, die für reine Ein-Quasiteilchenzustände und für Ein+Drei-Quasiteilchenkonfigurationen berechnet wurden. Damit wird die Bedeutung der Drei-Quasiteilchenkomponenten unterstrichen, obwohl ihr Einfluß in den Rechnungen der Arbeit [1] etwas zu groß erscheint. Die Reproduktion der experimentellen Verzweungsverhältnisse gelingt allerdings weniger gut. Hier sind die Verbesserungen bei Berücksichtigung der Drei-Quasiteilchenkonfigurationen gegenüber den Ein-

Quasiteilchenwerten zu gering, um in die Nähe der experimentellen Werte zu kommen.

### L i t e r a t u r

- [1] Waroquier, M. and G. Vanden Berghe, Phys. Lett. 41B (1972) 267
- [2] Ejiri, H. et al., Phys. Lett. 38B (1972) 73
- [3] Shibata, T. and H. Ejiri, Annual Report, OULNS 73-1 (1973) 36
- [4] Wildenthal, B.H. et al., Phys. Lett. 27B (1968) 628
- [5] Berzins, G. et al., Nucl. Phys. A128 (1969) 294
- [6] van der Merwe, P. et al., Nucl. Phys. A124 (1969) 433

## 2.12 MULTIPLETTAUFSPALTUNG UND ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN IN $^{142}\text{Pm}$ UND $^{144}\text{Eu}$

L. Funke, W.D. Fromm und H.J. Keller

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

R. Arlt und P.M. Gopytsch

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Über die Untersuchung der doppelt-ungeraden Nuklide  $^{142}\text{Pm}$  und  $^{144}\text{Eu}$  am Rossendorfer Zyklotron wurde bereits an anderer Stelle berichtet [1]. Die Kenntnis der Niveauschemata hat sich auf Grund weiterer Experimente gegenüber den im Jahresbericht 1972 angegebenen Daten beträchtlich erweitert. Dazu haben Messungen der prompten und verzögerten Konversionselektronen in der Reaktion  $^{144}\text{Sm}(d,2n)^{144}\text{Eu}$ , der verzögerten  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren und von Niveaulbensdauern in den Reaktionen  $^{142}\text{Nd}(d,2n)$  und  $^{144}\text{Sm}(d,2n)$  ebenso beigetragen wie die Untersuchung der  $\gamma$ -Spektren in den Reaktionen  $^{142}\text{Nd}(p,n)$  und  $^{144}\text{Sm}(p,n)$  am Rossendorfer Tandemgenerator bei einer Protonenenergie von 10 MeV. Weitere Niveaus wurden gefunden, wobei in den meisten Fällen auch Drehimpuls und Parität bestimmt werden konnten. Die Zustände bei 241,0 keV ( $3^+$ ), 449,5 keV ( $5^+$ ) und 883,2 keV ( $8^-$ ) in  $^{142}\text{Pm}$  sowie 926,6 keV ( $6^-$ ) und 1128,4 keV ( $8^-$ ) in  $^{144}\text{Eu}$  wurden als Isomere identifiziert (siehe Abb. 1).

Da die betrachteten Kerne mit 81 Neutronen in der Nähe der magischen Zahl  $N = 82$  liegen, sollte für ihre Beschreibung das Schalenmodell geeignet sein. Die Wechselwirkung zwischen dem ungepaarten Proton und Neutron führt zur Aufspaltung der durch die Protonen- und Neutronenkonfigurationen gebildeten Multipletts. Aus der Analyse der Anregungsspektren können Rückschlüsse auf die p-n-Restwechselwirkung gezogen werden. In der Abb. 1 werden die experimentellen Anregungsspektren mit berechneten Spektren verglichen, die sich mit Hilfe eines einfachen Ansatzes [2] für die p-n-Wechselwirkung ergeben:

$$V_{pn} = -\frac{4\pi}{3} r_0^3 V_{\text{eff}} [(1-\alpha) + \alpha \vec{\sigma}_p \vec{\sigma}_n] \delta(\vec{r}_p - \vec{r}_n).$$

Die Werte für die Nullpunktenergien wurden aus den Anregungsenergien in den benachbarten ungeraden Kernen berechnet. Für den Stärkeparameter  $(4\pi/3) r_0^3 V_{\text{eff}}$  wurden Werte von  $300 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$  benutzt. Da eine Interpretation des Grundzustandsmultipletts in  $^{144}\text{Eu}$  mit dem meist verwendeten Wert für den Mischungsparameter  $\alpha \approx 0,1$  nicht möglich ist, benutzten wir in unseren Rechnungen einen einheitlichen Wert von  $\alpha = 0,6$ . Außer den Niveaus des Grundzustandsmultipletts scheint



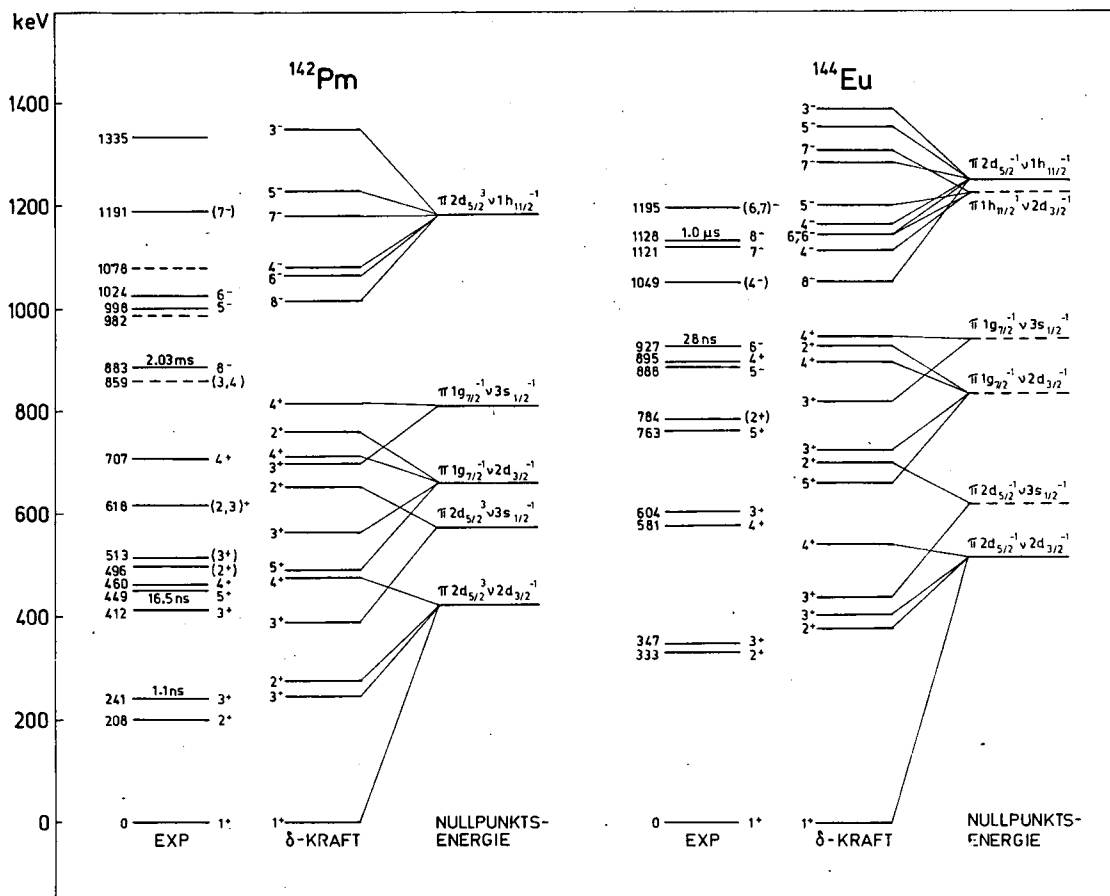


Abb. 1

Vergleich der experimentellen Niveauenergien in  $^{142}\text{Pm}$  und  $^{144}\text{Eu}$  mit Rechnungen, die auf der Basis des in [2] gegebenen Formalismus durchgeführt wurden.

die Zuordnung der  $5^+$ - und  $8^-$ -Zustände zweifelsfrei zu sein. Dagegen bereitet es erhebliche Schwierigkeiten, das  $5^-$ -Niveau in  $^{144}\text{Eu}$  als tiefsten Zustand negativer Parität zu interpretieren. Wahrscheinlich ist dieser  $5^-$ -Zustand und auch der nahe gelegene  $6^-$ -Zustand dem Multiplett ( $\pi h_{11/2}, \nu d_{3/2}$ ) zuzuschreiben.

Auf Grund der gefundenen Niveaulbensdauern war es möglich, für einige Übergänge die absolute Übergangswahrscheinlichkeit zu bestimmen. In der Tabelle 1 sind diese Werte in Form der sogenannten Weißkopf-Verzögerungsfaktoren zusammengestellt. Für einige Übergänge, die wir als Übergänge innerhalb eines Multipletts interpretieren, wurden die experimentellen Werte mit den nach Wahlborn und Martinson [3] berechneten verglichen. Man erkennt, daß damit die M1-Übergänge gegenüber der Weißkopf-Abschätzung erheblich besser beschrieben werden können.

Tabelle 1

Übergangswahrscheinlichkeiten in  $^{142}\text{Pm}$  und  $^{144}\text{Eu}$

Multi- pol- ordnung	Kern	$E_\gamma$ [keV]	$I_i \rightarrow I_f$	Konfigurationen $\pi_i \nu_i \rightarrow \pi_f \nu_f$	$F_W^a)$	$F_M^b)$
M1	$^{142}\text{Pm}$	32,45	$3^+ \rightarrow 2^+$	$d_{5/2}d_{3/2}$	18	2,4
	$^{144}\text{Eu}$	$\left\{ \begin{array}{l} 38,7 \\ 7,6 \end{array} \right.$	$6^- \rightarrow 5^-$	$h_{11/2}d_{3/2}$	460	2,9
			$8^- \rightarrow 7^-$	$d_{3/2}h_{11/2} \rightarrow h_{11/2}d_{3/2}$ <sup>c)</sup>	$10^4$	
E2	$^{142}\text{Pm}$	$\left\{ \begin{array}{l} 241,0 \\ 208,5 \end{array} \right.$	$3^+ \rightarrow 1^+$	$d_{5/2}d_{3/2}$	0,2	0,2
			$5^+ \rightarrow 3^+$	$g_{7/2}d_{3/2} \rightarrow d_{5/2}d_{3/2}$	0,6	
	$^{144}\text{Eu}$	$\left\{ \begin{array}{l} 37,5 \\ 201,8 \end{array} \right.$	$5^+ \rightarrow 3^+$	$g_{7/2}d_{3/2} \rightarrow (d_{5/2}g_{1/2})$ <sup>c)</sup> ?	0,5	
			$8^- \rightarrow 6^-$	$d_{3/2}h_{11/2} \rightarrow h_{11/2}d_{3/2}$ <sup>c)</sup>	40	
E1	$^{144}\text{Eu}$	163,5	$6^- \rightarrow 5^+$	$h_{11/2}d_{3/2} \rightarrow g_{7/2}d_{3/2}$	$1,5 \cdot 10^7$	
E3	$^{142}\text{Pm}$	433,7	$8^- \rightarrow 5^+$	$d_{3/2}h_{11/2} \rightarrow g_{7/2}d_{3/2}$ <sup>c)</sup>	6,6	

a) Weißkopf-Verzögerungsfaktoren  $F_W = B_W/B_{\text{exp}}$ .

b) Verzögerungsfaktoren nach [3]:  $F_M = B_M/B_{\text{exp}}$ . Für die Berechnung von  $B_M$  wurden die Werte benutzt:  $b_0 = 0,226 \cdot 10^{-12}$  cm und  $g_S = 0,6 \cdot g_S^{\text{frei}}$ .

c) Zweiteilchen-Übergang

### L i t e r a t u r

- [1] Funke, L. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 49;  
 Beitrag zur Kernspektroskopie-Konferenz Dubna, Preprint D6-7094 (1973) 102;  
 Proc. of the Int. Conf. on Nucl. Phys., Munich (1973) p. 93;  
 Keller, H.J., Diplomarbeit, TU Dresden, 1973
- [2] deShalit, A., Phys. Rev. 91 (1953) 1479;  
 Schwartz, C., Phys. Rev. 94 (1954) 95;  
 Sasaki, K., Nucl. Phys. 71 (1965) 95
- [3] Wahlborn, S. and I. Martinson, Ark. Fys. 31 (1966) 355

### 2.13 DIE UNTERSUCHUNG ANGEREGTER NIVEAUS IN $^{159}\text{Tb}$ MITTELS DER (p,2n)-REAKTION

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

Über die Energieniveaus in  $^{159}\text{Tb}$  liegen bereits mehrere Arbeiten vor, in denen durch Untersuchung des radioaktiven Zerfalls der Nachbarkerne und der Coulomb-anregung die Einteilchenzustände  $5/2^+[413]$  und  $5/2^- [532]$ , der  $\gamma$ -Vibrationszustand sowie mehrere Rotationsniveaus aufgefunden wurden. Kürzlich wurden auch Protonentransfer-Reaktionen zum  $^{159}\text{Tb}$  durchgeführt [1] und dabei mehrere neue Niveaus festgelegt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Identifizierung der bisher in  $^{159}\text{Tb}$  unbekanntenen Konfiguration  $7/2^- [523]$ . Durch die Spektroskopie der

$\gamma$ -Strahlung, die bei der (p,2n)-Reaktion an  $^{160}\text{Gd}$  emittiert wird, sollte darüber hinaus die Abregung der in den Transfer-Experimenten gefundenen Niveaus untersucht werden. Für unsere Experimente wurde der 10 MeV-Protonenstrahl des neuen Tandembeschleunigers im ZfK verwendet. Die bisherigen Ergebnisse sind in einem vorläufigen Niveauschema (Abb. 1) zusammengefasst. Neue Daten konnten insbesondere

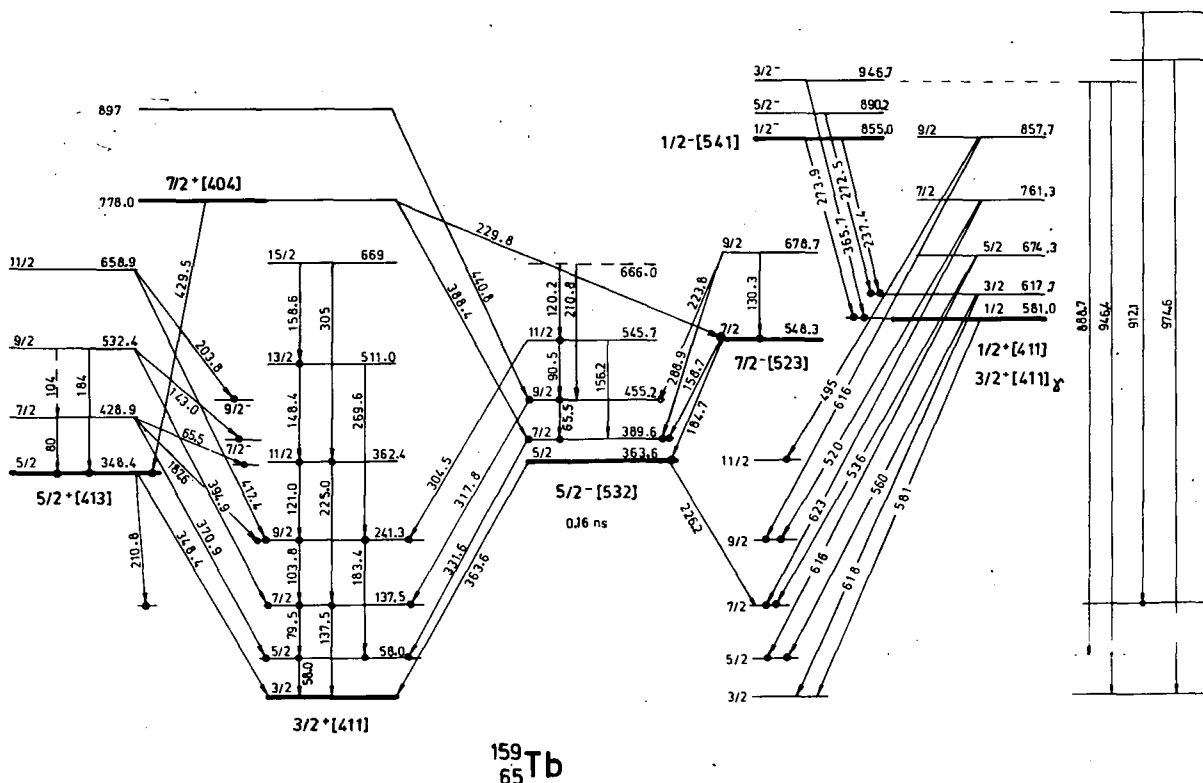


Abb. 1

Vorläufiges Niveauschema von  $^{159}\text{Tb}$ . Übergänge, die durch einen Punkt markiert sind, wurden auf Grund von Koinzidenzexperimenten eingeordnet.

über die Corioliswechselwirkung zwischen den Rotationsbanden  $5/2^- [532]$  und  $7/2^- [523]$  gewonnen werden. Damit wird das in unseren früheren Arbeiten [2] für die Kerne  $^{155,157}\text{Tb}$  gefundene Material auf das Nuklid  $^{159}\text{Tb}$  ausgedehnt. Die Banden mit  $K = 1/2^+$  und  $5/2^+$  wurden um 2 Zustände erweitert. Weitere Niveaus im Energiegebiet bei 1 MeV werden noch diskutiert.

#### L i t e r a t u r

- [1] Tippett, J.C. and D.G. Burke, Can. J. Phys. 50 (1972) 3152
- [2] Winter, G. et al., Nucl. Phys. A176 (1971) 609

2.14 EINFLUSS NICHTADIABATISCHER EFFEKTE AUF E1-ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN IN  $^{157}\text{Dy}$

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

Aus Experimenten in den Reaktionen  $^{159}\text{Tb}(p, 3n\gamma)$  und  $^{155}\text{Gd}(\alpha, 2n\gamma)$  wurde von Klamra et al. [1] ein Niveauschema des Kernes  $^{157}\text{Dy}$  vorgeschlagen (Abb. 1). Im Vergleich zu anderen ungeraden Neutronenkernen in diesem Massengebiet, z.B.  $^{159}\text{Dy}$  [2], ist hier die Trennung der stark gemischten Zustände positiver Parität in zwei unabhängige Kaskaden und die niederenergetische Abregung des  $11/2^- [505]$ -Isomers auffallend. Mit Ausnahme der  $11/2^- [505]$ -Bande wurden in der Arbeit [1] für die Niveaus nichtadiabatische Wellenfunktionen angegeben, die aus einem Energiefit mit Coriolis-Kopplung und  $\Delta N=2$ -Mischung gewonnen wurden. Die vorliegende Arbeit hat das Ziel, durch Isomerieuntersuchungen in der Reaktion  $^{155}\text{Gd}(\alpha, 2n)^{157}\text{Dy}$  den niederenergetischen Teil des Niveauschemas zu bestätigen sowie die angegebenen Wellenfunktionen bei der Berechnung elektromagnetischer Übergangswahrscheinlichkeiten zu testen.

Mit der Methode der verzögerten  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen [3] wurden verzögerte  $\gamma$ -Spektren (Abb. 2) und Zeitverteilungen der relativ schwachen 188,1 keV-Linie gemessen. Daraus ergibt sich für das Niveau mit  $I^\pi = 5/2^+$  bei 188,1 keV die Lebensdauer

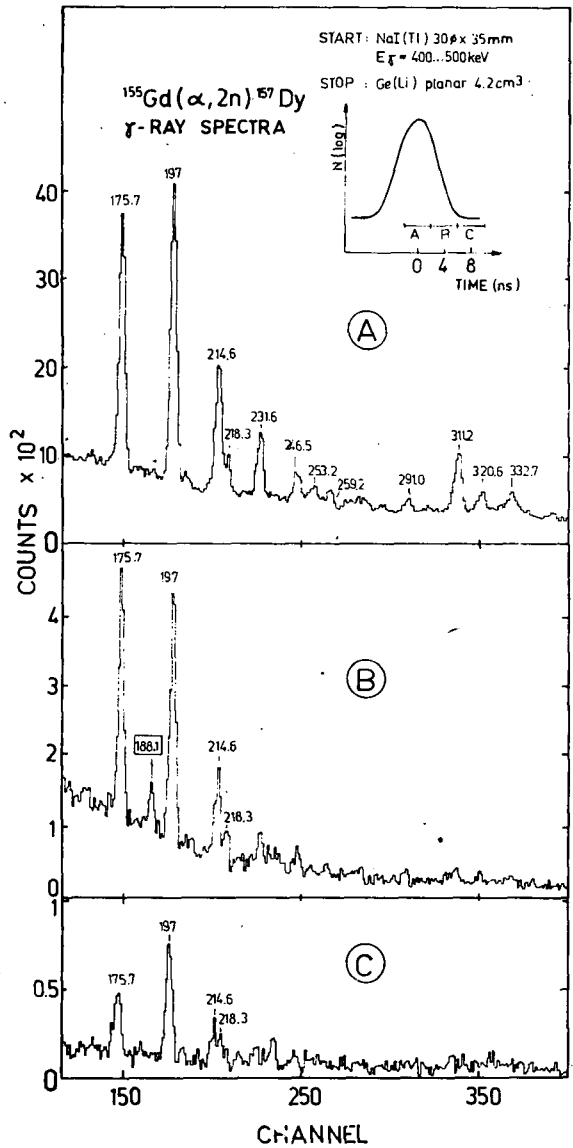


Abb. 2  
Verzögerte  $\gamma$ -Spektren im Nanosekunden-Zeitbereich

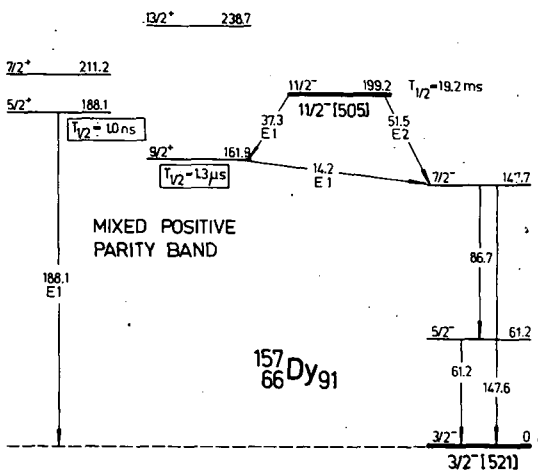


Abb. 1  
Partielles Niveauschema von  $^{157}\text{Dy}$  nach [1] und der vorliegenden Arbeit

$$T_{1/2}(188,1 \text{ keV}) = (1,00 \pm 0,15) \text{ ns.}$$

Die Halbwertszeit des 161,9 keV-Niveaus mit  $I_{\pi}^{\pi} = 9/2^{+}$  kann praktisch nur über die 86,7 keV- und 147,6 keV-Übergänge gemessen werden (Abb. 1), die auch für die Bestimmung der Lebensdauer des  $11/2^{-}$ -Isomers benutzt werden [1]. Die Zeitmessung im  $\mu$ s-Gebiet erfolgte mit dem Strahlpulsungssystem [4]. Verzögerte  $\gamma$ -Spektren sind in Abb. 3 dargestellt. Für die Halbwertszeit des 161,9 keV-Zustandes konnte der Wert

$$T_{1/2}(161,9 \text{ keV}) = (1,3 \pm 0,2) \mu\text{s}$$

erhalten werden.

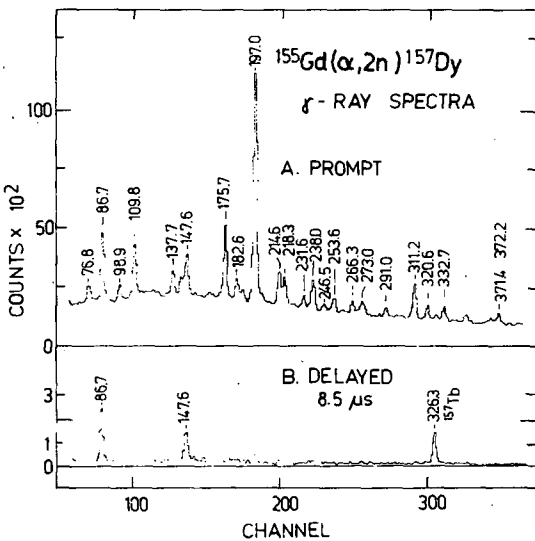


Abb. 3  
Verzögerte  $\gamma$ -Spektren im Mikrosekunden-Zeitbereich  
von Paarkorrelationen und Bandenmischung

Die partiellen  $\gamma$ -Halbwertszeiten der E1-Übergänge, welche die beiden isomeren Niveaus abregen, wurden zu  $T_{1/2}^{\gamma \text{ exp}}(188,1 \text{ keV}) = 1,06 \text{ ns}$  und  $T_{1/2}^{\gamma \text{ exp}}(14,2 \text{ keV}) = 17,3 \mu\text{s}$  ermittelt. Mit dem Hamiltonian aus dem Bericht 2.37 wurden theoretische Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet. Dabei wurden die Mischungskoeffizienten für die Wellenfunktionen der Arbeit [1] entnommen. In guter Übereinstimmung mit dem Experiment ergeben sich folgende Verzögerungsfaktoren

$$F_N^{\text{PC}}(188,1 \text{ keV}) = 0,20$$

und

$$F_N^{\text{PC}}(14,2 \text{ keV}) = 0,84.$$

Hierbei ist  $F_N^{\text{PC}} = T_{1/2}^{\gamma \text{ exp}} / T_{1/2}^{\gamma \text{ th}}$  im Nilssonmodell unter Berücksichtigung berechnet worden.

## L i t e r a t u r

- [1] Klamra, W. et al., Nucl. Phys. A199 (1973) 81
- [2] Andrejtscheff, W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 63
- [3] Andrejtscheff, W. et al., Nucl. Phys. A190 (1972) 483
- [4] Rotter, H. et al., Nucl. Instr. 98 (1972) 429

## 2.15 NANOSEKUNDEN-LEBENSDAUERMESSUNGEN IN $^{162}\text{Ho}$ UND $^{164}\text{Ho}$

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

Die deformierten uu-Kerne  $^{162}\text{Ho}$  und  $^{164}\text{Ho}$  wurden zuletzt von Walther und Funke [1] untersucht. Im vorliegenden Beitrag wird kurz über Lebensdauermessungen in diesen Kernen berichtet, bei denen die Niveauschemata [1] zugrunde gelegt wurden. Die Lebensdauern wurden mit der Methode der verzögerten  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen gemessen [2]. Es wurden NaJ- und Ge(Li)-Detektoren eingesetzt. Mit Hilfe der Reaktion  $^{162}\text{Dy}(p,n)^{162}\text{Ho}$  wurde am Rossendorfer Tandemgenerator BGP-10 die Halb-

wertszeit des 286,0 keV-Niveaus in  $^{162}\text{Ho}$  zu

$$T_{1/2}(286,0 \text{ keV}) = (8,5 \pm 1,0) \text{ ns}$$

bestimmt. Dieses Niveau, das den Grundzustand einer Rotationsbande mit der Konfiguration  $55^+$  ( $p7/2^-[523] + n3/2^-[521]$ ) darstellt, wird durch einen  $E1, \Delta K=1$ -Übergang mit der Energie von 179,9 keV zum bekannten 68 min-Isomer bei 106,1 keV abgeregt. Der entsprechende  $E1$ -Übergang wird in benachbarten ungeraden deformierten Kernen ebenfalls verzögert beobachtet [3]. Ein weiterer verzögerter Übergang von 141 keV in  $^{162}\text{Ho}$  konnte bisher noch nicht zugeordnet werden.

Im Kern  $^{164}\text{Ho}$  wurde für den Grundzustand der  $5^+$ -Rotationsbande eine Lebensdauer von

$$T_{1/2}(342,8 \text{ keV}) = (2,6 \pm 0,5) \text{ ns}$$

gefunden. Ein  $E1$ -Übergang mit einer Energie von 202,8 keV regt dieses Niveau zum bekannten 37,5 min-Isomer bei 139,9 keV ab. Diese Messung wurde bei der Reaktion  $^{164}\text{Dy}(d,2n)^{164}\text{Ho}$  am Rossendorfer Zyklotron U-120 durchgeführt.

## L i t e r a t u r

- [1] Walther, K. und L. Funke, Jahresbericht ZfK-243 (1972) 58
- [2] Andrejtscheff, W. et al., Nucl. Phys. A190 (1972) 489
- [3] Andrejtscheff, W., Nucl. Phys. A178 (1972) 563

## 2.16 BANDENMISCHUNG IN UNGERADEN ERBIUMISOTOPEN

W. Andrejtscheff, P. Manfraß, H. Prade, K.D. Schilling, W. Seidel und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In der vorliegenden Arbeit wird die Bandenmischung [1,2,3] in  $^{161-165}\text{Er}$  neu berechnet, wobei einige spezifische Aspekte der elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten berücksichtigt werden. Die Diagonalisierungs- und Fitprozeduren, die dabei angewendet wurden, sind früher beschrieben worden [4].

In den betrachteten Er-Kernen werden verzögerte  $E1$ -Übergänge vom  $11/2^- [505]$ -Isomer zu Niveaus der gemischten Bande positiver Parität beobachtet [1,5]. Die Matrixelemente zwischen diesem Zustand und den Konfigurationen  $11/2^+ [615]$  und  $13/2^+ [606]$  sind asymptotisch erlaubt und können wesentlich zur  $E1$ -Übergangswahrscheinlichkeit beitragen. Deshalb wurden der  $11/2^+$ - und der  $13/2^+$ -Zustand in die Rechnungen von Banden positiver Parität zusätzlich zu den Niveaus  $1/2^+ [660]$ ,  $3/2^+ [651]$ ,  $5/2^+ [642]$ ,  $7/2^+ [633]$  und  $9/2^+ [624]$  einbezogen, die in der Arbeit [1] berücksichtigt worden waren. Für die Bandenkopfenergien wurden in der Regel die Modellwerte benutzt (siehe Bericht 2.37). In  $^{165}\text{Er}$  wurde die  $\Delta N=2$ -Mischung zwischen den Konfigurationen  $1/2^+ [660]$  und  $1/2^+ [400]$  sowie  $3/2^+ [651]$  und  $3/2^+ [402]$  berücksichtigt. Aus der experimentell bekannten Lage der beiden stark mischenden  $K^\pi=1/2^+$ -Zustände konnten die entsprechenden Bandenkopfenergien ermittelt werden, die tiefer als die Modellwerte liegen. Daraufhin wurden in diesem Kern alle anderen Bandenkopfenergien von Zuständen positiver Parität um 15 - 20 % reduziert. Bei allen drei Kernen wurden sämtliche experimentell bekannten Rotationsniveaus in die Fit-Prozedur einbezogen.

Bei der Anpassung der Energiewerte von Zuständen positiver Parität wurden die Rotationsparameter  $A_K$  und B, die Abschwächungsfaktoren  $f_{K,K}$  (Bezeichnungen nach [3]) und im Falle von  $^{161}\text{Er}$  die  $5/2^+$ - und  $7/2^+$ -Bandenkopfenergien zur Variation zugelassen. Der Entkopplungsparameter der  $1/2^+[660]$ -Bande wurde konstant als  $a = 6,5$  angenommen.

Der Energiefit für die Banden positiver Parität erwies sich als unempfindlich gegenüber dem Wert der Abschwächungsfaktoren zwischen Konfigurationen, die weit von der Fermienergie  $\lambda$  entfernt liegen:  $f_{7/2-9/2}$ ,  $f_{9/2-11/2}$  und  $f_{11/2-13/2}$ . Die experimentellen E1-Übergangswahrscheinlichkeiten vom  $11/2^-$ -Isomer in  $^{161,163}\text{Er}$  werden in den Rechnungen jedoch wesentlich besser reproduziert, wenn für diese Abschwächungsfaktoren Werte von  $f_{K,K} \approx 0,4$  angenommen werden. Tabelle 1 zeigt die aus dem Fit erhaltenen Werte der variierten Parameter sowie die Bandenkopfenergien. Für  $^{161,163}\text{Er}$  sind zwei Parametersätze angegeben, welche Energiefits gleicher Güte liefern. In der letzten Spalte ist die mittlere Abweichung zwischen experimentellen und berechneten Energien  $\overline{\Delta E} = |E_{\text{exp}} - E_{\text{calc}}|$  dargestellt.

Tabelle 1

Einteilchenenergien, Rotationsparameter und Abschwächungsfaktoren von Zuständen positiver Parität für die Berechnung der Bandenmischung in  $^{161-165}\text{Er}$ .

In der letzten Spalte der Tabelle 1a ist die mittlere Abweichung

$\overline{\Delta E} = |E_{\text{exp}} - E_{\text{calc}}|$  angegeben.

Tabelle 1a

Einteilchenenergien relativ zum chemischen Potential.

Kern	$(E_{\text{s.p.}} - \lambda)$ [keV]									$\overline{\Delta E}$ [keV]
	$1/2^+$ [660]	$3/2^+$ [651]	$5/2^+$ [642]	$7/2^+$ [633]	$9/2^+$ [624]	$11/2^+$ [615]	$13/2^+$ [606]	$1/2^+$ [400]	$3/2^+$ [402]	
$^{161}\text{Er}$	-1790	-1290	-963	1356	2385	4200	6224	-	-	1,99
$^{163}\text{Er}$	-1741	-1248	-435	818	2337	4083	6025	-	-	1,28
$^{165}\text{Er}$	-1323	-1050	-250	800	2050	3800	5700	-1161	-1055	1,16

Tabelle 1b

Rotationsparameter  $A_K$ , B und Abschwächungsfaktoren  $f_{K,K}$ .

Kern	$A_K$ [keV]	B [eV]	$f_{K,K}$					
			$1/2-3/2$	$3/2-5/2$	$5/2-7/2$	$7/2-9/2$	$9/2-11/2$	$11/2-13/2$
$^{161}\text{Er}$	16,10	-1,43	0,78	0,94	0,53	0,73	1	1
	16,10	-1,36	0,78	0,96	0,42	0,4	0,4	0,4
$^{163}\text{Er}$	14,43	-0,67	0,82	0,85	0,47	1	1	1
	14,38	-0,85	0,76	0,95	0,36	0,4	0,4	0,4
$^{165}\text{Er}$	12,33	0,13	0,74	0,45	0,79	0,6	1	1

Bei der Berechnung von Energiewerten der Zustände negativer Parität in  $^{161-165}\text{Er}$  wurden neben den in der Arbeit [3] verwendeten Konfigurationen auch die Zustände  $9/2^- [514]$  und  $11/2^- [505]$  berücksichtigt (Tabelle 2). Bandenkopfenergien, soweit bekannt, wurden aus dem Experiment ermittelt. Neben Rotationsparametern und einigen Abschwächungsfaktoren wurden die Entkopplungsparameter von  $K^\pi = 1/2^-$ -Banden und mehrere Bandenkopfenergien variiert, um die Anpassung an die experimentellen Energien zu erreichen. Für  $^{161}\text{Er}$  waren keine früheren Rechnungen bekannt. Tabelle 2 stellt die Ergebnisse der Rechnung für diesen Kern dar. Der relativ große Beimischungskoeffizient der Komponente  $3/2^- [521]$  in dem  $11/2^- [505]$ -Zustand deutet auf eine  $\Delta K=4$ -Kopplung zwischen diesen Konfigurationen hin, die aus verschiedenen sphärischen Schalen hervorgehen ( $h_{9/2}$  und  $h_{11/2}$ ). Dieser Effekt ist auf die kleine Energiedifferenz der beiden  $I^\pi = 11/2^-$ -Zustände zurückzuführen [6].

Tabelle 2

Bandenmischung von Zuständen negativer Parität in  $^{161}\text{Er}$ .

Zustand $K^\pi [Nn_2\Lambda]$	I	$E_{\text{exp}}$	$E_{\text{calc}}$	$1/2^- [530]$	$1/2^- [521]$	$1/2^- [510]$	$3/2^- [521]$	$5/2^- [523]$	$5/2^- [512]$	$7/2^- [514]$	$9/2^- [514]$	$11/2^- [505]$
$3/2^- [521]$	3/2	0	-0,1	0,0459	-0,0046	0,0096	0,9987	-	-	-	-	-
	5/2	53,5	60,9	0,0316	0,0023	0,0152	0,9776	0,1277	0,0476	-	-	-
	7/2	143,8	146,5	0,0988	-0,0139	0,0209	0,9549	0,2687	0,0718	0,0197	-	-
	9/2	249,8	253,5	0,1313	0,0102	0,0253	0,9322	0,3214	0,0921	0,0354	0,0002	-
	11/2	388,4	385,2	0,1339	-0,0245	0,0308	0,9108	0,3686	0,1105	0,0524	0,0006	0,0032
	13/2	530,9	532,2	0,1699	0,0214	0,0345	0,8913	0,3918	0,1268	0,0672	0,0007	0,0017
$5/2^- [523]$	5/2	172,0	172,6	-0,0175	-0,0006	-0,0030	-0,1866	0,9822	-0,0099	-	-	-
	7/2	266,3	269,3	-0,0310	0,0047	-0,0061	-0,2668	0,9605	-0,0197	0,0694	-	-
	9/2	390,1	390,8	-0,0517	-0,0049	-0,0090	-0,3173	0,9407	-0,0295	0,1020	0,0005	-
	11/2	540,0	535,7	-0,0614	0,0124	-0,0130	-0,3647	0,9191	-0,0405	0,1285	0,0009	-0,0006
$11/2^- [505]$	11/2	396,4	394,6	-0,0005	0,0001	-0,0001	-0,0032	-0,0007	-0,0004	0,0002	0,0735	0,9972
	13/2	576,5	578,4	-0,0004	-0,0001	-0,0001	-0,0021	0,0006	-0,0003	0,0007	0,1089	0,9940
	15/2	782,6	783,8	-0,0006	0,0001	-0,0001	-0,0031	0,0018	-0,0004	0,0014	0,1394	0,9902
	17/2	1007,4	1008,3	-0,0012	-0,0002	-0,0002	-0,0046	0,0047	-0,0006	0,0025	0,1678	0,9858
	19/2	1248,6	1248,4	-0,0020	0,0006	-0,0005	-0,0086	0,0123	-0,0014	0,0044	0,1951	0,9837

Nilssonzustände sind mit den asymptotischen Quantenzahlen gekennzeichnet:  $K^\pi [Nn_2\Lambda]$ . Die Energien und Konfigurationsmischungen für jeden Zustand sind angegeben. Rotationszustände sind zusätzlich mit dem Spinwert I bezeichnet.

#### L i t e r a t u r

- [1] Hjorth, S.A. et al., Nucl. Phys. A144 (1970) 513
- [2] Løvholden, G. et al., Nucl. Phys. A194 (1972) 463
- [3] Kanestrøm, I. and P.O. Tjøm, Nucl. Phys. A138 (1969) 177
- [4] Winter, G. et al., Nucl. Phys. A176 (1971) 609
- [5] Andrejtscheff, W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 60,63
- [6] Kemnitz, P. et al., Phys. Lett. 39B (1972) 179



## 2.17 ELEKTROMAGNETISCHE ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN IN UNGERADEN ERBIUM-ISOTOPEN

W. Andrejtscheff und P. Manfraß

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Eine Reihe von Kerneigenschaften im Er-Gebiet konnte auf der Grundlage des Nilssonmodells unter Berücksichtigung von Paarkorrelationen und Bandenmischung erklärt werden. Das betrifft Niveauenergien von Rotationsbanden (z.B. von stark gestörten Rotationsbanden positiver Parität [1]), (d,p)- und (d,t)-Wirkungsquerschnitte [2] sowie statische Momente der Grundzustände [3]. Von besonderem Interesse ist die Untersuchung elektromagnetischer Übergangswahrscheinlichkeiten wegen ihrer großen Empfindlichkeit gegenüber Feinheiten der Wellenfunktionen.

In letzter Zeit wurden umfangreiche experimentelle Angaben über Nanosekunden-Halbwertszeiten angeregter Kernzustände in Er-Isotopen, insbesondere in  $^{163,165}\text{Er}$  gewonnen [4,5]. Aus der gesamten bisher veröffentlichten Information über die ungeraden Er-Kerne mit  $A = 161 - 169$  wurden partielle  $\gamma$ -Halbwertszeiten von etwa 50 Zwischenbanden- und Rotationsübergängen mit der Multipolarität E1, M1 und E2 ermittelt und zum Vergleich mit theoretischen Resultaten systematisiert.

Bei den vorliegenden nichtadiabatischen Berechnungen elektromagnetischer Übergangswahrscheinlichkeiten wurden Paarkorrelationen, Corioliskopplung,  $\Delta N=2$ -Wechselwirkung (für  $^{165}\text{Er}$ ) sowie theoretisch abgeleitete Deformationsparameter  $\epsilon_2$  berücksichtigt (siehe Bericht 2.37). Die Wellenfunktionen wurden für  $^{161-165}\text{Er}$  in ausführlichen Bandenmischungsrechnungen ermittelt (siehe Bericht 2.16), während für  $^{167,169}\text{Er}$  Ergebnisse aus der Literatur benutzt werden konnten.

Der Vergleich mit den experimentellen Werten erfolgt durch Verzögerungsfaktoren  $F = T_{1/2}^{\text{exp}} / T_{1/2}^{\text{th}}$ . Aus den Werten von  $F_N$  (Nilssonmodell),  $F_N^{\text{P}}$  (Nilssonmodell + Pairing),  $F_N^{\text{PC}}$  (Nilssonmodell + Pairing + Bandenmischung) sowie aus der expliziten Angabe von Übergangsmatrixelementen kann der Einfluß von Paarkorrelationen und der Bandenmischung untersucht werden. Tabelle 1 gibt Aufschluß über die Beiträge der einzelnen Komponenten bei den E1-Übergängen vom  $11/2^- [505]$ -Isomer zu Zuständen der gestörten Rotationsbande positiver Parität in  $^{163,165}\text{Er}$ . Die Übergangsmatrixelemente hängen in diesem Fall ausschließlich von kleinen Beimischungskomponenten ab. Zur Reproduktion der entsprechenden experimentellen Werte müssen einige Parameter (Abschwächungsfaktoren oder Einteilchenenergien) bei der Anpassungsprozedur auf bestimmte Werte fixiert werden. Das kann man jedoch ohne Beeinträchtigung der Qualität des Energiefits erreichen (siehe Bericht 2.16). Zwischenbandenübergänge der Multipolarität E2 können verstanden werden, wenn kollektive Beiträge, die proportional zum inneren Quadrupolmoment  $Q_0$  sind, zu den entsprechenden Einteilchenwerten kohärent addiert werden.

Das gesamte vorhandene experimentelle Material wird mit Ausnahme von zwei E1-Übergängen und einem E2-Übergang durch diese konsistenten Rechnungen in erster Näherung befriedigend beschrieben.

Tabelle 1

Elektrische Dipolübergänge vom  $11/2^-$   $11/2^-$  [505]-Isomer zu Niveaus der gestörten Bande positiver Parität.

Kern	Endzustand $J^\pi$	$F_N^{PC}$	Anfangszustand		Endzustand		$M_{if}$
			Amplitude	$2K N n_z \Delta$	Amplitude	$2K N n_z \Delta$	
$^{163}\text{Er}$	$9/2^+$	3,4	0,053	9514	0,229	7633	-0,360-03
			0,999	11505	0,014	9624	0,585-03
	$11/2^+$	5,0	0,053	9514	0,251	7633	-0,253-03
			0,999	11505	0,021	9624	0,392-03
					0,0006	11615	0,182-03
	$13/2^+$	0,82	0,053	9514	0,213	7633	-0,794-04
0,999			11505	0,021	9624	0,114-03	
				0,0009	11615	0,110-03	
				0,00001	13606	0,102-04	
$^{165}\text{Er}$	$11/2^+$	3,6	0,100	9514	0,521	7633	-0,150-02
			0,995	11505	0,068	9624	-0,240-03
	$13/2^+$	1,1	0,100	9514	0,068	9624	0,610-03
			0,995	11505	0,005	11615	0,768-03
					0,490	7633	-0,527-03
					0,078	9624	-0,199-03
		0,078	9624	0,200-03			
				0,008	11615	0,540-03	
				0,0003	13606	0,127-03	

Angeführt sind Spin und Parität des Endzustandes  $J_f^\pi$ , der Verzögerungsfaktor  $F_N^{PC}$ , die wichtigsten Komponenten des Anfangs- und Endzustandes, welche zum Übergangsmatrixelement beitragen. In der letzten Spalte ist der Wert  $M_{if}$  dieses Beitrags angegeben mit  $M_{if} = c_{if} c_{if} P_{if} T_{if}^{S.P.}$ , wobei  $c_{if}$  die Mischungsamplituden,  $P_{if}$  der Pairingfaktor und  $T_{if}^{S.P.}$  das Einteilchenmatrixelement sind. Schreibweise: 0,585-03 bedeutet  $0,585 \cdot 10^{-3}$ .

L i t e r a t u r

- [1] Hjorth, S.A. et al., Nucl. Phys. A144 (1970) 513
- [2] Kaneström, I. and P.O. Tjøm, Nucl. Phys. A138 (1969) 177
- [3] Ekström, C. and I.-L. Lamm, Phys. Scripta 7 (1973) 31
- [4] Afanasev, V.P. et al., Preprint P6-6426, Dubna, 1972
- [5] Andrejtscheff, W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 60

## 2.18 $\gamma$ -SPEKTROSKOPIE BEI DER $(\alpha, p)$ -REAKTION AM ZYKLOTRONSTRAHL

F. Dubbers und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Es sollte die Möglichkeit untersucht werden, die  $(\alpha, p)$ -Reaktion für kernspektroskopische Messungen bei Nukliden aus dem Bereich der Seltenerdmetalle auszunutzen.

Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist bei einer Energie der  $\alpha$ -Teilchen von 28 MeV um mehr als eine Größenordnung kleiner als der Wirkungsquerschnitt der  $(\alpha, 2n)$ -Reaktion. Ein Nachweis der  $\gamma$ -Strahlung aus der  $(\alpha, p)$ -Reaktion ist daher nur effektiv möglich, wenn diese  $\gamma$ -Strahlung in Koinzidenz mit den Protonen registriert wird.

Auf Grund der Energieunschärfe des  $\alpha$ -Teilchenstrahls von 1 - 2 % ist eine Spektrometrierung der Protonen, bei der verschiedene Linien entsprechend der Anregung einzelner Niveaus getrennt werden, im betrachteten Kerngebiet prinzipiell nicht möglich. Daher wurde zum Protonennachweis ein Plastszintillator (20 mm  $\varnothing$ , 5 mm dick) verwendet.

Für eine Testmessung wurde die Reaktion  $^{165}\text{Ho}(\alpha, p)^{168}\text{Er}$  unter Verwendung eines 25  $\mu\text{m}$  dicken Metalltargets ausgewählt. Die mittlere Reichweite der emittierten Protonen ist hierbei größer als die der gestreuten  $\alpha$ -Teilchen. Deshalb können die  $\alpha$ -Teilchen durch einen Al-Absorber (0,4 mm), der vor dem Szintillator angebracht ist, von den Protonen getrennt werden.

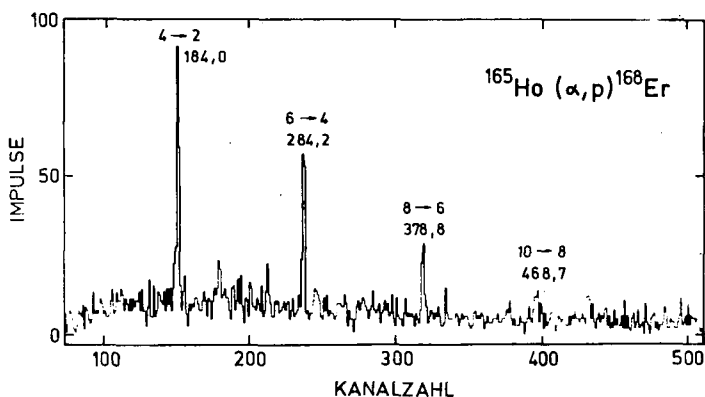


Abb. 1

$\gamma$ -Spektrum, gemessen bei der Reaktion  $^{165}\text{Ho}(\alpha, p)^{168}\text{Er}$

sich durch Extrapolation ein theoretischer Wert von 468,2 keV [2]. Im gezeigten Spektrum tritt eine Linie mit einer Energie von 468,7 keV auf, die man diesem Übergang zuordnen kann.

Bei zukünftigen Experimenten, bei denen noch unbekannte Kerne mit Hilfe der  $(\alpha, p)$ -Reaktion untersucht werden sollen, ist die Verwendung eines flächenmäßig größeren Plastszintillators geplant. Dadurch soll eine höhere statistische Genauigkeit in den  $\gamma$ -Spektren erreicht werden.

In Abbildung 1 ist das  $\gamma$ -Spektrum dargestellt, das mit einem Ge(Li)-Detektor in Koinzidenz mit dem hochenergetischen Teil des Impulshöhenspektrums des Plastszintillationsdetektors aufgenommen wurde. Dabei betrug die Auflösungszeit der schnellen Koinzidenzschaltung etwa 15 ns. Die gekennzeichneten Linien rühren von den Übergängen in der Grundzustandsrotationsbande von  $^{168}\text{Er}$  her [1]. Für die Energie des Übergangs vom  $10^+$ - zum  $8^+$ -Niveau ergibt

L i t e r a t u r

- [1] Koch, H.R., Z. Phys. 192 (1966) 142  
 [2] Saethre, Ø. et al., Nucl. Phys. A207 (1973) 486

2.19 ZUM ZERFALL  $^{169}\text{Yb}(\text{EC})^{169}\text{Tm}$

L. Funke, G. Hedt<sup>1)</sup>, F. Dubbers und H. Sodan  
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Im Zusammenhang mit den Experimenten zum  $^{169}\text{Tm}$  am Protonenstrahl des Tandemgenerators (siehe Bericht 2.20) wurde auch das  $\gamma$ -Spektrum beim Zerfall  $^{169}\text{Yb}(\text{EC})^{169}\text{Tm}$  genauer untersucht. Damit sollten zusätzliche Informationen wie z.B. die Anregungswahrscheinlichkeit beim Elektroneneinfang für die neu gefundenen Niveaus in  $^{169}\text{Tm}$  erhalten werden. Das bisher bekannte experimentelle Material [1,2,3] hinsichtlich der  $\gamma$ -Übergänge in  $^{169}\text{Tm}$  oberhalb 310 keV ist widersprüchlich. In der Tabelle 1 sind die Energien und Intensitäten der schwachen

Tabelle 1.  
 Energien und Intensitäten der schwachen  $\gamma$ -Übergänge beim Zerfall  $^{169}\text{Yb}(\text{EC})^{169}\text{Tm}$

$E_\gamma$ [keV]	$I_{\gamma\text{rel.}}$	$E_\gamma$ [keV]	$I_{\gamma\text{rel.}}$
307,7	100	528	0,0018
291,1	0,031	570	$\leq 0,0015$
333,9 <sup>a)</sup>	0,021	579,7	0,021
336,5	0,089	600,5	0,011
371	0,010	624,7	0,054
386	0,003	663,4	0,002
465,5	0,002	693	$\leq 0,0007$
474,4	0,002	772,8	0,002
494,2	0,014	911 <sup>a)</sup>	0,005
514,9	0,044		

<sup>a)</sup> Einordnung ins Niveauschema unklar

$\gamma$ -Übergänge angegeben, die wir auf Grund ihrer Halbwertszeit dem  $^{169}\text{Yb}$ -Zerfall zuordnen konnten. Eine Einordnung der meisten dieser Übergänge in das im Bericht 2.20 angegebene  $^{169}\text{Tm}$ -Niveauschema ist möglich. Aus den relativen Intensitäten der  $\gamma$ -Übergänge wurden die  $\log ft$ -Werte der entsprechenden Zustände berechnet, wobei eine Zerfallsenergie von  $Q_{\text{EC}}(^{169}\text{Yb}-^{169}\text{Tm}) = 907 \pm 12$  keV angenommen worden ist [4]. Diese Werte sowie die Klassifizierung der entsprechenden EC-Übergänge sind in der Tabelle 2 zusammengestellt. Hinsichtlich der Übergänge zu den Niveaus der  $3/2^+[411]$ -Rotationsbande sind unsere Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit denen von Alexandrov et al. [1]. Wie zu sehen ist, verringert das K-Verbot die EC-Übergangswahrscheinlichkeit stark. Besonders interessant erscheint die Anregung des Niveaus bei 781,5 keV, das auch in der  $(p,2n)$ -Reaktion beobachtet wurde und dessen Struktur noch unklar ist.

<sup>1)</sup> Praktikantin der TU Dresden

Tabelle 2

Elektroneneinfang-Intensität und log ft-Werte für die Zustände in  $^{169}\text{Tm}$  beim Zerfall des  $7/2^+[633]$ -Grundzustandes von  $^{169}\text{Yb}$ .

$E_f$ [keV]	$I_f^\pi$	$K_f^\pi [Nn_z \Lambda]$	$I_{\text{tot}}$ $10^{-3}/\text{Zerfall}$	log ft <sup>b)</sup>	Über- gangs- typ	K-Verbot
379,2 472,8	$7/2^-$ $9/2^-$	$7/2^-[523]$	840 <sup>a)</sup> 120 <sup>a)</sup>	6,9 7,6	1u 1u	erlaubt erlaubt
316,1 433,4	$7/2^+$ $9/2^+$	$7/2^+[404]$	40 <sup>a)</sup> 1 <sup>a)</sup>	8,4 9,7	ah ah	erlaubt erlaubt
570,5 633,1 718,6 832,2	$3/2^+$ $5/2^+$ $7/2^+$ $9/2^+$	$3/2^+[411]$	$\leq 0,003$ 0,12 0,03 $< 0,001$	$\geq 11,9$ 10,2 10,4 $> 11,1$	2h ah ah ah	erlaubt 1-fach 1-fach 1-fach
345,0 430,1 474,8 646,6	$5/2^-$ $9/2^-$ $3/2^-$ $7/2^-$	$1/2^-[541]$	0,11 0,03 0,004 0,002	10,9 11,2 12,1 11,9	1h 1h 1 <sup>*</sup> h 1h	2-fach 2-fach 1-fach 2-fach
781,5	$(5/2^+ \text{ oder } 3/2^+) ?$		0,006	10,8	?	?

a) Intensitätswerte übernommen aus [1]

b) Berechnet mit  $Q_{\text{EC}}(^{169}\text{Yb}-^{169}\text{Tm}) = 907 \pm 12 \text{ keV}$

### L i t e r a t u r

- [1] Alexandrov, B.S. et al., *Isv. Ak. Nauk SSSR, ser. fiz.* 34 (1970) 42
- [2] Sen, S.K. et al., *Can. J. Phys.* 50 (1972) 2348
- [3] Miminoshvili, Z.N. et al., *Jad. Fiz.* 10 (1969) 201
- [4] Wapstra, A.H. and N.B. Gove, *Nucl. Data A9* (1971) no. 4-5, 267

### 2.20 DIE UNTERSUCHUNG VON $^{169}\text{Tm}$ IN DER (p,2n)-REAKTION

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

Die angeregten Zustände in  $^{169}\text{Tm}$  wurden bisher durch Coulombanregungsexperimente und beim radioaktiven Zerfall von  $^{169}\text{Yb}$  untersucht. Aus diesen Experimenten sind die Grundzustandsbande  $1/2^+[411]$  bis zum Spin  $15/2$  sowie die untersten Glieder der Banden  $7/2^-[523]$ ,  $7/2^+[404]$  und  $3/2^+[411]$  bekannt. Hauptziel unserer Experimente war das Auffinden der  $1/2^-[541]$ -Konfiguration, die in mehreren Kernen zwischen  $Z = 65$  und  $77$  als Teilchenzustand unterhalb  $1 \text{ MeV}$  beobachtet wurde.

Unter Verwendung des 10 MeV-Protonenstrahles des Rossendorfer Tandembeschleunigers EGP-10 wurden  $\gamma$ -Spektren und  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren in der Reaktion  $^{170}\text{Er}(p, 2n\gamma)^{169}\text{Tm}$  gemessen. Das aus diesen Untersuchungen resultierende Niveauschema von  $^{169}\text{Tm}$  ist in der Abb. 1 gezeigt. Die  $1/2^- [541]$ -Bande konnte bis zum Spin  $13/2$  beobachtet werden. Außerdem wurden weitere Rotationszustände der bereits bekannten Konfigurationen sowie einige zusätzliche unklassifizierte Niveaus gefunden (siehe auch [1]). Der Zustand bei 781,5 keV hat sehr wahr-

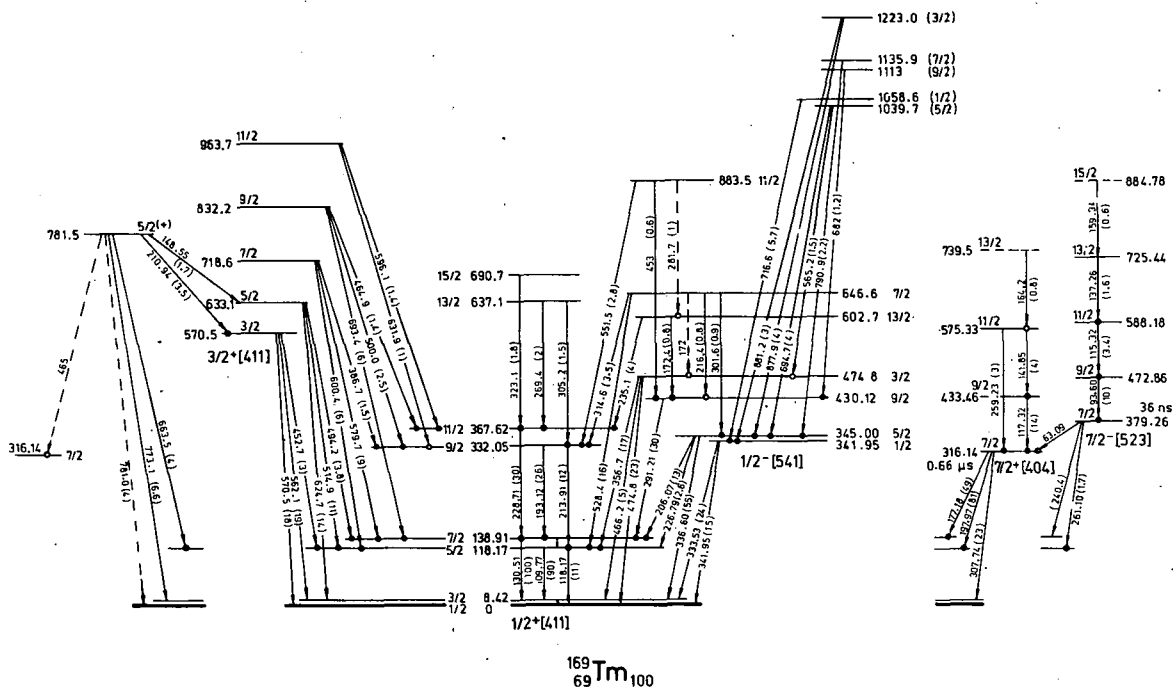


Abb. 1

Niveauschema des Kerns  $^{169}\text{Tm}$  aus der Reaktion  $^{170}\text{Er}(p, 2n\gamma)^{169}\text{Tm}$ .

scheinlich den Drehimpuls  $5/2$  und positive Parität; eine Zuordnung zu den Konfigurationen  $5/2^+ [402]$  oder  $5/2^+ [413]$  scheint jedoch nicht möglich zu sein. Unklar bleibt auch der Charakter der Niveaus oberhalb 1 MeV, deren Existenz durch Koinzidenzen mit Übergängen aus der  $1/2^- [541]$ -Bande gesichert ist.

Zwei Argumente sprechen dafür, daß die auf dem Zustand bei 570 keV aufbauende  $3/2$ -Bande als Hauptkomponente die Konfiguration  $3/2^+ [411]$  besitzt: 1) Der Trägheitsparameter dieser Bande zeigt ähnliche Fluktuationen wie die  $3/2^+ [411]$ -Grundzustandsbande in den Tb-Isotopen und 2), es wurden keine  $\Delta I=2$ -Übergänge von dieser Bande zur  $1/2^+ [411]$ -Grundzustandsbande beobachtet, so daß die  $E2$ -Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den Zuständen beider Rotationsbanden als klein angenommen werden kann. Das spricht gegen einen großen Anteil von  $\gamma$ -Vibration in der  $3/2$ -Bande.

In der Tabelle 1 sind die Parameter der Bohr-Mottelson-Formel für die Rotationsbanden zusammengestellt, wie sie sich aus einer Anpassungsrechnung ergaben.

Tabelle 1  
Rotationsparameter der Banden in  $^{169}\text{Tm}$

$K^\pi [Nn_z \Lambda]$	A [keV]	B [eV]	$A_{2K}$ [keV]	$B_{2K}$ [eV]	$\chi^2/f$ <sup>a)</sup>	Angepaßte Niveaus <sup>b)</sup>
$7/2^- [523]$	10,27	3,3	$0,14 \cdot 10^{-6}$		3	5(7/2 bis 15/2)
$7/2^+ [404]$	13,42	-9,0			8	4(7/2 bis 13/2)
$3/2^+ [411]$	12,43	-1,6	$12,9 \cdot 10^{-3}$		2	5(3/2 bis 11/2)
$1/2^+ [411]$	12,47	-4,9	-9,69	23,9	1	8(1/2 bis 15/2)
$1/2^- [541]$	8,92	3,6	36,57	-113	37	7(1/2 bis 13/2)

a)  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad

b) Zahl und Drehimpulswerte der angepaßten Niveaus

### L i t e r a t u r

[1] Funke, L. et al., Proc. Int. Conf. Munich (1973) 186

### 2.21 DIE ROTATIONSBANDEN $1/2^+ [411]$ UND $1/2^- [541]$ IN $^{175}\text{Lu}$

G. Winter, W. Andrejtscheff, L. Funke, P. Manfraß und H. Sodan<sup>1)</sup>  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Unter Verwendung des 10 MeV-Protonenstrahls des neuen Tandembeschleunigers im ZfK wurden die angeregten Zustände des Kerns  $^{175}\text{Lu}$  mittels der Reaktion  $^{176}\text{Yb}(p, 2n_\gamma)$  untersucht. Hierzu wurden die  $\gamma$ -Strahlung spektroskopiert und außerdem verschiedene  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzexperimente durchgeführt, die eine zweifelsfreie Einordnung vieler  $\gamma$ -Übergänge in das Niveauschema ermöglichten. Auf der Grundlage dieser Ergebnisse konnten die Rotationsbanden zu den Nilssonkonfigurationen  $1/2^- [541]$  und  $1/2^+ [411]$  erstmalig bis zu den Drehimpulswerten  $I = 13/2$  und  $I = 11/2$  identifiziert werden (siehe Abb. 1). Für den neu gefundenen Bandenkopf  $1/2^+ [411]$  ergab sich eine Halbwertszeit von  $T_{1/2} = 10,7$  ns, die nach der Methode der verzögerten  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen gemessen wurde. Weitere Niveaus wurden den Konfigurationen  $3/2^- [532]$  und  $3/2^+ [411]$  zugeordnet.

Die experimentellen E1-Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den  $K=1/2$ -Banden werden mit theoretischen Werten verglichen, bei deren Berechnung Coriolis- und Paarwechselwirkungen sowie theoretisch abgeleitete Deformationsparameter der Zustände berücksichtigt wurden.

Durch die vorliegende Arbeit konnten die bisher bekannten Daten [1] über  $^{175}\text{Lu}$  erheblich erweitert werden. Nach Abschluß unserer Experimente erfuhren wir von einer ähnlichen Arbeit [2], in der auch vorläufige Ergebnisse über die  $K=1/2$ -Banden mitgeteilt werden.

<sup>1)</sup> Vorgetragen auf dem 13. Symposium über Kernspektroskopie und Theorie, Juni 1973 (Konferenzberichte, Seite 129) in Dubna und eingereicht an Nuclear Physics.

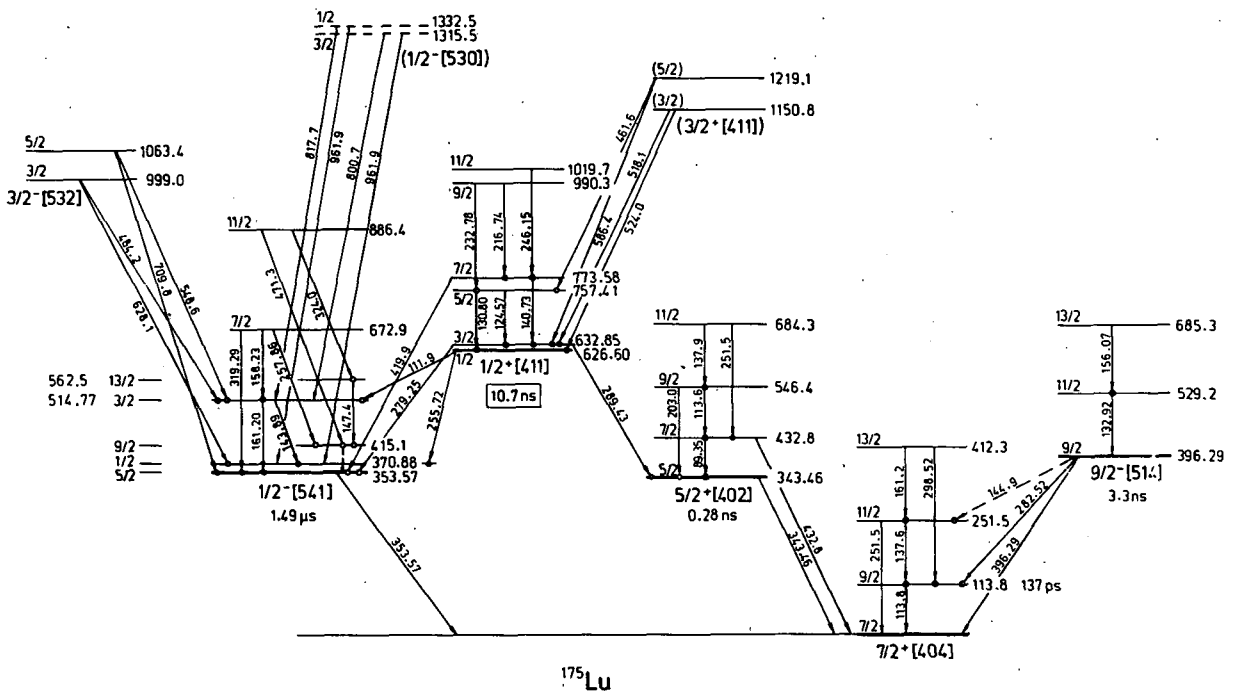


Abb. 1

Niveauschema von  $^{175}\text{Lu}$ . Übergänge, die durch einen Punkt markiert sind, wurden auf Grund von Koinzidenzexperimenten eingeordnet.

L i t e r a t u r

- [1] O'Neil, R.A. et al., Nucl. Phys. A167 (1971) 481
- [2] Foin, C. et al., AFI 1972, Annual Report, p. 11

2.22 NANOSEKUNDEN-ISOMERE IN  $^{176}\text{Lu}$

EXFØR?  
CINDA: SNG

W. Seidel, W. Andrejtscheff und P. Manfraß  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das Niveauschema von  $^{176}\text{Lu}$  ist seit den jüngsten Untersuchungen von Minor et al. [1] und Balodis et al. [2] gut bekannt. Die Literatur früherer Arbeiten über  $^{176}\text{Lu}$  ist in [2] angegeben. Nach den verzögerten  $\gamma$ -Spektren der Reaktion  $^{175}\text{Lu}(n, \gamma)^{176}\text{Lu}$  (99,8 % angereicherte  $^{175}\text{Lu}_2\text{O}_3$ -Probe) in Abb. 1 und den Zeitspektren in Abb. 2 existieren in  $^{176}\text{Lu}$  drei ns-Isomere mit folgenden Halbwertszeiten und verzögerten  $\gamma$ -Übergängen:

- $T_{1/2}(198,0 \text{ keV}) = (35,0 \pm 1,0) \text{ ns}; E_\gamma = 71,5 \text{ keV};$
- $T_{1/2}(638,8 \text{ keV}) = (8,0 \pm 1,0) \text{ ns}; E_\gamma = 66,2, 115,1, 139,3, 147,5, 188,2, 262,6$   
und  $335,8 \text{ keV};$
- $T_{1/2}(662,1 \text{ keV}) = (6,3 \pm 0,5) \text{ ns}; E_\gamma = 112,9, 133,6, 153,4, 192,1, 197,2, 225,4,$   
271,8 und  $310,2 \text{ keV}.$

Die Abregung der isomeren Niveaus ist in einem partiellen Niveauschema in Abb. 3 dargestellt. Mit einer Halbwertszeit von 35 ns wurde nur ein Übergang von 71,5 keV beobachtet, der nach [1] das  $K^\pi=1^+$ -Niveau mit der Konfiguration  $1^+(\text{p}7/2^+[\text{404}] \text{ n}9/2^+[\text{624}])$  bei 198 keV abregt. Aus dem fehlenden Promptanteil





$3^-(p7/2^+[404]n1/2^-[510])$ . Die Zeitspektren der relativ intensiven Übergänge von 153,4, 192,1 und 310,2 keV, die ebenfalls mit 6,3 ns abklingen, enthalten zusätzlich zur verzögerten Komponente einen großen Anteil prompter Koinzidenzen. Das gleiche trifft auch für die anderen Übergänge zu. Folglich treten diese Übergänge zwischen tieferliegenden Niveaus auf, und die in [1,2] vorgeschlagene Interpretation über die bevorzugte Abregung des 662,1 keV-Niveaus zu der  $K^{\pi}=1^-$ -Bande bei 390,2 keV wird bestätigt. Die experimentellen partiellen Halbwertszeiten sind in Tabelle 1 angegeben. Außer dem E1-Übergang ( $p7/2^+[404]n9/2^+[624] \rightarrow p7/2^+[404]n7/2^-[514]$ ) sind alle verzögerten  $\gamma$ -Übergänge K- und  $\Omega$ -verboten. Die experimentelle Übergangswahrscheinlichkeit wird für den 71,5 keV-Übergang durch das Nilsson-Modell bei Berücksichtigung von Paarkorrelationen gut beschrieben. Die relativ kleinen Werte des Weisskopf-Verzögerungsfaktors  $F_W$  für die K- und  $\Omega$ -verbotenen Übergänge sind vermutlich eine Folge von starken Konfigurationsmischungen der entsprechenden Niveaus in  $^{176}\text{Lu}$ . Dieses zeigt sich besonders bei der Abregung des  $4^+$ -Zustandes mit ( $p1/2^-[541]n7/2^-[514]$ ) bei 638,8 keV zur  $K^{\pi}=1^+$ -Bande mit der Konfiguration ( $p7/2^+[404]n9/2^+[624]$ ). Als Zweiteilchen-Übergänge sollten diese Übergänge stark behindert sein.

Tabelle 1

$\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten in  $^{176}\text{Lu}$

Anfangszustand $\Omega_{p,n} [Nn_z \Lambda]$ $IK^{\pi}$	Endzustand $\Omega_{p,n} [Nn_z \Lambda]$	$I_f K_f^{\pi}$	$E_{\gamma}^{a)}$ [keV]	$I_{\gamma}^{a)}$ [rel.]	Multi- polarität	$T_{1/2exp.}$ [ns]	$F_W$
$p7/2^+[404] n9/2^+[624]$ $11^+$ $T_{1/2exp} = 35,0 \text{ ns}$	$p7/2^+[404] n7/2^-[514]$	$10^-$	71,51	30	E1	63,0	$K_N^P = 0,6^b)$
$p7/2^+[404] n1/2^-[510]$ $33^-$ $T_{1/2exp} = 6,3 \text{ ns}$	$p7/2^+[404] n9/2^+[624]$	$21^+$	425,4	1,33	(E1)	79,4	$2,6 \cdot 10^7$
	$p7/2^+[404] n9/2^+[624]$	$31^+$	359,0	0,44	(E1)	240	$5,3 \cdot 10^7$
	$p7/2^+[404] n7/2^-[514]$	$20^-$	353,1	0,10	(M1)	1057	$1,9 \cdot 10^6$
	$p7/2^+[404] n7/2^-[514]$	$30^-$	422,6	0,63	(M1)	168	$5,5 \cdot 10^5$
	$p7/2^+[404] n7/2^-[514]$	$40^-$	194,6	0,05	(M1)	2115	$6,8 \cdot 10^5$
	$p7/2^+[404] n5/2^-[512]$	$11^-$	271,8	0,93	(E2)	114	19
	$p7/2^+[404] n5/2^-[512]$	$21^-$	225,4	9,6	M1	11,0	$5,2 \cdot 10^3$
$p1/2^-[541] n7/2^-[514]$ $44^+$ $T_{1/2exp} = 8,0 \text{ ns}$	$p7/2^+[404] n9/2^+[624]$	$31^+$	335,8	7,7	M1	11,6	$1,8 \cdot 10^4$
	$p7/2^+[404] n9/2^+[624]$	$41^+$	262,6	1,0	(M1)	89	$6,8 \cdot 10^4$
	$p7/2^+[404] n9/2^+[624]$	$51^+$	147,5	1,3	(M1)	69	$0,9 \cdot 10^4$
	$p9/2^-[514] n7/2^-[514]$	$21^+$	253,8	0,11	(E2)	812	$1 \cdot 10^2$
	$p9/2^-[514] n7/2^-[514]$	$31^+$	185,0	0,45	(M1)	198	$5,4 \cdot 10^4$

a)  $E_{\gamma}$ - und  $I_{\gamma}$ -Werte aus [2]

b)  $F_N^P$ : Nilsson-Verzögerungsfaktor bei Berücksichtigung von Paarkorrelationen (siehe Bericht 2.38)

L i t e r a t u r

[1] Minor, M.M. et al., Phys. Rev. 187 (1969) 1516  
 [2] Balodis, M.K. et al., Nucl. Phys. A194 (1972) 305

EXFØR ?

2.23 ISOMERIEUNTERSUCHUNGEN IN  $^{179}\text{Hf}$

W. Seidel, W. Andrejtscheff und P. Manfraß

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das Niveauschema von  $^{179}\text{Hf}$  wurde in der  $(n, \gamma)$ -Reaktion ausführlich von Manfraß et al. [1] und Jacobs et al. [2] untersucht. Es wurde von uns vermutet, daß neben dem bekannten Nanosekunden-Isomer bei 214,36 keV ( $T_{1/2} = 1,8$  ns) weitere Zustände meßbare Halbwertszeiten besitzen.

Das Targetmaterial bestand aus 95,9 % angereichertem  $^{178}\text{Hf}$  in Form von  $\text{Hf}_2\text{O}_3$ . In unseren Experimenten wurde die Methode der verzögerten  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen angewendet. Mit einem Ge(Li)-Detektor ( $4,2 \text{ cm}^3$ , planar) wurden sowohl Zeitkurven mit Auswahl bestimmter  $\gamma$ -Linien als auch verzögerte Energiespektren gemessen. Die Zeitauflösung der verwendeten Apparatur wurde durch Impulsformauswahl (siehe Bericht 7.9) der Ge(Li)-Signale verbessert.

Im verzögerten  $\gamma$ -Spektrum der Reaktion  $^{178}\text{Hf}(n, \gamma)^{179}\text{Hf}$  wurden neben dem bekannten E1-Übergang von 214,4 keV des 1,8 ns-Isomers mit der Konfiguration  $7/2^- 7/2^- [514]$  Übergänge von 193,3, 202,3, 239,2 und 299,8 keV beobachtet. Die beiden Übergänge von 193,3 und 239,2 keV sind in der Arbeit [2] als abregende Übergänge des  $1/2^- 1/2^- [521]$ -Niveaus bei 614,27 keV eingeordnet (Abb. 1).

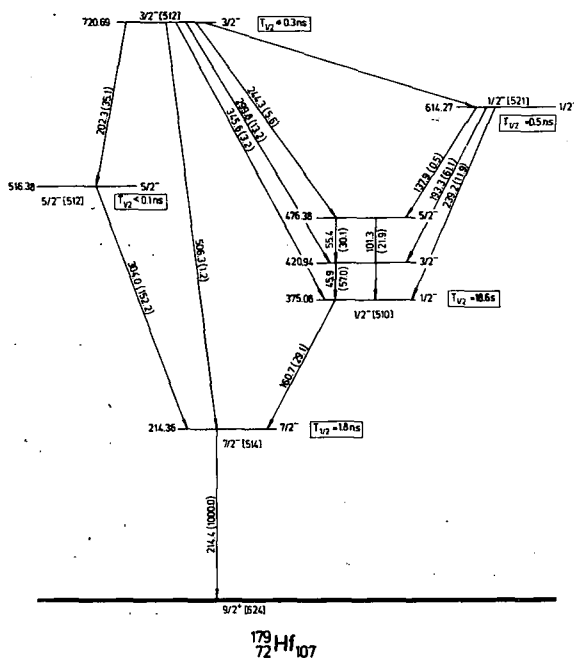


Abb. 1  
Partielles Niveauschema von  $^{179}\text{Hf}$  nach [1,2].

Ein Niveau bei 720,69 keV mit der Konfiguration  $3/2^- 3/2^- [512]$  regt sich zum größten Teil über die Übergänge von 202,3 und 299,8 keV ab. Aus den verzögerten Energiespektren folgt als Abschätzung für die obere Grenze der Halbwertszeiten der 720,69 keV- und 614,27 keV-Niveaus  $T_{1/2} < 1$  ns.

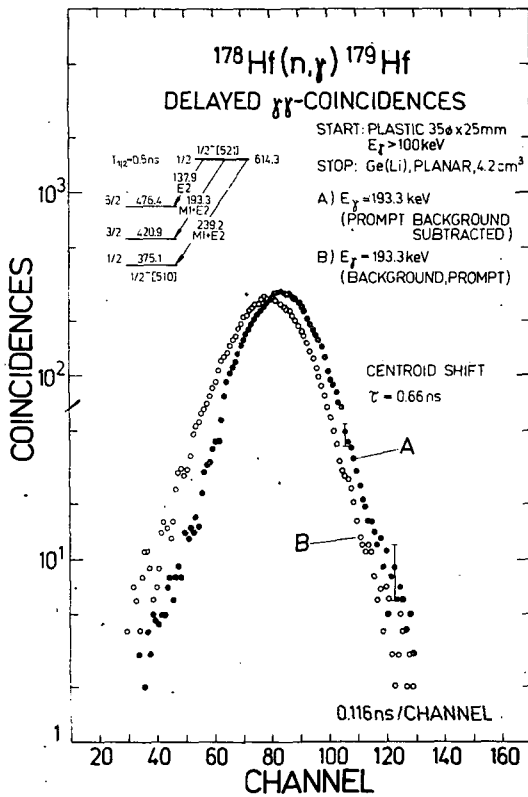
Direkte Zeitmessungen wurden jeweils mit Auswahl der intensivsten abregenden Übergänge 193,3 und 202,3 keV durchgeführt. Die Auswertung der Zeitkurven nach der Methode der Schwerpunktverschiebung erfolgte mit dem Programm DIKI (siehe Bericht 8.24).

In Abb. 2 sind die prompte und die verzögerte Komponente der gemessenen Zeitverteilung des 193,3 keV- $\gamma$ -Überganges dargestellt. Für die Niveaus  $1/2^- 1/2^- [521]$  bei 614,27 keV und  $3/2^- 3/2^- [512]$  bei 720,69 keV wurden folgende Halbwertszeiten bestimmt:

$$T_{1/2} (614,27 \text{ keV}) = (0,50 \pm 0,15) \text{ ns} \quad \text{und}$$

$$T_{1/2} (720,69 \text{ keV}) \leq 0,3 \text{ ns}.$$

Angaben über die abregenden Übergänge dieser beiden Niveaus sind in Tabelle 1 zusammengestellt.



Die Einteilchenabschätzung nach Weisskopf weist für alle M1-Übergänge eine starke Verzögerung auf, wie das durch die Weisskopf-Verzögerungsfaktoren  $F_W$  (Spalte 7) gezeigt wird. Nilsson-Verzögerungsfaktoren wurden sowohl ohne ( $F_N$ ), als auch mit Berücksichtigung der Paar-Korrelationen ( $F_N^P$ ) berechnet. Der E2-Übergang von 137,9 keV wird offensichtlich durch kollektive Komponenten beeinflusst. Eine weitere Verbesserung der Übereinstimmung von experimentellen und theoretischen Übergangswahrscheinlichkeiten wird durch die Berücksichtigung der Corioliswechselwirkung der  $1/2^- [510]$ -,  $1/2^- [521]$ - und  $3/2^- [512]$ -Banden erwartet.

Abb. 2

Lebensdauerermessung des 614,27 keV-Niveaus in  $^{179}\text{Hf}$ . Die verzögerte und die prompte Komponente wurden mit dem Programm DIKI (siehe Bericht 8.24) bestimmt.

Tabelle 1

Abregende Übergänge der Niveaus bei 614,27 keV und 720,69 keV

$E_{\text{Niv}}$ [keV]	$E_\gamma$ [keV]	Multi- pola- rität	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ [ns]	Anfangs- zustand $IK^\pi [Nn_z \Lambda]$	End- zustand $IK^\pi [Nn_z \Lambda]$	$F_W$	$F_N$	$F_N^P$
614,27 $T_{1/2}^{\text{exp}} = 0,5 \text{ ns}$	137,9	E2	118		$5/2^- 1/2^- [510]$	0,62	0,32	$0,7 \cdot 10^{-4}$
	193,3	M1	0,97	$1/2^- 1/2^- [521]$	$3/2^- 1/2^- [510]$	$3,1 \cdot 10^2$	68	14
	239,2	M1	4,96		$1/2^- 1/2^- [510]$	$3,1 \cdot 10^3$	81	1,2
720,69 $T_{1/2}^{\text{exp}} \leq 0,3 \text{ ns}$	106,4	M1	$\leq 32,1$		$1/2^- 1/2^- [521]$	$\leq 17 \cdot 10^2$	$\leq 0,19$	$\leq 3,5 \cdot 10^{-2}$
	202,3	M1	$\leq 0,7$		$5/2^- 5/2^- [512]$	$\leq 2,6 \cdot 10^2$	$\leq 73$	$\leq 13$
	244,3	M1	$\leq 4,6$	$3/2^- 3/2^- [512]$	$5/2^- 1/2^- [510]$	$\leq 3,1 \cdot 10^3$	$\leq 1,6$	$\leq 1,6$
	299,8	M1	$\leq 1,9$		$3/2^- 1/2^- [510]$	$\leq 2,3 \cdot 10^3$	$\leq 4,8$	$\leq 4,8$
	345,6	M1	$\leq 8,0$		$1/2^- 1/2^- [510]$	$\leq 1,5 \cdot 10^4$	$\leq 39$	$\leq 39$

L i t e r a t u r

[1] Manfraß, P. et al., Nucl. Phys. **A102** (1967) 563  
 [2] Jácóbs, L. et al., Conference on nuclear structure study with neutrons, Hungary, 1972

2.24 GLEICHGEWICHTSDEFORMATIONEN UND E1-ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN IN UNGE-  
RADEN Lu- UND Ta-ISOTOPEN

W. Andrejtscheff, P. Manfraß, F.-R. May und L. Münchow  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In einer früheren Arbeit [1] wurde der Einfluß berechneter Gleichgewichtsdeformationen von Ein-Quasiteilchenzuständen auf E1-Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den Konfigurationen  $1/2^+[411]$  und  $1/2^-[541]$  in  $^{171,173}\text{Lu}$  untersucht. Allerdings wurden dabei außer dem Pairingeffekt keine weiteren Restwechselwirkungen berücksichtigt. In der vorliegenden Arbeit wird die K-Bandenmischung zusätzlich in Betracht gezogen [2]. Außerdem werden die Untersuchungen auf eine Reihe weiterer Lu- und Ta-Isotope ausgedehnt.

Die theoretischen Grundlagen sind in den Arbeiten [1,2] und im Bericht 2.37 dargelegt. In Tabelle 1 werden die Rechenergebnisse mit experimentellen Werten verglichen. Dieser Vergleich erfolgt wie gewöhnlich durch die Angabe von Verzögerungsfaktoren  $F = B(E1)_{\text{th}}/B(E1)_{\text{exp}}$ . Im Falle des Faktors  $F_N$  ist die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit  $B(E1)_{\text{th}}$  im einfachen Nilsson-Modell berechnet. Bei den Werten  $F_N^P$  und  $F_N^{PC}$  werden Paarkorrelationen (P) und Corioliskopplung (C) berücksichtigt. In der vorletzten Spalte sind außerdem die Deformationsparameter  $\epsilon_{i,f}$  verwendet, welche aus den Modellrechnungen ermittelt werden. Dabei gilt für alle betrachteten Fälle  $\epsilon(1/2^-[541]) - \epsilon(1/2^+[411]) \approx 0,03$ . Dagegen sind die anderen angegebenen Verzögerungsfaktoren bei gleicher Deformation  $\epsilon_i = \epsilon_f = \epsilon$  (Grundzustand) berechnet.

Tabelle 1

Verzögerungsfaktoren von E1-Übergängen zwischen den Konfigurationen  $1/2^+[411]$  und  $1/2^-[541]$

Kern	$J_i K_i \pi_i$	$J_f K_f \pi_f$	$F_N$	$F_N^P$	$F_N^{PC}$	$F_N^{PC}$ $\epsilon_i \neq \epsilon_f$	Literatur
$^{171}\text{Lu}$	$1/2 \ 1/2^+$	$1/2 \ 1/2^-$	314	12	15	2,0	[3]
$^{173}\text{Lu}$	$1/2 \ 1/2^+$	$3/2 \ 1/2^-$	66	1,8	4,4	1,0	[3]
		$1/2 \ 1/2^-$	72	2,6	3,1	0,56	
$^{175}\text{Lu}$	$1/2 \ 1/2^+$	$1/2 \ 1/2^-$	735	44	48	6,5	Ber. 2.21
$^{177}\text{Lu}$	$5/2 \ 1/2^-$	$3/2 \ 1/2^+$	$3,1 \cdot 10^3$	495	870	84	[4]
$^{177}\text{Ta}$	$1/2 \ 1/2^+$	$3/2 \ 1/2^-$	215	0,16	26	0,23	[5]
		$1/2 \ 1/2^-$	$1,2 \cdot 10^4$	9,0	13,0	3,5	
$^{179}\text{Ta}$	$5/2 \ 1/2^-$	$3/2 \ 1/2^+$	660	2,85	6,9	0,81	Ber. 2.25

Die Anfangszustände (i) und Endzustände (f) sind mit Spin J, Projektionsquantenzahl K und Parität  $\pi$  gekennzeichnet. Die experimentellen Werte sind der angegebenen Literatur (letzte Spalte) entnommen.

Wie schon früher [1,2] nachgewiesen werden konnte, wird in allen angeführten Fällen die beste Übereinstimmung mit dem Experiment erreicht, wenn die Modellwerte  $\epsilon_{i,f}$  verwendet werden.

Bei der Berechnung von Übergangsmatrixelementen mit unterschiedlichen Deformationen von Anfangs- und Endzuständen wurde das Überlappungsintegral des geraden Rumpfes  $S = 1$  gesetzt, obwohl es etwas kleiner ist. Eine Abschätzung des Überlappungsintegrals für  $A = 170$ , die mit den Wellenfunktionen eines anisotropen harmonischen Oszillators durchgeführt wurde, ergab einen Wert von  $S \approx 0,8$ . Somit kann die hier angenommene Näherung ( $S = 1$ ) als ausreichend betrachtet werden.

#### L i t e r a t u r

- [1] Andrejtscheff, W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 138
- [2] Andrejtscheff, W. et al., Phys. Lett. 44B (1973) 351
- [3] Andrejtscheff, W. et al., Nucl. Phys. A190 (1972) 489
- [4] Manfraß, P. und W. Andrejtscheff, Nucl. Phys. A194 (1972) 561
- [5] Ader, B.L. und N.N. Perrin, Nucl. Phys. A197 (1972) 593

#### 2.25 ROTATIONSBANDEN UND $\gamma$ -ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN IN $^{179}\text{Ta}$

P. Manfraß, W. Andrejtscheff, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Untersuchungen zum Niveauschema von  $^{179}\text{Ta}$  wurden mit ergänzenden  $^{179}\text{Hf}(p,n)$ -Messungen am Rossendorfer Tandembeschleuniger bei Protonenenergien von 7 und 9,8 MeV abgeschlossen. Aus den  $^{179}\text{Hf}(d,2n)$ -Experimenten [1] wurden die Rotationsbanden der Zustände  $7/2^+[404]$ ,  $9/2^-[514]$  und  $5/2^+[402]$  und ein Mehrquasiteilchen-Isomer mit  $T_{1/2} = (8,6 \pm 1,0)$  ms bei 1253 keV gefunden. Verzögerte  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen [2] führten zur Bestimmung der Lebensdauern der  $5/2^+[402]$ - und  $1/2^+[411]$ -Zustände. Außerdem wurde ein bisher unbekanntes Niveau bei 628 keV mit einer Lebensdauer von  $T_{1/2} = 80$  ns gefunden, für das von uns die Konfiguration  $5/2 \ 1/2^-[541]$  vorgeschlagen wurde. Diese Interpretation stützte sich auf die Lebensdauer des 628 keV-Niveaus, seine Abregung zur  $1/2^+[411]$ - und  $5/2^+[402]$ -Bande und die drei anregenden  $\gamma$ -Übergänge von 153, 264 und 370 keV. Die Energie dieser Übergänge, die untereinander in Koinzidenz sind, entsprach etwa dem Abstand der Rotationsniveaus  $9/2$ ,  $13/2$ ,  $17/2$  und  $21/2$  der  $1/2^-[541]$ -Bande in den benachbarten Ta- und Lu-Kernen.

Die experimentellen Ergebnisse wurden als noch nicht ausreichender Beweis für die Interpretation des 628 keV-Niveaus als  $5/2 \ 1/2^-[541]$ -Zustand angesehen. Ziel der (p,n)-Messungen war neben der Vervollständigung der  $1/2^+[411]$ -Bande deshalb die Suche nach weiteren Niveaus der  $1/2^-[541]$ -Bande. Die (p,n)-Untersuchungen am Tandembeschleuniger sollten wegen des geringeren Untergrundes durch konkurrierende Reaktionen und der günstigeren Anregung von Niveaus mit kleinem Spin dafür besonders geeignet sein.

Das Niveauschema von  $^{179}\text{Ta}$  ist in der Abb. 1 dargestellt. Die Anregung der  $1/2^+[411]$ -Bande wurde bis zum  $15/2$ -Rotationsniveau nachgewiesen. Die Messung der anregenden  $\gamma$ -Spektren der Isomere bei 239, 520 und 628 keV in der (p,n)-Reaktion bestätigte die früheren Ergebnisse, daß Übergänge von 153 und 264 keV das 628 keV-Niveau bevölkern. Außerdem wurden im Anregungsspektrum des 628 keV-Niveaus weitere Übergänge von 199, 218, 226, 261, 363, 445 und 532 keV nachgewiesen, die wahrscheinlich bei der Abregung der Niveaus mit  $I + 1/2 = \text{gerade}$

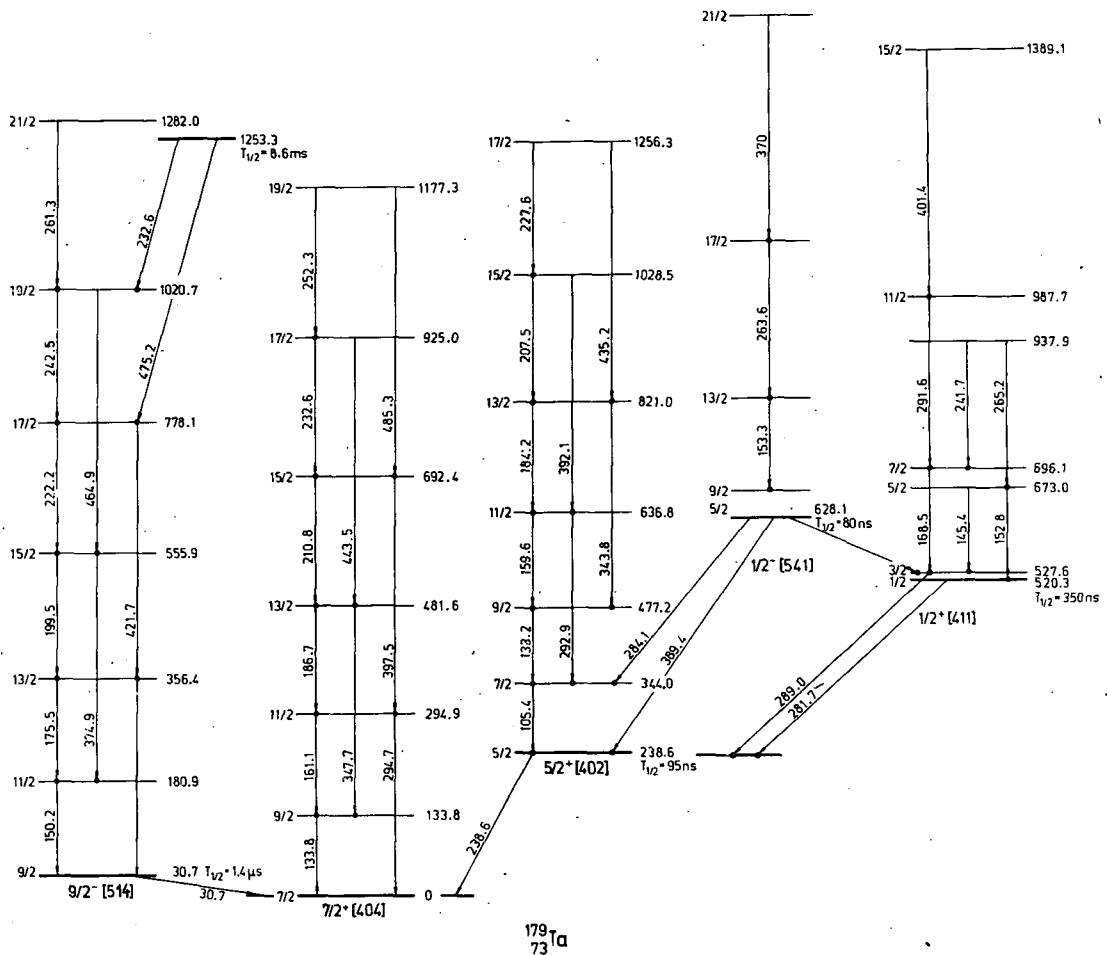


Abb. 1

Niveauschema von  $^{179}\text{Ta}$  aus der Untersuchung der Reaktionen  $^{179}\text{Hf}(d,2n)$  und  $^{179}\text{Hf}(p,n)$ .

der  $1/2^- [541]$ -Bande auftreten. Eine Einordnung dieser  $\gamma$ -Übergänge in das Niveauschema war auf der Grundlage der vorhandenen  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren nicht möglich. Aus der Intensitätsbilanz für das  $3/2^-$  und das  $1/2^-$ -Niveau der  $1/2^+ [411]$ -Bande ergibt sich für den abregenden 101 keV-Übergang des 628 keV-Niveaus eindeutig die Multipolarität  $E1$ . Dazu wurden unter Berücksichtigung theoretischer Konversionskoeffizienten die Intensitäten der 282 keV- und 289 keV-Linien mit der möglichen totalen Intensität der 101 keV-Linie bei der Annahme  $E1$ ,  $E2$  oder  $M1$  verglichen. Als Spin für das 628 keV-Niveau negativer Parität folgt  $5/2^-$ . Nur in diesem Fall sind außerdem die Übergänge zum  $5/2^-$  und  $7/2^-$ -Niveau der  $5/2^+ [402]$ -Bande zu erklären.

Die Energien der Rotationsbanden  $7/2^+ [404]$ ,  $9/2^- [514]$ ,  $5/2^+ [402]$  und  $1/2^+ [411]$  werden durch die Bandenformel gut beschrieben. Die Bandenparameter sind in der Tabelle 1 angegeben. Die geringe Abweichung von der  $I(I+1)$ -Abhängigkeit zeigt den relativ geringen Einfluß der Corioliswechselwirkung für diese Banden in  $^{179}\text{Ta}$ .

Tabelle 1

Rotationsparameter und gyromagnetische Faktoren der Banden in  $^{179}\text{Ta}$

$K^\pi$ [ $\text{Nn}_Z\Lambda$ ]	A [keV]	B [eV]	C [meV]	a	$\chi^2/F^1$	$ (g_K - g_R)/Q_0 $
$7/2^+[404]$	15,32	-11,4	-	-	0,04	0,066
$9/2^-[514]$	14,03	- 5,6	- 9,8	-	0,4	0,144
$5/2^+[402]$	15,42	-15,8	17,3	-	0,8	-
$1/2^+[411]$	16,21	-21,6	-	-0,87	0,6	-

1) Fehlerangabe als  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad.

In Tabelle 2 sind die experimentellen partiellen Halbwertszeiten der verzögerten Übergänge mit den theoretischen Werten verglichen. Die theoretischen partiellen Halbwertszeiten, in Tabelle 2 als Verzögerungsfaktoren  $F = T_{1/2}^{\text{exp}}/T_{1/2}^{\text{th}}$  angegeben, wurden im Rahmen des Nilsson-Modells bei Berücksichtigung von Paarkorrelationen, Corioliswechselwirkung und unterschiedlicher Quadrupoldeformation der angeregten Zustände berechnet [3].

Tabelle 2

$\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten in  $^{179}\text{Ta}$

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Anfangszustand $IK^\pi$ [ $\text{Nn}_Z\Lambda$ ]	Endzustand $IK^\pi$ [ $\text{Nn}_Z\Lambda$ ]	$E_\gamma$ [keV]	$I_\gamma$ [rel.]	Multipol.	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ [ns]	$F_N$	$F_{NP}$	$F_{NPC}$	$F_{NPC}$	$F_{NPC}$ $\epsilon \neq$
	$7/2$ $7/2^+[404]$	(628,1)	$\leq 0,5$	(E1)	$> 6000$	-	-	$> 300$	$\approx 1$	$\approx 1$
	$7/2$ $5/2^+[402]$	284,0	5,9	(E1)	500	-	-	0,56	0,71	0,26
$5/2$ $1/2^-[541]$	$5/2$ $5/2^+[402]$	389,4	12,3	(E1)	240	-	-	1,0	0,70	0,38
	$3/2$ $1/2^+[411]$	100,5	13,8	E1	165	660	2,85	6,9	6,9	0,81
$1/2$ $1/2^+[411]$	$5/2$ $5/2^+[402]$	281,7	18,9	(E2)	390	0,63	0,074	1,47	-	-
$5/2$ $5/2^+[402]$	$7/2$ $7/2^+[404]$	238,6	100,0	(M1)	135	265	201	229	-	-

In den Spalten 7 - 11 sind die theoretischen partiellen Halbwertszeiten als Verzögerungsfaktor  $F = T_{1/2}^{\text{exp}}/T_{1/2}^{\text{th}}$  angegeben. Die Spalte 7 enthält den reinen Nilsson-Verzögerungsfaktor  $F_N$ . In den Spalten 8 - 11 sind die Verzögerungsfaktoren bei zusätzlicher Berücksichtigung von Paarkorrelationen ( $F_{NP}$ ), Corioliswechselwirkung ( $F_{NPC}$ ) und unterschiedlicher Quadrupoldeformation ( $F_{NPC \epsilon \neq}$ ) dargestellt. Für die Übergänge von 284,0, 389,4 und 100,5 keV wurde der Endzustand als reiner Nilsson-Zustand  $5/2^+[402]$  bzw.  $1/2^+[411]$  angenommen. Die Faktoren in Spalte 10 und 11 wurden mit einem Abschwächungsfaktor  $f = 0,65$  für die Corioliswechselwirkung der Zustände  $3/2^-[532]$  und  $5/2^-[523]$  erhalten.

### L i t e r a t u r

- [1] Kemnitz, P. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 59
- [2] Manfraß, P. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 80
- [3] Andrejtscheff, W. et al., Phys. Lett. 44B (1973) 351
- [4] Konijn, J. et al., Nucl. Phys. A137 (1969) 593



## 2.26 ABSOLUTE $\gamma$ -ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN IN $^{182}\text{Ta}$

W. Andrejtscheff, P. Manfraß und W. Seidel

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Untersuchung der verzögerten  $\gamma$ -Strahlung der Reaktion  $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)^{182}\text{Ta}$  an einem thermischen Neutronenstrahl des Rossendorfer Forschungsreaktors wurde fortgesetzt [1] und abgeschlossen.

In einer direkten Zeitmessung, bei der zum Start des Zeit-Amplituden-Konverters der Energiebereich  $270 < E_\gamma < 500$  keV des  $\gamma$ -Spektrums ausgewählt war, ergab sich für die Übergänge von 114,3, 156,1, 173,2 und 270,4 keV etwa die gleiche Halbwertszeit von  $T_{1/2} = (2,2 \pm 0,2)$  ns. Außer dem 173,2 keV-Übergang treten diese Übergänge bei der Abregung des 270 keV-Niveaus (Abb. 1) auf [2]. Der intensive 173,2 keV-Übergang wurde von verschiedenen Autoren [2-4] als abregender Übergang des  $5^-$ -Niveaus bei 173,2 keV zum Grundzustand in das Niveauschema eingeordnet. Von Helmer et al. [2] wurde bereits darauf hingewiesen, daß die M1-Multipolarität [5,6] dieser Interpretation widerspricht. Auch die Koinzidenz mit der 270 keV-Linie [3] und unsere Zeitmessungen bestätigen die Vermutung von Helmer et al., daß der

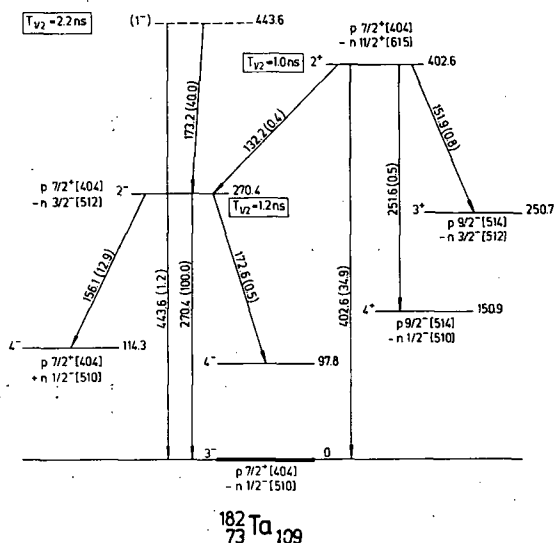


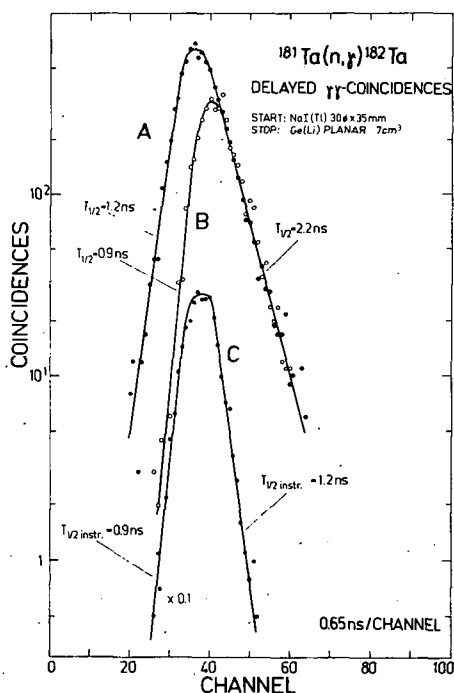
Abb. 1

Partielles Niveauschema von  $^{182}\text{Ta}$ . Für jeden Übergang ist die Energie in keV und in Klammern die relative  $\gamma$ -Intensität angegeben.

173,2 keV-Übergang bei der Abregung eines bisher unbekanntes Niveaus auftritt. Entgegen unseren früheren Annahmen [1] besitzt nicht das 270 keV-Niveau selbst, sondern dieses unbekanntes Niveaus die Lebensdauer. Die relativ große Intensität der 173,2 keV-Linie, die zu etwa 75 % zur gesamten Anregung des 270 keV-Niveaus beiträgt, läßt die abregenden Übergänge des 270 keV-Niveaus mit der gleichen Halbwertszeit abklingen. Andererseits muß das 270 keV-Niveau selbst auch eine im Nanosekundenbereich meßbare Lebensdauer besitzen. Diese Schlußfolgerung ergibt sich aus dem gemessenen Anregungsspektrum des 270 keV-Niveaus, nach dem der 173,2 keV-Übergang das 270 keV-Niveau anregt. Aus diesen

Abb. 2

Zeitspektren ausgewählter  $\gamma$ -Linien der Reaktion  $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)^{182}\text{Ta}$  für A - 270,4 keV (Start) und 173,2 keV (Stop) B - 350 keV (Start) und 173,2 keV (Stop). C - Promptes Zeitspektrum von  $^{60}\text{Co}$  bei gleicher Energieauswahl wie (A).



Gründen wurde das verzögerte  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum zwischen der 173,2 keV- und 270,4 keV-Linie gemessen (Abb. 2). Für die Halbwertszeit des 173,2 keV-Übergangs wurde  $T_{1/2} = (2,2 \pm 0,2)$  ns und für den 270,4 keV-Übergang  $T_{1/2} = (1,2 \pm 0,2)$  ns erhalten. Der 173,2 keV-Übergang bevölkert mit großer Wahrscheinlichkeit direkt das 270 keV-Niveau. Das 2,2 ns-Isomer bei 443,5 keV wird durch einen verzögerten  $\gamma$ -Übergang von 443,5 keV (Abb. 3), der als Grundzustandsübergang interpretiert

werden kann, bestätigt. Auf Grund der M1-Multipolarität der 173,2 keV-Linie sind für das 443,5 keV-Niveau die Spinwerte  $(1,2,3)^-$  möglich. Wahrscheinlich besitzt das 443,5 keV-Niveau Spin und Parität  $1^-$ . In den anderen Fällen sollten direkte Dipolübergänge vom  $3,4^+$ -Einfangzustand zu diesem Niveau auftreten. Nach den bekannten 1QT-Zuständen in den benachbarten Kernen mit ungerader Massenzahl [7] sind in  $^{182}\text{Ta}$  bei Anregungsenergien bis 1 MeV mehrere Niveaus mit  $K^\pi = 1^-$  zu erwarten. Aus dem anregenden  $\gamma$ -Spektrum des 2,2 ns-Isomers konnten keine eindeutigen Ergebnisse über die Existenz weiterer Niveaus dieser Bande erhalten werden. Im anregenden  $\gamma$ -Spektrum wurden Übergänge von 154,1, 178,6, 258,9 und 268,6 keV beobachtet. Diese  $\gamma$ -Linien konnten nicht einem der beiden Isomere zugeordnet werden. Das ist experimentell bedingt durch die relativ zu den Halbwertszeiten ungenügende Zeitauflösung der Apparatur. Die experimentellen Halbwertszeiten in Tabelle 1 wurden mit den theoretischen Konversionskoeffizienten von Hager und Seltzer [8] berechnet. Außer den abregenden E2-Übergängen des 270 keV-Niveaus sind alle verzöger-

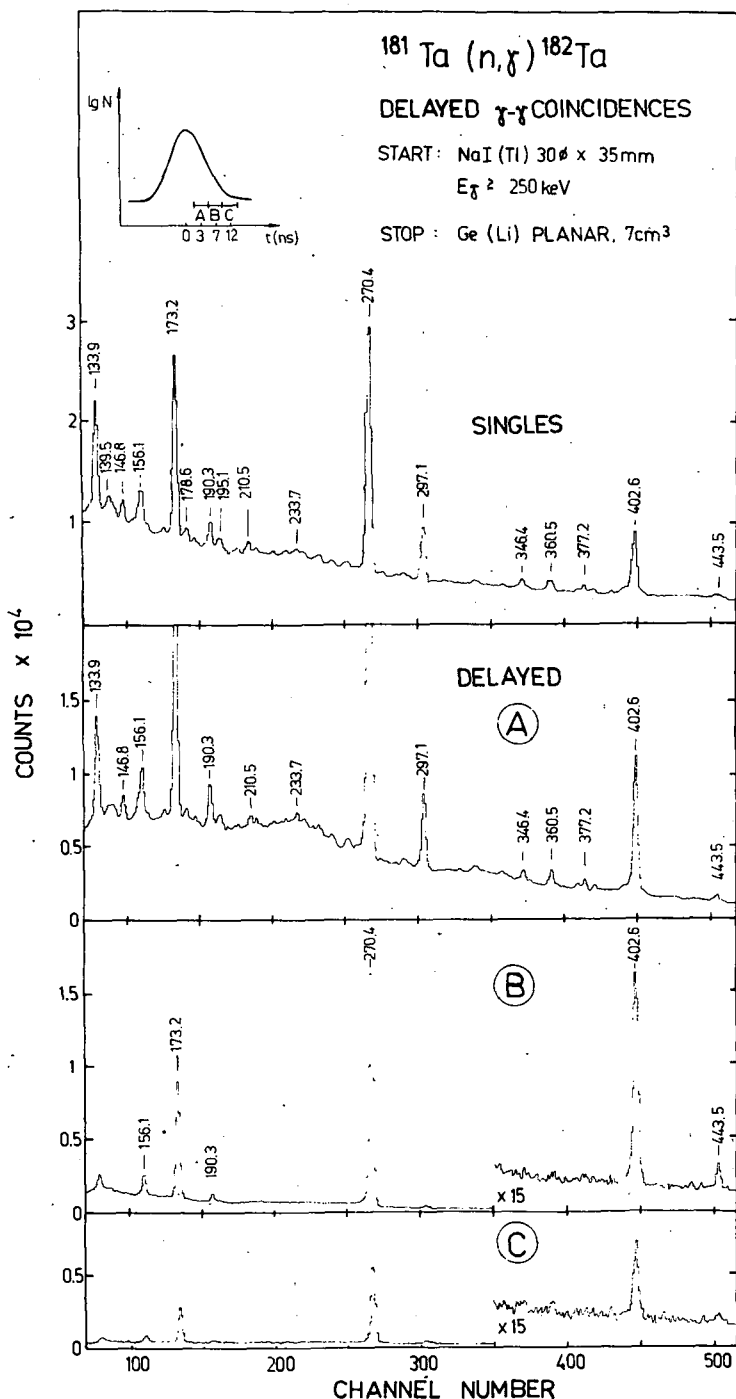


Abb. 3  
 Prompts und verzögerte  $\gamma$ -Spektren der Reaktion  $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$

Tabelle 1

Experimentelle  $\gamma$ -Übergangswahrscheinlichkeiten in  $^{182}\text{Ta}$

Anfangszustand ( $\Omega^\pi[\text{Nn}_z \Lambda]_{p,n}$ ) $\text{IK}^\pi$	Endzustand ( $\Omega^\pi[\text{Nn}_z \Lambda]_{p,n}$ )	$I_f K_f^\pi$	$E_\gamma^a)$ [keV]	Multi- polarität	$T_{1/2}^\gamma \text{ exp.}^a)$ [ns]	$F_W$
$p7/2^+[404] n11/2^+[515]$ $22^+$ $T_{1/2\text{exp}}=(1,0\pm 0,05)\text{ns}$	$p7/2^+[404] n1/2^-[510]$	$33^-$	402,6	E1	1,07	$3,5 \cdot 10^5$
	$p7/2^+[404] n3/2^-[512]$	$22^-$	132,2	(E1)	93	$10,3 \cdot 10^5$
	$p9/2^-[514] n1/2^-[510]$	$44^-$	251,6	(E2)	75	9,4
	$p9/2^-[514] n3/2^-[512]$	$33^-$	151,9	(M1)	47	$6,7 \cdot 10^3$
$p7/2^+[404] n3/2^-[512]$ $22^-$ $T_{1/2\text{exp}}=(1,2\pm 0,2)\text{ns}$	$p7/2^+[404] n1/2^-[510]$	$33^-$	270,4	E2	1,67	0,46
	$p7/2^+[404] n1/2^-[510]$	$43^-$	172,6	E2	650	0,19
	$p7/2^+[404] n1/2^-[510]$	$44^-$	156,1	E2	18,7	0,32
443,6 keV-Niveau $I^\pi = 1^-$ $T_{1/2\text{exp}}=(2,2\pm 0,2)\text{ns}$	$p7/2^+[404] n3/2^-[512]$	$22^-$	173,2	M1	4,3 <sup>b)</sup>	$1 \cdot 10^3$
	$p7/2^+[404] n1/2^-[510]$	$33^-$	443,5	(E2)	145	$2,9 \cdot 10^2$

<sup>a)</sup>  $E_\gamma$ - und  $I_\gamma$ -Werte aus [2]

<sup>b)</sup> Intensität  $I_\gamma$  abgeschätzt.

ten  $\gamma$ -Übergänge K- und  $\Delta$ -verboten. Für diese Übergänge wurde der Weisskopf-Verzögerungsfaktor abgeschätzt. Die Konfigurationsmischung infolge der Corioliswechselwirkung wurde von Reich et al. [9] für die Rotationsbanden ( $p7/2^+[404] \pm n3/2^-[512]$ ) und ( $p7/2^+[404] \pm n1/2^-[510]$ ) berechnet. Um Übereinstimmung mit den experimentellen Niveauenergien dieser Banden zu erhalten, wurde das mit Nilsson-Wellenfunktionen berechnete Coriolismatrixelement mit einem Korrekturfaktor  $f$  multipliziert und in einer Fit-Prozedur bestimmt. Für diesen Faktor wurde ein Wert von  $f = 1,0$  bis  $1,4$  erhalten.

Tabelle 2

E2-Übergangswahrscheinlichkeiten der abregenden Übergänge des 270 keV-Niveaus

Anfangszustand	Endzustand	$E_\gamma$ [keV]	$T_{1/2\text{exp}}^\gamma$ [ns]	$T_{1/2\text{th}}^\gamma$ (E2) [ns]		
				$f=1,0$	$f=1,4$	ohne RPC
$p7/2^+[404]n3/2^-[512]$ $2 2^-$	$p7/2^+[404]n1/2^-[510]$ $3 3^-$	270,4	1,67	2,77	1,39	$1,1 \cdot 10^5$
	$p7/2^+[404]n1/2^-[510]$ $4 3^-$	172,5	650	346,5	69,3	$1,1 \cdot 10^6$
	$p7/2^+[404]n1/2^-[510]$ $4 4^-$	156,1	18,7	38,4	24,0	173,3

L i t e r a t u r

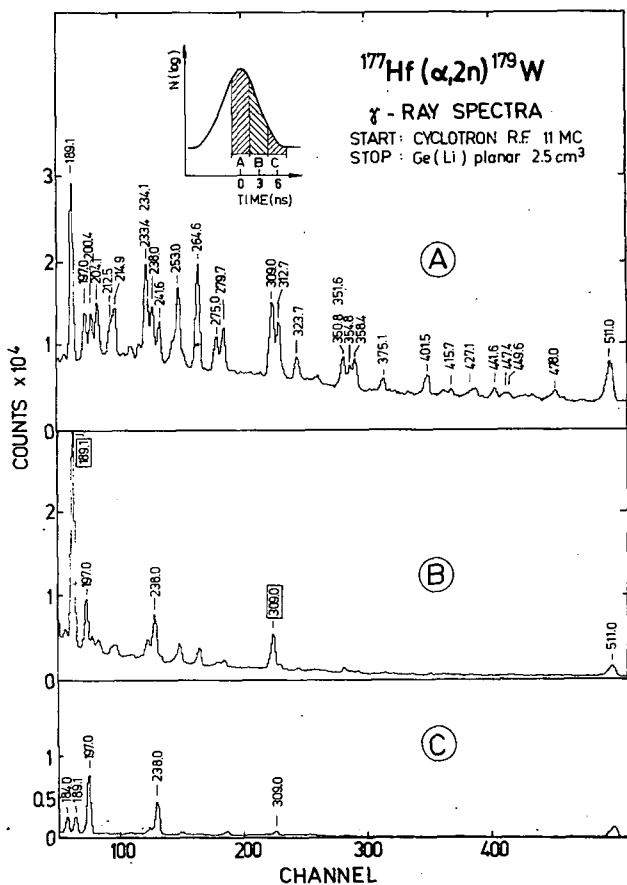
[1] Seidel, W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 86  
 [2] Helmer, R.G. et al., Nucl. Phys. A168 (1971) 449  
 [3] Van den Cruyca, J.M. et al., Conf. Nucl. Struct. with Neutr., Hungary, 1972  
 [4] Riehs, P. et al., Forschungszentrum Seibersdorf (Austria), Bericht PH-127/72 (1972)  
 [5] Prokofjew, P. et al., Spectra of electromag. transition ..., ed. P. Prokofjew et al. (Zinatne, Riga) (1973)

- [6] Goudsmit, P.F.A., Thesis, University of Amsterdam (1969)
- [7] Bunker, M.E. and C.W. Reich, Rev. Mod. Phys. 43 (1971) 348
- [8] Hager, R.S. and E.C. Seltzer, Nucl. Data A4 (1968) 1
- [9] Reich, C.W. et al., Nucl. Phys. A168 (1971) 487

## 2.27 ELEKTRISCHE DIPOLÜBERGÄNGE IN $^{179}\text{W}$

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

Die Niveaustuktur von  $^{179}\text{W}$  wurde in letzter Zeit in der (d,t)-Reaktion [1], in den Reaktionen (p,  $3n_\gamma$ ) und ( $\alpha$ ,  $3n_\gamma$ ) [2] sowie im radioaktiven Zerfall von  $^{179}\text{Re}$  [3] ausführlich untersucht. In der Arbeit [1] wurde zur Erklärung der (d,t)-Wirkungsquerschnitte die Corioliskopplung von Zuständen negativer Parität in Betracht gezogen. Die Niveauenergien der Rotationsbande  $9/2^+$  [624] konnten wie die gestörten Banden positiver Parität in anderen deformierten Kernen durch Bandenmischung der  $i_{13/2}$ -Zustände erklärt werden [2]. In der vorliegenden Arbeit werden E1-Übergangswahrscheinlichkeiten vom Bandenkopf  $9/2^+$  [624] zu Niveaus der Grundzustandsbande  $7/2^-$  [514] experimentell bestimmt und mit theoretischen Werten verglichen.



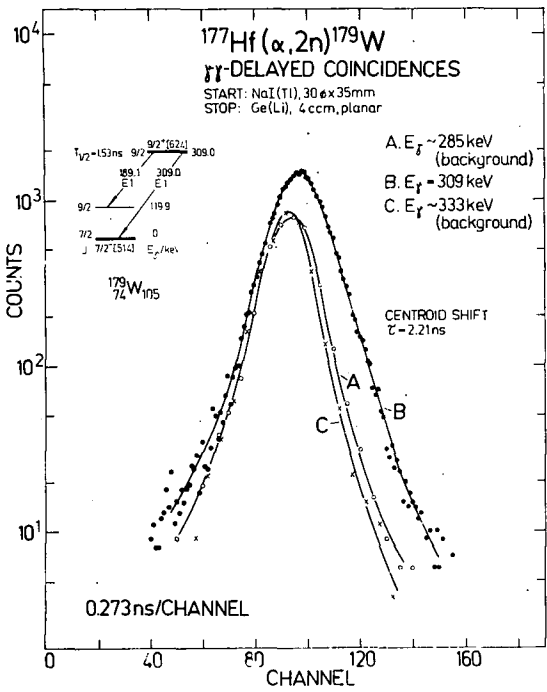
Die Lebensdauer des 309,0 keV-Zustandes wurde in der Reaktion  $^{177}\text{Hf}(\alpha, 2n)^{179}\text{W}$  am Rossendorfer Zyklotron gemessen. Die angewendeten Methoden (HF,  $\gamma$ - und verzögerte  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen) sowie die experimentelle Technik wurden bereits früher beschrieben [4]. Die Abb. 1 zeigt verzögerte  $\gamma$ -Spektren. Wie ersichtlich ist, weisen die E1-Übergänge 189,1 und 309,0 keV eine meßbare Halbwertszeit auf. In Abb. 2 ist die Zeitverteilung des 309,0 keV-Übergangs zusammen mit einem Ausschnitt aus dem Niveauschema von  $^{179}\text{W}$  dargestellt. Die Meßkurven wurden nach der Methode der Schwerpunktverschiebung mit dem Programm DIKI (siehe Bericht 8.24) ausgewertet. Für die Lebensdauer des 309,0 keV-Niveaus ergibt sich

$$T_{1/2}(309,0 \text{ keV}) = 1,53 \text{ ns.}$$

Die theoretische Berechnung von E1-Übergangswahrscheinlichkeiten erfolgte im Rahmen des Nilsson-Modells mit Berücksichtigung von Paarkorrelationen, Corioliskopplung und aus

Abb. 1

Verzögerte  $\gamma$ -Spektren im Nanosekundenbereich. Die Linien 184, 197 und 238 keV entstehen bei Reaktionen von  $\alpha$ -Teilchen an  $^{16}\text{O}$ , das im Oxidtarget enthalten ist [4].



dem Modell abgeleiteten Gleichgewichtsdeformationen (siehe Bericht 2.24). Die Mischungsamplituden für Anfangs- und Endzustände wurden den Arbeiten [1,2] entnommen. Vergleiche mit den experimentellen Resultaten sind in der Tabelle 1 zu finden. Die Übereinstimmung mit dem Experiment wird entscheidend verbessert, wenn die oben erwähnten Restwechselwirkungen einbezogen werden (Spalte 6).

Abb. 2  
Lebensdauerermessung des 309,0 keV-Niveaus in  $^{179}\text{W}$

Tabelle 1

Nilsson-Verzögerungsfaktoren  $F = T_{1/2}^{\text{exp}} / T_{1/2}^{\text{th}}$  der elektrischen Dipolübergänge vom 309,0 keV-Zustand in  $^{179}\text{W}$  ( $T_{1/2} = 1,53 \text{ ns}$ ) mit der Charakteristik  $9/2^- \rightarrow 9/2^+$  [624]. Bei dem Wert  $F_N^{\text{PC}}$  sind Paar-korrelationen und Corioliskopplung berücksichtigt.

$E_{\gamma}/\text{keV}$	Endzustand $JK^{\pi} [Nn_z \Lambda]$	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ [ns]	$F_N$	$F_N^{\text{P}}$	$F_N^{\text{PC}}$
189,1	$9/2^-$ $7/2^- [514]$	2,7	2,6	0,33	0,83
309,0	$7/2^-$ $7/2^- [514]$	4,0	75	9,7	5,1

L i t e r a t u r

- [1] Casten, R.F. et al., Kong. Dan. Vid. Selsk. Mat.-fys. Medd. 38 (1972) No.13
- [2] Lindblad, Th. et al., Nucl. Phys. A201 (1973) 369
- [3] Arlt, R. et al., Preprint P6-6492, Dubna, 1972
- [4] Andrejtscheff, W. et al., Nucl. Phys. A190 (1972) 489

## 2.28 DIE UNTERSUCHUNG VON ANREGUNGSZUSTÄNDEN DES $^{185}\text{Re}$ MIT HILFE DER REAKTION $^{186}\text{W}(p,2n)$

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

Zur Untersuchung der Anregungszustände im Nuklid  $^{185}\text{Re}$  wurde das Energiespektrum der Gammastrahlung gemessen, die bei der Reaktion  $^{186}\text{W}(p,2n)^{185}\text{Re}$  emittiert wird. Ein mit  $^{186}\text{W}$  angereichertes metallisches Target wurde am Rossendorfer Tandemgenerator mit Protonen der Energien 8 und 10 MeV beschossen. Der Vergleich der dabei erhaltenen Spektren zeigt, daß etwa 30 Gammalinien Übergängen im  $^{185}\text{Re}$  zugeordnet werden können. Ein Teil von ihnen charakterisiert die Anregung der Rotationsbanden  $5/2^+[402]$ ,  $1/2^+[400]$  und  $1/2^+[411]$ .

## 2.29 NANOSEKUNDEN-LEBENSDAUERN IN $^{188}\text{Re}$

K.D. Schilling und L. Käubler  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Der am oberen Ende des deformierten Massenbereiches  $150 < A < 190$  liegende doppelt ungerade Kern  $^{188}\text{Re}$  wurde ausführlich in [1] untersucht. Auf der Grundlage des Nilsson-Modells stellten Shera et al. [1] ein Niveauschema auf, das fünfzehn Rotationsbanden enthält. Darüber hinaus konnten in [1] bei fünf Grundzuständen von Rotationsbanden Lebensdauern im Nanosekundenbereich nachgewiesen werden. Ausgehend vom Niveauschema [1] wurde versucht, weitere isomere Zustände in diesem Kern zu finden. Mit Hilfe der Methode der verzögerten  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen wurden verzögerte und anregende  $\gamma$ -Spektren sowie direkte Zeitspektren bei der  $(n,\gamma)$ -Reaktion am Rossendorfer Forschungsreaktor gemessen. Als Target wurden 150 mg zu 97,5 % angereichertes metallisches  $^{187}\text{Re}$  verwendet. Als Detektoren dienten ein NaJ(Tl)-Szintillator und ein planarer Ge(Li)-Detektor. Zunächst konnten alle in [1] gefundenen ns-Lebensdauern bestätigt werden. Darüber hinaus wurden zwei neue Halbwertszeiten ermittelt. Für das 290,7 keV-Niveau mit der Konfiguration  $1^-(p5/2^+[402]-n7/2^-[503])$  konnte eine Lebensdauer von

$$T_{1/2}(290,7 \text{ keV}) = (0,7 \pm 0,2) \text{ ns}$$

ermittelt werden. Dieser Wert ergab sich mittels der Schwerpunktmethodene aus den Zeitkurven der abregenden  $\gamma$ -Übergänge von 227,1 und 290,7 keV.

Vom 207,9 keV-Niveau mit der Konfiguration  $0^+(p9/2^-[514]-n9/2^-[505])$  war die Halbwertszeit zu 3,2 ns in [1] bestimmt worden. Für das  $2^+$ -Niveau dieser Bande konnte jetzt eine Halbwertszeit

$$T_{1/2}(300,2 \text{ keV}) = (1,4 \pm 0,2) \text{ ns}$$

aus dem exponentiellen Abfall der beiden abregenden Übergänge 236,6 und 300,2 keV ermittelt werden.

### L i t e r a t u r

[1] Shera, E.B. et al., Phys. Rev. 06 (1972) 537

## 2.30 ERSTE EXPERIMENTE AM ${}^3\text{He}$ -STRAHL IN ŘEŽ

L. Funke, P. Kemnitz, H. Sodan und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

J. Adam, J. Jursik, L. Maly, A. Špalek, D. Venos und J. Vobořil

Institut für Kernphysik, Řež/Prag

Compoundkernreaktionen vom Typ ( ${}^3\text{He}, xn$ ) sind wegen der geringen Bindungsenergie und der kleineren Zahl von Neutronen besser als  $\alpha$ -Teilchen gleicher Energie geeignet, zu Kernen großen Neutronendefizits zu gelangen. Vom gleichen Target ausgehend, wird z.B. durch die Reaktionen ( ${}^3\text{He}, 3n$ ) und ( $\alpha, 4n$ ) der gleiche Endkern erreicht, wobei für die  ${}^3\text{He}$ -Ionen eine um etwa 20 MeV geringere Energie als für die  $\alpha$ -Teilchen benötigt wird. Die Beschleunigung und Strahlausführung von  ${}^3\text{He}$ -Ionen liefert somit die Möglichkeit, auch an kleineren Zyklotrons Isotope zu untersuchen, die weitab der Stabilitätslinie liegen.

Am Zyklotron U-120 des UJF-Řež stehen ausgeführte  ${}^3\text{He}$ -Teilchen mit einer Energie von 28 MeV zur Verfügung. Zusammen mit den mehrjährigen Erfahrungen bei der in-beam-Spektroskopie am Rossendorfer Zyklotron waren damit die Voraussetzungen für erste gemeinsame Experimente gegeben. Zur Reduzierung der Teilchenenergie wurden Bremsfolien verwendet. Die notwendige nachfolgende Strahlfokussion erfolgt mittels einer in Rossendorf hergestellten Quadrupollinse. Mit dieser Anordnung konnte zur Messung von Anregungsfunktionen die Teilchenenergie zwischen 20 und 28 MeV variiert werden.

Um hinsichtlich des Targetaustauschs flexibel zu sein, wurden die in Rossendorf verwendeten Konstruktionen der Meßkammer und Targethalterung in Řež übernommen. Durch Kopplung eines Rossendorfer 2048-Kanal-Impulshöhenkonverters mit einem 4096-Kanal-Speicher des UJF-Řež wurde für Messung von Einzelspektren eine beträchtliche Verbesserung hinsichtlich Stabilität und Auflösungsvermögen erreicht. Gamma-Gamma-Koinzidenzexperimente wurden mit der in Řež entwickelten Apparatur auf der Basis von Magnetbandspeicherung durchgeführt. Erste Messungen der Anregungsfunktionen, der Winkelverteilung von  $\gamma$ -Linien sowie von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen erfolgten an den Targets  ${}^{163}\text{Dy}$ ,  ${}^{159}\text{Tb}$ ,  ${}^{182}, {}^{186}\text{W}$ ,  ${}^{185}\text{Re}$  und  ${}^{104}, {}^{105}\text{Pd}$ .

In der Abb. 1 ist ein  $\gamma$ -Spektrum gezeigt, daß beim Beschuß eines  ${}^{186}\text{W}$ -Targets mit  ${}^3\text{He}$ -Ionen der Energie 28 MeV erhalten wurde. Die überwiegende Zahl von Linien in diesem Spektrum konnte den Kernen  ${}^{185}\text{Os}$  und  ${}^{186}\text{Os}$  zugeordnet werden, die durch die Reaktionen ( ${}^3\text{He}, 4n$ ) und ( ${}^3\text{He}, 3n$ ) gebildet werden.

Der relative Wirkungsquerschnitt  $\sigma({}^3\text{He}, 4n)/\sigma({}^3\text{He}, 3n)$  läßt sich aus dem Intensitätsvergleich zweier  $\gamma$ -Linien bestimmen, die jeweils den großen Teil der Anregungswahrscheinlichkeit repräsentieren. So erhielt man aus der Intensität des 97,4 keV-Übergangs in  ${}^{185}\text{Os}$  und aus der des 137,2 keV-Übergangs in  ${}^{186}\text{Os}$  für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte den Wert  $3,4 \pm 0,6$ . Ein Vergleich der Drehimpulsübertragung für die Reaktionen  ${}^{186}\text{W}({}^3\text{He}, 4n){}^{185}\text{Os}$  und  ${}^{183}\text{W}(\alpha, 2n){}^{185}\text{Os}$  wurde auf der Grundlage der Intensitätsverhältnisse zwischen den  $\gamma$ -Übergängen vorgenommen, die von Niveaus des  ${}^{185}\text{Os}$  mit verschiedenen Drehimpulsen ausgehen [1].

Wie dieser Vergleich zeigt (s. Abb. 2), ist die relative Anregung der Niveaus in beiden Reaktionen annähernd gleich stark. Bei größeren Drehimpulswerten ist eine stärkere Bevölkering der Niveaus in der  $\alpha$ -Reaktion angedeutet. Sie liegt aber noch innerhalb der Fehlergrenzen der experimentellen Punkte in Abb. 2.

Die Auswertung der übrigen gemessenen Spektren ist im Gange.

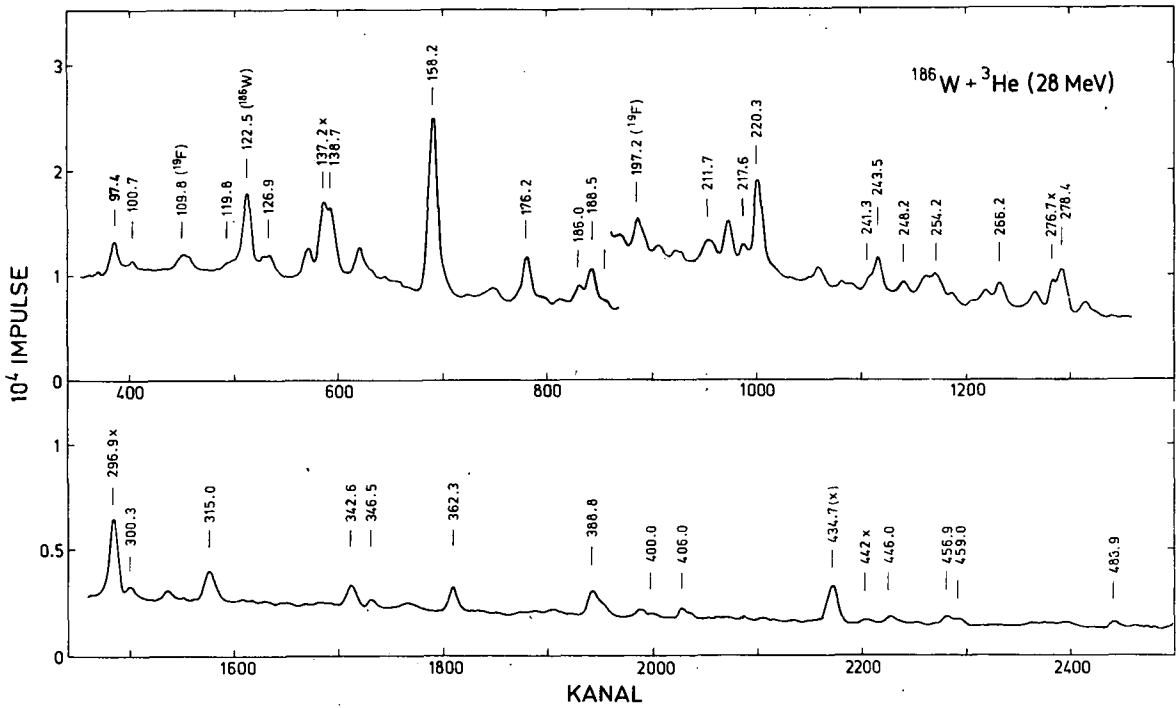


Abb. 1

$\gamma$ -Spektrum vom Beschuss eines  $^{186}\text{W}$ -Targets mit  $^3\text{He}$ -Teilchen der Energie 28 MeV. Die Mehrzahl der Linien gehört zum  $^{186}\text{Os}$ . Mit Kreuzen wurden Übergänge im  $^{186}\text{Os}$  bezeichnet.

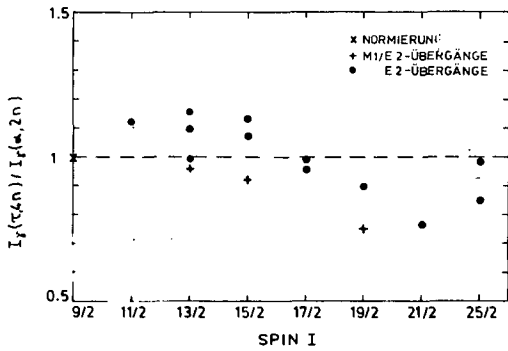


Abb. 2

Verhältnis von  $\gamma$ -Intensitäten für Übergänge aus den Reaktionen  $^{186}\text{W} (^3\text{He}, 4n) ^{186}\text{Os}$  und  $^{183}\text{W} (\alpha, 2n) ^{185}\text{Os}$ . Als Bezugswert wurde das Intensitätsverhältnis der 220 keV-Übergänge vom  $I = 9/2$ - zum  $I = 5/2$ -Niveau der Grundzustandsbande Eins gesetzt.

L i t e r a t u r

[1] Sodan, H. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 99



## 2.31 DIE BESCHREIBUNG DER ROTATIONSZUSTÄNDE DES KERNES $^{185}\text{Os}$

H. Sodan, W.D. Fromm, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter  
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Als Ergebnis der Untersuchung der prompten und verzögerten  $\gamma$ -Strahlung, die bei den Reaktionen  $^{183}\text{W}(\alpha, 2n\gamma)$  und  $^{185}\text{Re}(d, 2n\gamma)$  emittiert wird, wurde ein Niveauschema des Kerns  $^{185}\text{Os}$  aufgestellt [1]. Neben der Grundzustandsrotationsbande zur Konfiguration  $1/2^- [510]$  des ungeraden Neutrons konnten die Rotationsbanden der  $7/2^- [503]$ -,  $9/2^+ [624]$ - und  $11/2^+ [615]$ -Neutronenzustände nachgewiesen werden.

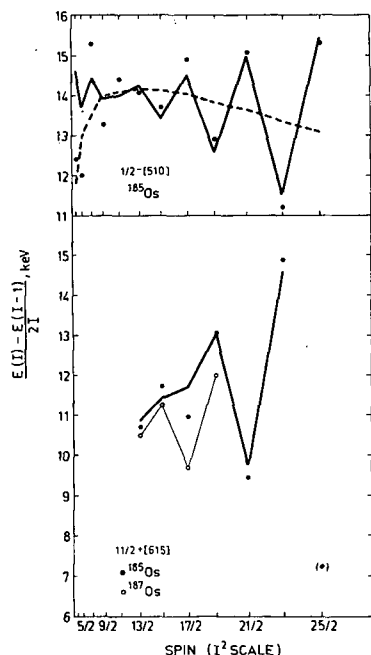


Abb. 1

Fluktuationen der Energieabstände für die  $1/2^- [510]$ - und  $11/2^+ [615]$ -Rotationsbanden in  $^{185}\text{Os}$

Starke Abweichungen von der adiabatischen  $I(I+1)$ -Abhängigkeit der Niveauenergie wurden für die Banden positiver Parität beobachtet (s. Abb. 1), die ebenso wie in allen bisher bekannten Banden positiver Parität in deformierten Kernen mit ungerader Neutronenzahl dieses Massengebiets - auf die starke Corioliskopplung der Zustände innerhalb der  $i_{13/2^-}$ -Schale zurückzuführen sein sollten. Berechnungen der Coriolismischung unter Berücksichtigung aller Zustände dieser Schale reproduzieren die Niveaubstände qualitativ richtig, wenn die Coriolismatrixelemente mit einem Faktor  $R_{K,K'}$  modifiziert wurden. Die Berechnung der Matrixelemente erfolgte auf der Basis von Nilsson-Wellenfunktionen, die mit folgenden Modellparametern erhalten wurden:  $\mu = 0,42$ ,  $\alpha = 0,0637$ ,  $\epsilon_2 = 0,21$ ,  $\epsilon_4 = 0,06$ .

In der Tabelle 1 sind für einige Zustände der  $11/2^+ [615]$ -Bande die Komponenten der Wellenfunktionen zusammen mit den bei der Berechnung angepaßten Parametern und den verwendeten Einteilchenenergien angegeben. Die durchgezogene Kurve im unteren Teil der Abb. 1 zeigt das Ergebnis der Berechnung bezüglich der Niveaubstände.

In der Grundzustandsrotationsbande tritt oberhalb des Drehimpulses  $I = 13/2$  ein Vorzeichenwechsel für die Abweichungen von der  $I(I+1)$ -Regel auf (Abb. 1, oben), der am ehesten durch den zusätzlichen alternierenden  $B_1$ -Term in der Bohr-Mottelson-Formel wiedergegeben wird. Coriolismischungsrechnungen, die bis zu 15 Nilsson-Zustände berücksichtigen, lieferten auch qualitativ falsche Ergebnisse. Insbesondere bewirkt der nächstliegende  $1/2^- [521]$ -Zustand auf Grund seines Entkopplungsparameters  $a = +0,75$ , daß für die Zustände mit höherem Drehimpuls dem Experiment widersprechende Fluktuationen auftreten. Die beste Anpassung mit einer Diagonalisierungsrechnung wird noch im Falle einer einfachen Zweibandmischung erreicht (gestrichelte Kurve in Abb. 1, oben). Die  $7/2^- [503]$ -Bande kann erwartungsgemäß relativ gut mit der Bohr-Mottelson-Formel angepaßt werden (Tabelle 2).

Wegen der schlechten Reproduktion der Energien der  $1/2^- [510]$ -Bande durch die Coriolismischungsrechnungen ist auch die Erklärung der starken Mischung zwischen dem  $13/2^-$ -Zustand der  $1/2^- [510]$ -Bande und dem  $13/2^-$ -Zustand der  $7/2^- [503]$ -Bande problematisch. In einer Anpassungsrechnung im Konfigurationsraum von 4 und 10 Nilsson-Zuständen wurden deshalb zunächst die Parameter A, B und

Tabelle 1

Komponenten der Wellenfunktionen für Zustände der  $11/2^+[615]$ -Bande und Parameter der Anpassungsrechnung

I	$E_{\text{exp}} - E_{\text{theor}}$ [keV]	Amplituden						
		660↑	651↑	642↑	633↑	624↑	615↑	606↑
11/2	1,0	0,002	0,005	0,018	0,074	0,394	0,916	
13/2	1,2	0,010	0,015	0,036	0,119	0,493	0,856	0,092
15/2	-1,1	0,009	0,022	0,056	0,160	0,549	0,809	0,122
17/2	3,5	0,06	0,067	0,094	0,205	0,587	0,760	0,138
19/2	-9,6	0,026	0,056	0,111	0,241	0,613	0,726	0,151
21/2	7,2	0,448	0,407	0,285	0,296	0,495	0,457	0,101

Fixierte Parameter:  $E_{1/2} = -2817$  keV,  $E_{3/2} = -2800$  keV,  $E_{5/2} = -2674$  keV,  $E_{7/2} = -2263$  keV,  $E_{9/2} = -764$  keV (exp.),  $E_{11/2} = 580$  keV,  $\Delta = 750$  keV,  $R_{3/2,5/2} = R_{5/2,7/2} = 1$ ,  $R_{7/2,9/2} = R_{11/2,13/2} = 0,8$ . Gefittete Parameter:  $A = 15,9 \pm 0,6$  keV,  $B = (1 \pm 2) \cdot 10^{-3}$  keV,  $R_{1/2,3/2} = 1,60 \pm 0,07$ ,  $R_{9/2,11/2} = 0,62 \pm 0,03$ , Anpassung an Zustände  $9/2^+$  bis  $15/2^+$  der Bande  $9/2^+[624]$ ,  $11/2^+$  bis  $23/2^+$  der Bande  $11/2^+[615]$ ,  $\chi^2/f = 63$ .

Tabelle 2

Parameter der Bohr-Mottelson-Energieformel für Rotationsbanden in  $^{185}\text{Os}$

Rotationsbande	A [keV]	B [eV]	C [meV]	$A_{2K}$ [keV]	$B_{2K}$ [eV]	$\chi^2/f$
$7/2^- [503]$	13,59(16)	- 26(4)	55(20)	$4(12) \cdot 10^{-8}$	-	34 <sup>a)</sup>
$1/2^- [510]$	14,18(13)	-3,0(9)	-	0,5(6)	-17,5(5,7)	$5,2 \cdot 10^3$ <sup>b)</sup>

<sup>a)</sup> Anpassung an Niveaus  $7/2$  bis  $17/2$ , <sup>b)</sup> an Niveaus  $1/2$  bis  $25/2$ .

$R_{1/2}[510], 3/2[512]$  bestimmt und danach durch Variation der  $7/2^- [503]$ -Bandenkopfenergie der experimentelle Energieabstand zwischen beiden  $13/2^-$ -Zuständen reproduziert. Wie sich erwies, werden nur bei Berücksichtigung aller von der  $h_{9/2^-}$ ,  $f_{7/2^-}$ ,  $f_{5/2^-}$  und  $p_{1/2^-}$ -Schale ausgehenden 15 Nilsson-Konfigurationen genügend große Mischungen zwischen  $K = 1/2$  und  $K = 7/2$  in den  $I = 13/2^-$ -Zuständen erhalten, um die experimentellen Verzweigungsverhältnisse der E2-Übergänge von den  $13/2^-$ -Niveaus erklären zu können (Tabelle 3).

Die Berechnung der gemischten Wellenfunktionen erfolgte im Falle von 15 Nilsson-Zuständen mit Rotationsparametern des 10 Banden-Fits.

Tabelle 3

Vergleich experimenteller und theoretischer Verzweigungsverhältnisse für die E2-Übergänge von Zuständen mit  $I = 13/2^-$  der  $1/2^- [510]$ - und  $7/2^- [503]$ -Banden

	$\frac{I_{\gamma}(348 \text{ keV}, 13/2, 7/2^- \rightarrow 9/2, 1/2^-)}{I_{\gamma}(406 \text{ keV}, 13/2, 7/2^- \rightarrow 9/2, 7/2^-)}$	$\frac{I_{\gamma}(400 \text{ keV}, 13/2, 1/2^- \rightarrow 9/2, 7/2^-)}{I_{\gamma}(342 \text{ keV}, 13/2, 1/2^- \rightarrow 9/2, 1/2^-)}$
exp.	$0,22 \pm 0,08$	$0,32 \pm 0,03$
theor.	0,44	0,30

L i t e r a t u r

[1] Sodan, H. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 99

2.32 ROTATIONSZUSTÄNDE IN  $^{187}\text{Os}$

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

Institut für Physik der Lettischen Akademie der Wissenschaften Salaspils/Riga

Die angeregten Zustände des am Rande des Deformationsgebietes liegenden Kerns  $^{187}\text{Os}$  wurden bisher beim Zerfall des  $^{187}\text{Ir}$  und durch Einteilchentransferreaktionen untersucht [1-3]. Mit Hilfe der Reaktionen  $^{187}\text{Re}(d, 2n\gamma)$  und  $^{187}\text{Re}(p, n\gamma)$  wurde von uns am Strahl des Rossendorfer Zyklotrons und des Tandemgenerators EGP-10 versucht, die Rotationsbanden der tiefliegenden inneren Zustände in  $^{187}\text{Os}$  fest-

zustellen. Messungen von  $\gamma$ -Einzelspektren und  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen ergaben, daß bei den genannten Reaktionen bevorzugt die Rotationsniveaus des  $7/2^- [503]$ -Zustands bei 100,5 keV und des  $11/2^+ [615]$ -Zustands bei 257,4 keV angeregt werden (s. Abb. 1). Bezüglich der Grundzustandsrotationsbande  $1/2^- [510]$  und der Rotationsbande des Zustands  $3/2^- [512]$  konnten die bisher bekannten Daten nur unwesentlich erweitert werden.

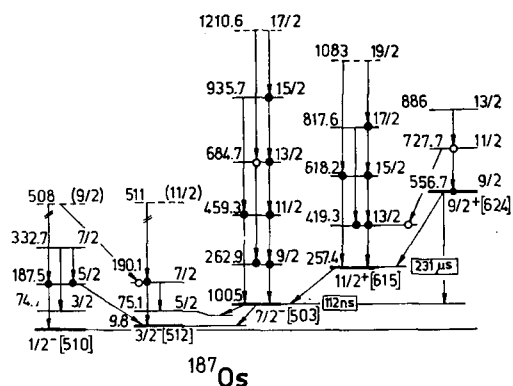


Abb. 1  
 Niveauschema des Kerns  $^{187}\text{Os}$

Die Rotationsbande des Zustands  $11/2^+ [615]$  zeigt ebenso wie im Kern  $^{185}\text{Os}$  große Fluktuationen der Niveauabstände gegenüber der  $I(I+1)$ -Regel (s. Beitrag  $^{185}\text{Os}$ ).

L i t e r a t u r

- [1] Morgen, P. et al., Nucl. Phys. A204 (1973) 81
- [2] Ahlgren, K. and P.J. Daly, Nucl. Phys. A185 (1972) 368
- [3] Sheline, R. et al., Phys. Rev. C7 (1973) 1246

2.33 DIE UNTERSUCHUNG DES  $^{187}\text{Ir}$

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

Im Rahmen einer systematischen Betrachtung der deformierten Atomkerne mit ungerader Protonenzahl wurde das Nuklid  $^{187}\text{Ir}$  mit Hilfe der Reaktion  $^{185}\text{Re}(\alpha, 2n\gamma)$  untersucht. Für diesen an der Grenze des Deformationsgebietes liegenden Kern waren aus dem radioaktiven Zerfall des  $^{187}\text{Pt}$  die ersten Glieder von zwei Banden positiver Parität bekannt [1]. Auf Grund unserer Messungen konnten wir die Anre-

gung der Grundzustandsbande  $3/2^+[402]$  bis zum Spin  $I = 17/2$  und der Bande  $1/2^+[400]$  bis  $I = 15/2$  nachweisen. Die Rotationsenergien beider Banden zeigen fluktuierende Abweichungen von der  $I(I+1)$ -Abhängigkeit, die im Fall der  $K=1/2$ -Bande in der üblichen Weise durch den Entkopplungsparameter beschrieben werden können ( $a = -0,07$ ). Größe und Richtung der Fluktuationen in der  $K=3/2$ -Bande sind nicht aus der Kopplung mit der Bande  $1/2^+[400]$  zu erklären, zu ihrer Beschreibung muß vielmehr der Einfluß der Konfiguration  $1/2^+[660]$  betrachtet werden (siehe auch Bericht 2.34).

Eine starke Kaskade koinzidierender  $\gamma$ -Linien interpretieren wir als Übergänge innerhalb der Rotationsbande  $1/2^-[541]$ , deren  $I=9/2$ -Niveau das Isomer bei 186,2 keV bildet. Zu dieser stark mit anderen Konfigurationen aus der  $h_{9/2}$ -Schale gemischten Bande gehören auch die Zustände bei 620,4 und 901,5 keV, für deren abregende  $\gamma$ -Linien Winkelverteilungen mit großen negativen Koeffizienten  $A_2$  charakteristisch sind, sowie die im Zerfall des  $^{187}\text{Pt}$  gefundenen Niveaus mit  $I = 1/2, 3/2$  und  $5/2$ .

Zahlreiche Übergänge bevölkern das Isomer bei 433,8 keV. Ein solcher  $11/2^-$ -Zustand bei niedrigen Anregungsenergien wurde auch in den benachbarten ungeradzahli- gen Iridiumkernen gefunden. Er ist als sphärische Konfiguration oder auch als Anregung eines nichtaxialen Rotators diskutiert worden. In unseren Experimenten fanden wir eine Folge von Niveaus, die wegen der Art ihrer Abregungen möglicher-

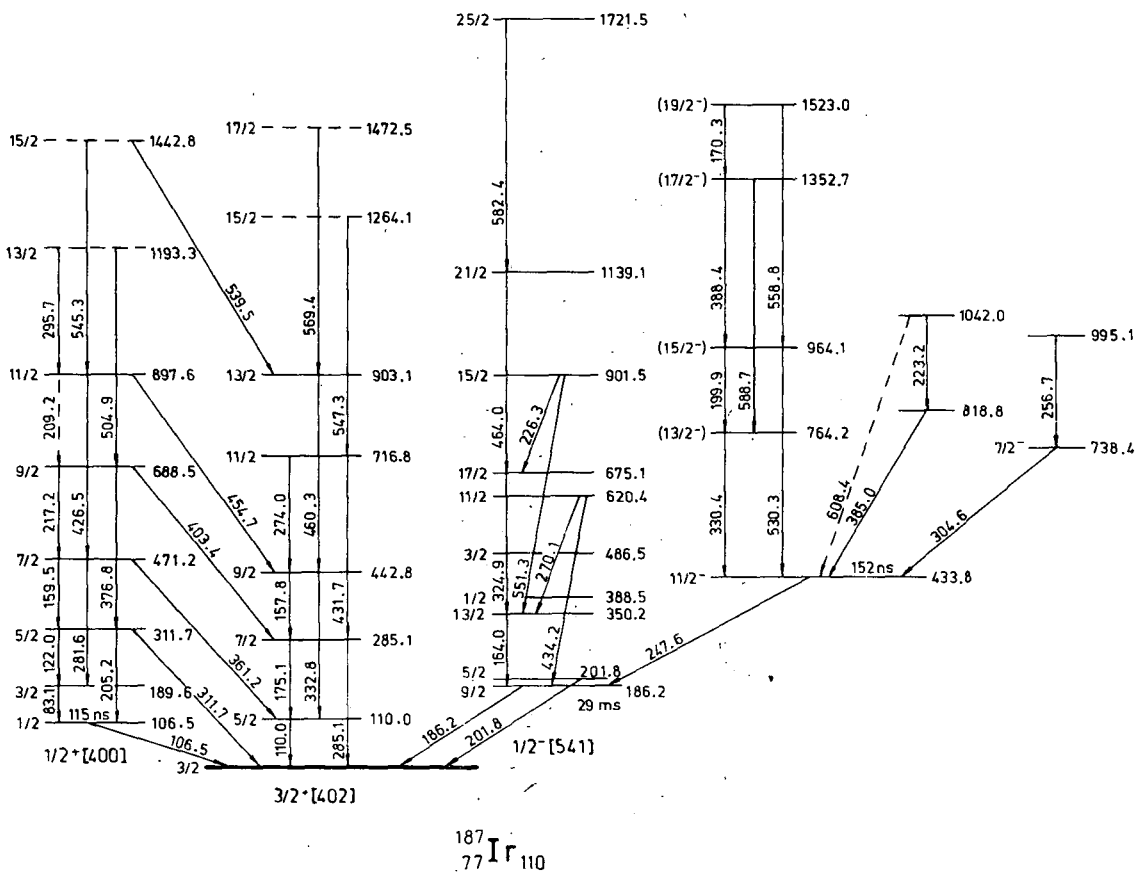


Abb. 1  
Vorläufiges Niveauschema des  $^{187}\text{Ir}_{110}$

weise eine Bande mit monoton wachsenden Spinwerten darstellt. Sie könnte als gestörte Rotationsbande zu diesem  $11/2^-$ -Zustand betrachtet werden, wobei die fluktuierenden Abweichungen der Energien von einer einfachen  $I(I+1)$ -Abhängigkeit qualitativ aus dem Einfluß der Konfiguration  $1/2^- [550]$  zu erklären sind.

L i t e r a t u r

[1] Seville-Schück, C., Thèses, Université Paris-Sud, 1972

2.34 ANREGUNG VON NIVEAUS IN  $^{189}\text{Ir}$  MIT HILFE DER REAKTION  $^{187}\text{Re}(\alpha, 2n)$

P. Kemnitz und M. Süß

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das an der Grenze des klassischen Deformationsgebietes liegende Nuklid  $^{189}\text{Ir}$  wurde am Rossendorfer Zyklotron in der Reaktion  $^{187}\text{Re}(\alpha, 2n\gamma)$  untersucht. Dabei wurden ähnliche Strukturen angeregt wie im  $^{187}\text{Ir}$  (siehe Bericht 2.33). Das Niveauschema in Abb. 1 zeigt die bisherigen Ergebnisse unserer Arbeit.

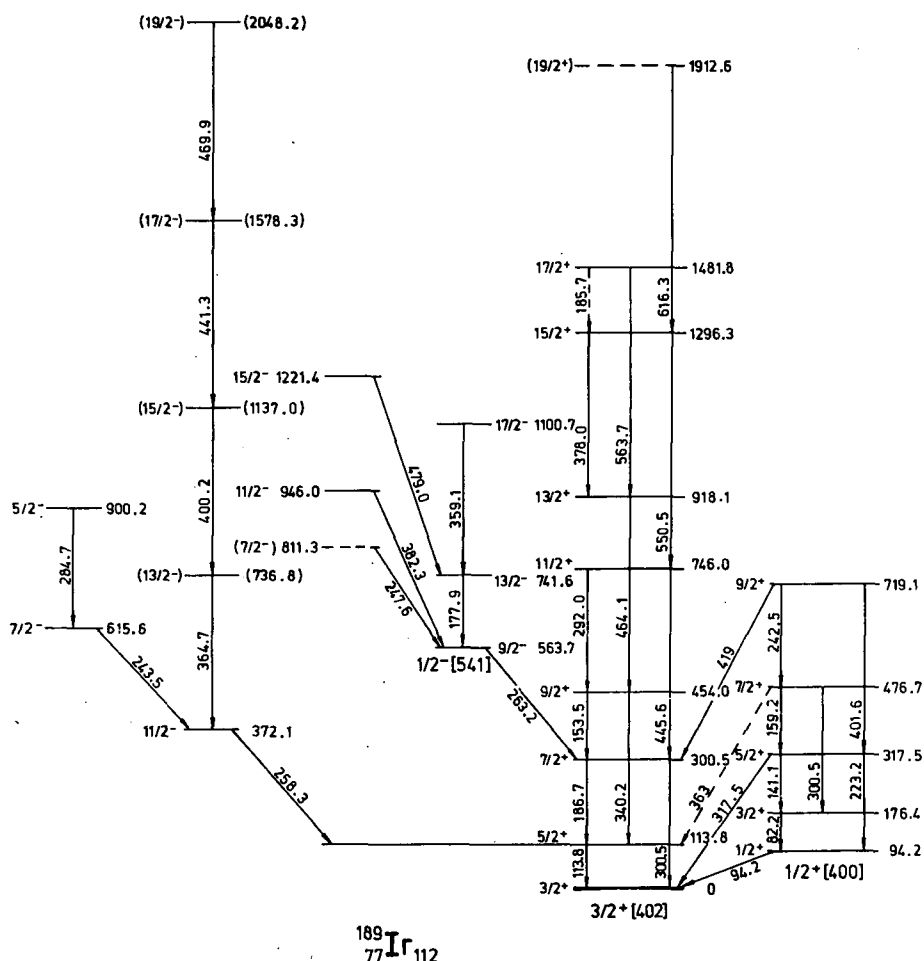


Abb. 1  
Vorläufiges Niveauschema des  $^{189}\text{Ir}$

Von der Grundzustandsbande  $3/2^+[402]$  und der Rotationsbande  $1/2^+[400]$  waren einige Niveaus aus der Untersuchung des radioaktiven Zerfalls des  $^{189}\text{Pt}$  [1] bekannt. Wir konnten die Anregung der  $K=3/2$ -Bande bis zum Spin  $19/2$  und der  $K=1/2$ -Bande bis  $I = 9/2$  nachweisen. Die Rotationsenergien der Bande  $3/2^+[402]$  weichen stark

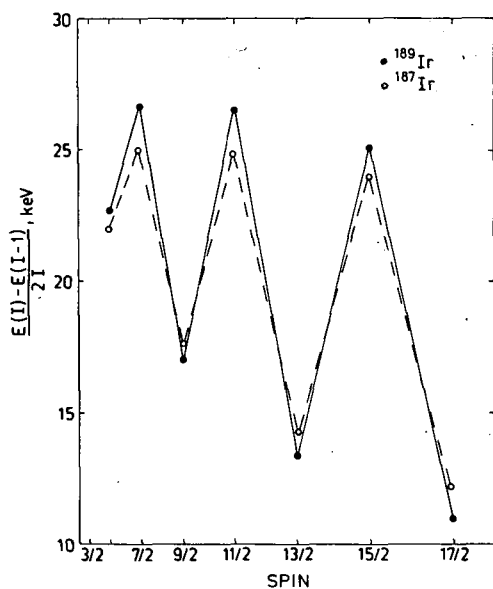


Abb. 2

Analyse der Rotationsenergien der Bande  $3/2^+[402]$  in  $^{189}\text{Ir}$  und  $^{187}\text{Ir}$ .

Die Rotationsenergien der Bande  $3/2^+[402]$  weichen stark von der  $I(I+1)$ -Abhängigkeit ab, wie das auch im benachbarten  $^{187}\text{Ir}$  beobachtet wurde. In der Abb. 2 ist eine aus den Übergangsenergien abgeleitete Größe dargestellt, deren Fluktuation diese Abweichungen wiedergibt. Nimmt man als Störung eine Mischung mit  $K=1/2$ -Banden an, so kommt dafür hauptsächlich die Konfiguration  $1/2^+[660]$  in Betracht, die im Nilsson-Modell als Teilchenanregung mittlerer Energie vorhergesagt wird.

Eine Kaskade koinzidierender  $\gamma$ -Linien bevölkert über einen Übergang von 263,2 keV das  $I=7/2$ -Niveau der Grundzustandsbande, wodurch 6 weitere Niveaus festgelegt werden können. Auf Grund der Systematik der Übergangsenergien ordnen wir diese Niveaus einer Rotationsbande mit der Hauptkomponente  $1/2^-[541]$  zu, die stark mit anderen Konfigurationen aus der  $h_{9/2}$ -Schale gemischt ist. Diese Interpretation wird auch durch die Winkelverteilungskoeffizienten der  $\gamma$ -Übergänge unterstützt. Eine Coriolismischungsrechnung ergibt als energetisch tiefsten Zustand den mit  $I = 9/2$  und ist mit der Lage des  $5/2$ -Zustandes bei 607 keV, der im  $^{189}\text{Pt}$ -Zerfall gefunden wurde, verträglich.

Eine weitere Kaskade koinzidierender  $\gamma$ -Linien könnte eine Rotationsbande auf dem  $11/2^-$ -Isomer bei 372,1 keV darstellen. Für diese im Niveauschema in Klammern angegebene Interpretation sprechen die Intensitätsverhältnisse der Linien bei Teilchenenergien von 23 und 27 MeV sowie ein ähnlicher Wert des Trägheitsmoments, wie er für die Banden mit positiver Parität erhalten wurde. Dagegen spricht, daß bisher keine Crossover-Übergänge gefunden wurden. Die Bande würde gut der  $I(I+1)$ -Abhängigkeit folgen, während im  $^{187}\text{Ir}$  eine stark gestörte Bande mit dem dort vorhandenen  $11/2^-$ -Isomer in Verbindung steht. Zahlreiche weitere Übergänge konnten bisher nicht in das Niveauschema eingeordnet werden.

Eine weitere Kaskade koinzidierender  $\gamma$ -Linien könnte eine Rotationsbande auf dem  $11/2^-$ -Isomer bei 372,1 keV darstellen. Für diese im Niveauschema in Klammern angegebene Interpretation sprechen die Intensitätsverhältnisse der Linien bei Teilchenenergien von 23 und 27 MeV sowie ein ähnlicher Wert des Trägheitsmoments, wie er für die Banden mit positiver Parität erhalten wurde. Dagegen spricht, daß bisher keine Crossover-Übergänge gefunden wurden. Die Bande würde gut der  $I(I+1)$ -Abhängigkeit folgen, während im  $^{187}\text{Ir}$  eine stark gestörte Bande mit dem dort vorhandenen  $11/2^-$ -Isomer in Verbindung steht. Zahlreiche weitere Übergänge konnten bisher nicht in das Niveauschema eingeordnet werden.

## L i t e r a t u r

[1] Hedin, G. and A. Bäcklin, Nucl. Phys. A184 (1972) 214

## 2.35 DIE UNTERSUCHUNG VON ROTATIONSZUSTÄNDEN IN UNGERADEN DEFORMIERTEN KERNEN<sup>1)</sup>

L. Funke, K.H. Kaun, P. Kemnitz, H. Sodan und G. Winter  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Durch die Anwendung der Compoundkernreaktionen zur Untersuchung von Hochspinzuständen hat sich die Kenntnis über die Kernrotationsbewegung beträchtlich erweitert. In Kernen mit ungerader Nukleonenzahl beobachtet man meist mehrere Rotationsbanden, die auf den niedrigsten Einteilchenzuständen aufbauen. In der vorliegenden Arbeit wird ein Überblick über die in diesen Nukliden dominierenden Effekte der Rotationsbewegung gegeben. In Anbetracht der Fülle des vorliegenden Materials kann dies nur anhand einzelner Beispiele geschehen, deren Auswahl hauptsächlich dadurch bestimmt wurde, daß sich die Autoren in den letzten Jahren der experimentellen Untersuchung von Kernen mit ungerader Protonenzahl im Massenbereich  $A = 150 - 190$  widmeten.

Die Analyse erfolgte im Rahmen des Rotormodells. Dabei zeigte sich, daß in vielen Fällen die Rotations-Teilchen-Wechselwirkung eine große Rolle spielt, insbesondere für Konfigurationen, die aus dem gleichen Schalenmodellzustand mit großem Drehimpuls  $j$  hervorgehen oder von Konfigurationen, die energetisch benachbart sind. Die oft notwendige Abschwächung der Kopplungsmatrixelemente gegenüber den theoretischen Werten und die Abhängigkeit von der Anregungsenergie wird diskutiert.

Auch die beobachtete Mischung von sehr eng benachbarten Zuständen, deren  $K$ -Quantenzahlen sich um mehr als eine Einheit unterscheiden ( $\Delta K > 1$ ), kann auf der Basis einer Diagonalisierung befriedigend gut erklärt werden. Der Einfluß von Kopplungseffekten höherer Ordnung scheint in den betrachteten Fällen nicht sehr groß zu sein. Dagegen können die Rotationsbanden  $3/2^+[411]$  in den Tb-Isotopen und  $1/2^+[411]$  in den Tm-Isotopen ohne Annahme von Kopplungseffekten höherer Ordnung noch nicht verstanden werden.

Für wenig gestörte Rotationsbanden wird der Verlauf des Trägheitsmoments in Abhängigkeit von der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  mit demjenigen der benachbarten doppelt-geraden Kerne verglichen und der Beitrag des ungepaarten Teilchens auf das Trägheitsmoment untersucht.

Außerdem wird der Einfluß diskutiert, den die Paarkorrelationen und die Rotations-Teilchen-Kopplung auf die Übergangswahrscheinlichkeiten von  $E1$ -Übergängen zwischen Rotationszuständen mit hohem Spin haben.

## 2.36 DER EINFLUSS DER HEXADEKAPOLDEFORMATION AUF DIE MATRIXELEMENTE EINIGER EINTEILCHENOPERATOREN

G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die starke Zunahme detaillierter experimenteller Ergebnisse über die Anregungszustände deformierter Atomkerne hat zu einem wachsenden Interesse an genaueren theoretischen Untersuchungen im Rahmen bestehender Kernmodelle geführt. Im ur-

<sup>1)</sup> Erscheint in ЭЧАЯ, Herbst 1973

sprünglichen Nilsson-Modell wurde die Mischung von Wellenfunktionen mit den Hauptquantenzahlen  $N$  und  $N + 2$  vollständig vernachlässigt. Führt man die Rechnung in einem gestreckten Koordinatensystem aus, so kann man eine größere Energiegenauigkeit erreichen und den zunächst vernachlässigten Energiebetrag auf etwa 10 % reduzieren. Auf dieser Grundlage wurden die Werte für die Potentialparameter des Modells durch systematische Energiebetrachtungen in einem größeren Kerngebiet bestimmt und damit eine zufriedenstellende Beschreibung der Energieniveaus erreicht.

Die Frage nach der Genauigkeit der Wellenfunktionen des Modells ist sehr diffizil und durch Energiebetrachtungen nur unvollständig zu beantworten. Boisson und Piepenbring [1] haben 1971 darauf hingewiesen, daß die Berechnung elektromagnetischer Übergangswahrscheinlichkeiten im gestreckten Koordinatensystem zu erheblichen Korrekturen der Werte führen kann, die man im Rahmen des ursprünglichen Nilsson-Modells erhält. Da sich die Übergangswahrscheinlichkeit für Einteilchenübergänge vom Typ E2 mit  $\Delta K = 0$  beispielsweise um mehr als eine Größenordnung ändern kann, ist bei der Diskussion solcher  $B(E2)$ -Werte Vorsicht geboten. Ein ähnlicher, aber schwächerer Effekt kann für E1-Übergänge zwischen zwei  $K=1/2$ -Zuständen erwartet werden.

Der Nilsson-Hamiltonoperator wird im gestreckten Koordinatensystem nur näherungsweise gelöst. In der vorliegenden Arbeit werden Wellenfunktionen verwendet, die bei einer exakten Diagonalisierung (siehe Andersen [2]) des Operators erhalten wurden. Erweiterungen des ursprünglichen Nilsson-Modells sind in folgenden Punkten vorgenommen worden [2]: 1. Verwendung eines deformierten Spinbahn-Potentials, das damit der beim Saxon-Woods-Potential benutzten Form äquivalent ist. 2. Berücksichtigung von Hexadekapoldeformation der Äquipotentialflächen.

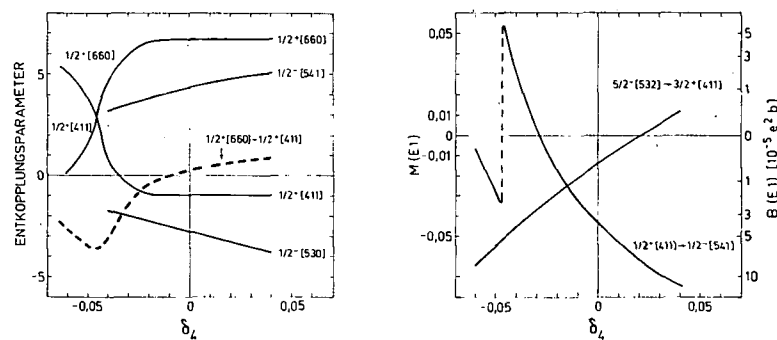


Abb. 1

Abhängigkeit der Matrixelemente von  $j_+$  und  $rY_{1n}$  von der Hexadekapoldeformation  $\delta_4$ .  
 Parameterwerte:  $\alpha = 0,0637$ ;  $\mu = 0,6$ .  
 Quadrupoldeformation  $\delta_2 = 0,25$ .

(Corioliswechselwirkung) und  $rY_{1n}$  (E1-Übergangswahrscheinlichkeit) berechnet (siehe Abb. 1).

Die dargestellten Ergebnisse sind unter Verwendung eines sphärischen Spinbahn-Potentials erhalten worden. Für ein deformiertes Potential ergeben sich in den untersuchten Fällen meist qualitativ ähnliche Resultate.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen des Saxon-Woods-Modells von Ehrling und Wahlborn [3] zeigt qualitativ eine gute Übereinstimmung für die Coriolismatrixele-

Obwohl das Saxon-Woods-Potential bei der Beschreibung der Kerneigenschaften erfolgreicher zu sein scheint, ermöglicht die einfache analytische Darstellung des Nilsson-Potentials, eine systematische Untersuchung der verschiedenen Effekte mit einfachen Mitteln durchzuführen. Zur Beurteilung der Wellenfunktionen wurden bisher die Matrixelemente der Operatoren  $j_+$



mente, was man an der Quasiüberschneidung der Kurven für die Entkopplungsparameter der Banden  $1/2^+[411]$  und  $1/2^+[660]$  erkennen kann. Für die E1-Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich eine starke Abhängigkeit von der Hexadekapoldeformation. Bei den bisher untersuchten Fällen sind die B(E1)-Werte für  $\sigma_4 = 0$  größer als im ursprünglichen Nilsson-Modell, wenn es sich um Übergänge mit  $\Delta K = 0$  handelt. Das Matrixelement des Übergangs  $7/2^-[514] \rightarrow 7/2^+[633]$  wird durch Beimischungen aus den Hauptschalen  $N = 4$  und  $N = 7$  etwa um den Faktor 2 verändert (siehe Tabelle 1).

Tabelle 1

Beiträge der Komponenten zum E1-Matrixelement zwischen den Zuständen  $7/2^-[514]$  und  $7/2^+[633]$

i	f	$10^4 M_{if}$	
503	613	-1140	} Summe: -300
514	624	-4258	
523	633	5098	
303	413	6	} Summe: -233
514	404	130	
523	413	- 227	
714	604	- 14	
723	613	9	
734	624	- 402	
743	633	265	
Gesamtsumme			-533

Die Größe der Hexadekapoldeformation ist sowohl durch die Analyse der inelastischen Alpha-Streuung als auch durch Gleichgewichtsrechnungen [4] bestimmt worden, wobei sich  $\sigma_4$ -Werte zwischen -0,04 und 0,1 ergaben. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen wird gegenwärtig versucht, einige konkrete experimentelle Ergebnisse auf der Grundlage einer Hexadekapoldeformation des Atomkerns zu interpretieren.

Mit einer ersten Testrechnung wurde untersucht, ob die anomale  $1/2^+[411]$ -Rotationsbande in  $^{157}\text{Tb}$  und  $^{159}\text{Tb}$  durch die Hexadekapoldeformation dieser Nuklide erklärt werden kann. Im Anregungsspektrum dieser Nuklide wird bei etwa 600 keV eine Rotationsbande mit  $K = 1/2$  beobachtet, deren bishe-

rige Interpretation mehrere Widersprüche enthält. Für diese Bande wird ein Entkopplungsparameter von  $a \approx 0,05$  festgestellt. Da für die Konfiguration  $1/2^+[411]$  der in den Tm-Isotopen experimentell bestätigte Wert von  $a \approx -0,8$  erwartet wird, schließen mehrere Autoren, daß die beobachtete Bande nicht zu dieser Konfiguration gehören kann, sondern daß der Bandenkopf durch eine Vibrationsanregung des Grundzustandes charakterisiert ist. Gegen diese Interpretation spricht aber, daß die  $\gamma$ -Übergänge von den Niveaus der  $1/2$ -Bande zu den Niveaus der Grundzustandsbande vom Typ M1 sind. Kürzlich wurde die Niveaustuktur der Tb-Isotope auch durch Protonentransferexperimente [5,6] untersucht. Bezüglich der  $1/2$ -Bande kommen beide Arbeiten zu unterschiedlichen Interpretationen, wobei von Tippet und Burke [6] der Einteilchencharakter als Überwiegend angesehen wird. Bisher ist aber von allen Autoren nicht beachtet worden, daß infolge der Hexadekapoldeformation dieser Kerne [4] ein beträchtlicher Einfluß der Konfiguration  $1/2^+[660]$  auftreten kann. Eine Modellrechnung mit dem Programm NILAS (siehe Bericht 8.9) zeigt, daß der beobachtete Entkopplungsparameter für die  $1/2^+[411]$ -Bande von  $a > 0$  durch die Corioliskopplung erklärt werden kann. In der resultierenden Bande hängen die Niveaubstände stark von den Deformationsparametern ab, da sowohl die Diagonalterme für die Konfigurationen  $1/2^+[411]$  und  $1/2^+[660]$  als auch der nicht-diagonale Term der Corioliswechselwirkung zwischen diesen Konfigurationen (siehe Abb. 1) das Ergebnis bestimmen. Bei den aus den Gleichgewichtsrechnungen

[4] übernommenen Deformationsparametern mußte das nicht-diagonale Matrixelement auf 60 % abgeschwächt werden. Zur Erklärung des beobachteten Entkopplungsparameters ist also nicht unbedingt erforderlich, eine Beimischung der genannten Vibrationsanteile anzunehmen.

Mit dem neuen Programm wurde auch das Einteilchenmatrixelement für den E1-Übergang  $1/2^+[411] \rightarrow 1/2^-[541]$  mit Wellenfunktionen berechnet, die zu Hamiltonoperatoren mit unterschiedlichen Werten für die Deformationsparameter gehören. Während im einfachen Nilsson-Modell eine starke Abhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit von Deformationsunterschieden auftritt [7], deuten die vorläufigen Ergebnisse dieser Arbeit auf eine schwache Abhängigkeit hin (siehe Abb. 2).

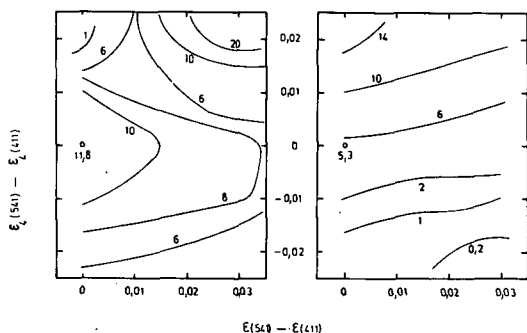


Abb. 2

Die Abhängigkeit der Übergangswahrscheinlichkeit  $B(E1, 1/2^+[411] \rightarrow 1/2^-[541])$  von Deformationsunterschieden (qualitative Darstellung vorläufiger Ergebnisse). Die Linien verbinden Punkte gleicher  $B(E1)$ -Werte, die in Einheiten von  $10^{-5} e^2 t$  angegeben sind. Links:  $E_2(1/2^+[411]) = 0,27$ ,  $E_4(1/2^+[411]) = 0,03$ . Rechts:  $E_2(1/2^+[411]) = 0,26$ ,  $E_4(1/2^+[411]) = 0$ .

## L i t e r a t u r

- [1] Boisson, J.P. and R. Piepenbring, Nucl. Phys. A168 (1971) 385
- [2] Andersen, B.L., Nucl. Phys. A162 (1971) 208
- [3] Ehrling, G. and S. Wahlborn, Physica Scripta 6 (1972) 94
- [4] Ekström, C. and I.-L. Lamm, Physica Scripta 7 (1973) 31
- [5] Boyno, J.S. and J.R. Huizenga, Preprint, University of Rochester, (1972)
- [6] Tippett, J.C. and D.G. Burke, Can. J. Phys. 50 (1972) 3152
- [7] Andrejtscheff, W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 138

### 2.37 MODELLBERECHNUNG ELEKTROMAGNETISCHER ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN IN UNGERADEN DEFORMIERTEN KERNEN

W. Andrejtscheff, F.-R. May und G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Zur Berechnung von Energien und Übergangswahrscheinlichkeiten in ungeraden deformierten Atomkernen wurde in den letzten Jahren ein System von Rechenprogrammen erarbeitet [1,2], das auf dem Nilsson-Modell aufbaut. Dieses System wurde durch ein Programm erweitert, das die Lösung der BCS-Gleichungen unter Berücksichtigung des Blocking-Effektes ermöglicht und zur Berechnung der Gleichgewichtsdeformation durch Minimalisierung der Gesamtenergie des Kerns verwendet werden kann. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich speziell mit der Möglichkeit, konsistente Rechnungen von elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten durchzuführen.

Bei der Beschreibung der Kernzustände wird folgender Hamiltonoperator verwendet:

$$H = H_N + H_{\text{PAIR}} + H_{\text{ROT}} + H_{\text{COR}} + H_{\Delta N=2}$$

Zur Erzeugung des mittleren Feldes wird der Nilsson-Hamiltonian  $H_N$  nach [3] benutzt. Die Modellparameter  $\kappa$  und  $\mu$  werden nach [4] in Abhängigkeit von der Massenzahl  $A$  ermittelt ( $\kappa \approx 0,0637$ ;  $\mu_p \approx 0,6$ ;  $\mu_n \approx 0,42$ ), für den Energiemaßstab wird die Näherung  $\hbar\omega_0 = 41 A^{-1/3}$  MeV angenommen. Der Term  $H_{\text{PAIR}}$  berücksichtigt den Einfluß von Paarkorrelationen. Es wird angenommen, daß die Pairing-Konstanten  $G_{p,n}$  von der Nukleonenzahl abhängig sind [2]:  $G_{p,n} = g_0 \pm g_1 \frac{N-Z}{A}$ . Durch Vergleich der berechneten Spaltparameter  $\Delta_{p,n}$  mit experimentellen Paarungsenergien wurden die Werte  $g_0 = 22,3$  und  $g_1 = 17$  erhalten. Hierbei erstreckt sich die Summation über 46 Protonen- und 64 Neutronenzustände. Die totale Energie des Kerns  $E_{\text{tot}}$  wird durch Variation des Deformationsparameters  $\epsilon$  und der Spaltparameter  $\Delta_p$  und  $\Delta_n$  minimalisiert. Somit werden die Gleichgewichtsdeformation  $\epsilon$  für jeden Ein-Quasiteilchenzustand und die entsprechenden Besetzungsamplituden  $U$  und  $V$  ermittelt.

Der Term  $H_{\text{ROT}}$  berücksichtigt die adiabatische Rotationsbewegung. Nichtadiabatische Effekte in der Wellenfunktion werden durch Berücksichtigung der Coriolis-Kopplung und der  $\Delta N=2$ -Mischung erfaßt ( $H_{\text{COR}} + H_{\Delta N=2}$ ). Die Mischungskoeffizienten  $C_{\text{IK}}$  werden durch Anpassung experimenteller Energien  $E_{\text{exp}}$  an die berechneten Werte  $E_{\text{calc}}$  unter Variation der Rotationsparameter  $A_K$ ,  $B$ ,  $a$  und der Abschwächungsfaktoren  $f_{K,K}$  ermittelt (Bezeichnungen nach [2]). Die Diagonalisierungs- und Fitprozeduren wurden bereits beschrieben [2]. Die Werte für die  $\Delta N=2$ -Matrixelemente müssen zusätzlich eingegeben werden.

Im letzten Schritt werden die elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet. Die Deformation  $\epsilon$  jedes Zustandes wird einzeln angegeben. Die Beschreibung von E1-Übergängen ist korrekter, wenn man für jeden Ein-Quasiteilchenzustand den entsprechend berechneten Wert von  $\epsilon$  benutzt (siehe Bericht 2.24 und [5]). Dagegen wird bei Multipolaritäten M1 und E2 für alle beteiligten Zustände die gleiche Deformation eingesetzt (etwa die des Grundzustandes). Im Falle von M1-Übergängen sind noch die gyromagnetischen Verhältnisse  $g_R$  und  $g_S$  einzugeben. Bei E2-Übergängen werden kollektive Komponenten berücksichtigt, die proportional zum inneren Quadrupolmoment  $Q_0$  einer jeden Rotationsbande sind. Die Werte von  $Q_0$  (bzw. die dazugehörigen Werte von  $\epsilon$ ) kann man zusätzlich eingeben, nachdem sie vom Experiment oder aus der Theorie bestimmt worden sind. Die kollektiven Beiträge können kohärent oder inkohärent zu den Einteilchenwerten addiert werden.

In Abb. 1 ist ein Blockdiagramm der Rechenoperationen mit den jeweiligen Rechenprogrammen angegeben. Das Programm JONNY 7 ist im Bericht 8.10 beschrieben, die anderen sind Weiterentwicklungen von früher beschriebenen Rechenprogrammen: WINI-1 von NILSSON [1], CORIOP von CORIO-1 [1], CORIOLIS-9 von CORIOLIS [1] und WINICOR-4 von WINICOR [6].

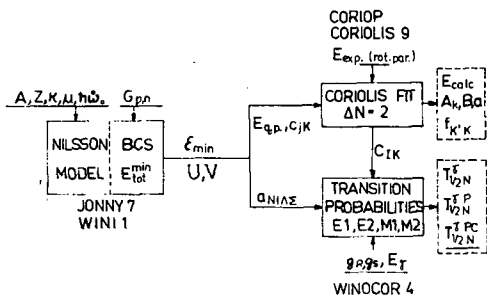


Abb. 1

Blockdiagramm der Rechenoperationen. Angegeben sind die Eingangsparameter und die Ausgangsgrößen bei jedem Rechenschritt sowie die jeweiligen Rechenprogramme. Dabei sind  $E_{q.p.}$  die Quasiteilchenenergien,  $C_{jK}$  und  $a_{N1 \wedge \Sigma}$  die Nilsson-Koeffizienten in der gekoppelten und ungekoppelten Basis,  $C_{IK}$  die Mischungskoeffizienten in der Wellenfunktion,  $T_{1/2}^{PC}$  die theoretischen  $\gamma$ -Halbwertszeiten unter Berücksichtigung der Pairing- und Corioliseffekte.

L i t e r a t u r

- [1] Winter, G., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 172
- [2] Funke, L., G. Winter und P. Kemnitz, Dissertation, TU Dresden, 1973
- [3] Gustafson, C. et al., Ark Fys. 36 (1967) 613
- [4] Nilsson, S.G. et al., Nucl. Phys. A131 (1969) 1
- [5] Andrejtscheff, W. et al., Phys. Lett. 44B (1973) 351
- [6] Andrejtscheff, W. und G. Winter, Jahresbericht ZfK-243 (1972) 200

2.38 EINFLUSS DER PAARKORRELATIONEN AUF E1-ÜBERGÄNGE IN DEFORMIERTEN uu-KERNEN

W. Andrejtscheff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Der Einfluß des Pairingeffektes auf elektrische Dipolübergänge in einfach ungeraden deformierten Kernen wurde in vielen Arbeiten untersucht (siehe z.B. [1]). Dagegen fehlen systematische Betrachtungen zu diesem Problem in doppelt ungeraden Kernen. In der vorliegenden Arbeit wird das vorhandene experimentelle Material für uu-Kerne Rechnungen gegenübergestellt, die mit und ohne Berücksichtigung des Pairingeffektes durchgeführt wurden (Tabelle 1).

In einer früheren Arbeit [2] wurden E1-Übergänge in uu-Kernen mit entsprechenden Übergängen zwischen den gleichen Nilsson-Zuständen in einfach ungeraden Kernen auf der Basis der Nilsson-Verzögerungsfaktoren  $F_N = T_{1/2}^{Y_{exp}} / T_{1/2}^{Y_{th}}$  verglichen. Dort wurde festgestellt, daß diese Faktoren in beiden Kerntypen etwa in den gleichen Streugrenzen auftreten.

Die Besetzungsamplituden U und V zur Ermittlung der Pairingfaktoren  $P_{if} = U_i U_f - V_i V_f$  wurden für das entsprechende ungerade Nukleonensystem unter Berücksichtigung des Blockingeffektes berechnet. Die Pairing-Konstanten sowie die Potentialparameter  $\kappa$  und  $\mu$  wurden in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl gewählt (siehe Bericht 2.37).

Der Einfluß des Pairingeffektes wird aus dem Vergleich der Verzögerungsfaktoren  $F_N$  und  $F_N^P = F_N \cdot P_{if}^2$  sichtbar. Bei den meisten Übergängen mit  $\Delta K = 1$  führt die Berücksichtigung der Paarkorrelationen zu einer besseren Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Die relativ starken Abweichungen im Kern <sup>156</sup>Eu deuten auf den Einfluß von Konfigurationsmischungen hin.

Tabelle 1

Verzögerungsfaktoren von E1-Übergängen in deformierten uu-Kernen

Kern	Anfangszustand $\Omega_{p,n}^{\pi} [Nn_z \Lambda]$ $JK^{\pi}$	Endzustand $\Omega_{p,n}^{\pi} [Nn_z \Lambda]$ $JK^{\pi}$	$F_N$	$F_N^P$
$^{156}_{63}\text{Eu}_{93}$	$5/2^+[413]$ <u><math>3/2^-[521]</math></u> 1 1 <sup>-</sup>	$5/2^+[413]$ <u><math>5/2^+[642]</math></u> 0 0 <sup>+</sup> 1 0 <sup>+</sup>	6,5 44	0,015 0,1
$^{156}_{63}\text{Eu}_{93}$	<u><math>5/2^-[532]</math></u> $3/2^-[521]$ 1 1 <sup>+</sup>	<u><math>5/2^+[413]</math></u> $3/2^-[521]$ 1 1 <sup>-</sup> 2 1 <sup>-</sup>	$\leq 1$ $\leq 1$	$\leq 0,06$ $\leq 0,06$
$^{166}_{67}\text{Ho}_{99}$	$7/2^-[523]$ <u><math>5/2^-[523]</math></u> 1 1 <sup>+</sup>	$7/2^-[523]$ <u><math>7/2^+[633]</math></u> 0 0 <sup>-</sup>	$\leq 21$	$\leq 1,1$
$^{170}_{71}\text{Lu}_{99}$	$7/2^+[404]$ <u><math>5/2^-[512]</math></u> 1 1 <sup>-</sup>	$7/2^+[404]$ <u><math>7/2^+[633]</math></u> 0 0 <sup>+</sup> 1 0 <sup>+</sup>	8,3 8,7	3,2 3,3
$^{172}_{71}\text{Lu}_{101}$	$7/2^+[404]$ <u><math>7/2^+[633]</math></u> 0 0 <sup>+</sup>	$7/2^+[404]$ <u><math>5/2^-[512]</math></u> 1 1 <sup>-</sup>	16	0,13
$^{176}_{71}\text{Lu}_{105}$	$7/2^+[404]$ <u><math>9/2^+[624]</math></u> 1 1 <sup>+</sup>	$7/2^+[404]$ <u><math>7/2^-[514]</math></u> 1 0 <sup>-</sup>	10,5	0,6
$^{176}_{73}\text{Ta}_{103}$	$7/2^+[404]$ <u><math>7/2^+[633]</math></u> 0 0 <sup>+</sup>	$7/2^+[404]$ <u><math>5/2^-[512]</math></u> 1 1 <sup>-</sup>	26	8,7

Schreibweise:  $5/2^+[413]$   $3/2^-[521]$  bedeutet Proton  $5/2^+[413]$  und Neutron  $3/2^-[521]$ . Unterstrichen sind die Konfigurationen, die sich bei dem Übergang ändern. Die experimentellen Ergebnisse sind der Arbeit [2] entnommen mit Ausnahme der Angaben über  $^{170}\text{Lu}$  (siehe Bericht 2.22).

L i t e r a t u r

- [1] Andrejtscheff, W. et al., Phys. Lett. 40B (1972) 92 und Jahresbericht ZfK-243 (1972) 77
- [2] Andrejtscheff, W., Nucl. Phys. A178 (1972) 563

2.39 BETRACHTUNGEN ZUR HALBWERTSZEITSYSTEMATIK DER SPONTAN SPALTENDEN Pu-ISOMERE

R. Schmidt<sup>1)</sup> und H.F. Brinckmann  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Arbeiten auf dem Gebiet der spontan spaltenden Isomere haben in den letzten Jahren wichtige Ergebnisse erbracht: Nach der Ausarbeitung eines Modells, das diese Isomere als Kernzustände in einem zweiten Potentialminimum erklärt [1] und der

<sup>1)</sup> Praktikant der TU Dresden

Diskussion damit verbundener Fragen (siehe z.B. [2,3]), wurde unlängst die Richtigkeit der Vorstellungen experimentell bestätigt [4]. Trotz dieser Fortschritte sind noch viele Detailfragen ungeklärt. Ein Grund hierfür sind die experimentellen Schwierigkeiten, die durch die geringen Aktivierungsquerschnitte der spontan spaltenden Isomere bedingt sind.

Die umfangreichsten Kenntnisse besitzen wir gegenwärtig über die Isomerie in den Pu-Isotopen. In vier dieser Kerne sind bisher je zwei spontan spaltende Isomere beobachtet worden. Möglichkeiten ihrer Erklärung werden lebhaft diskutiert. Mit der vorliegenden Halbwertszeitsystematik, die frühere Arbeiten [5,6] durch neues experimentelles Material ergänzt, soll versucht werden, zur Diskussion beizutragen.

Der Verlauf der Halbwertszeiten  $t_{1/2}$  für die spontane Spaltung aus dem Grundzustand in Abhängigkeit von der Neutronenzahl  $N$  (oder auch vom Spaltungsparameter  $Z^2/A$ ) ist gut bekannt. Die  $t_{1/2}$ -Werte doppelt gerader Kerne liegen auf parabelförmigen Kurven. Ausgeprägt ist der Unterschied der Halbwertszeiten zwischen doppelt geraden und ungeraden Kernen eines Isotopes. Dieser Effekt wird der von der Konfiguration abhängigen Spezialisierungsenergie des ungepaarten Teilchens zugeschrieben, durch die die Spaltbarriere in ungeraden Nukleonensystemen erhöht und verbreitert ist. Dies führt zu einer Verlängerung der Halbwertszeiten für spontane Spaltung um mehrere Größenordnungen.

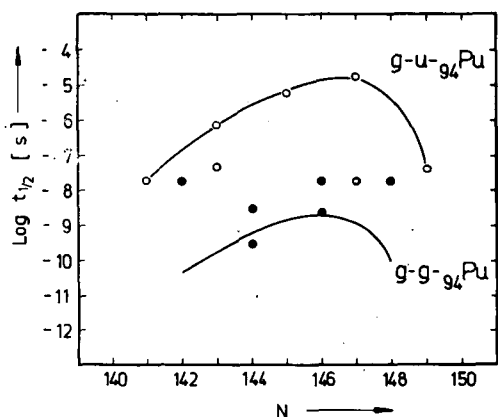


Abb. 1

Halbwertszeiten  $t_{1/2}$  isomerer Kernzustände der Pu-Isotope, die durch spontane Spaltung zerfallen, in Abhängigkeit von der Neutronenzahl  $N$ .

- Kern mit ungerader Neutronenzahl
- Kern mit gerader Neutronenzahl

In Abb. 1 sind alle bisher beobachteten Halbwertszeiten der spontan spaltenden Pu-Isomere zusammengestellt. Wie man sieht, können die Werte der ungeraden Pu-Kerne durch eine parabelförmige Kurve miteinander verbunden werden. Für  $^{237}\text{Pu}$  und  $^{241}\text{Pu}$  sind außerdem kürzere Halbwertszeiten beobachtet worden. Diese werden Isomeren zugeordnet, die wegen ihrer gegenüber den isomeren Grundzuständen kleineren Aktivierungsquerschnitte bei höheren Anregungsenergien im zweiten Potentialminima liegen [5]. Über die Struktur dieser Zustände können zur Zeit noch keine Angaben gemacht werden. Ihre gegenüber dem Grundzustandsisomer kürzere Lebensdauer ist jedoch wegen der bei höheren Anregungsenergien leichter zu durchtunnelnden Spaltbarriere verständlich.

Viel unübersichtlicher ist die Situation bei den spontan spaltenden Isomeren in den geraden Pu-Kernen. Wie Abb. 1 zeigt, kann hier nicht ohne weiteres auf eine systematische Abhängigkeit von der Neutronenzahl geschlossen werden. Schätzt man die für die spontane Spaltung aus dem isomeren Grundzustand zu erwartende Halbwertszeit nach [5] ab, so erhält man Werte, die durch die in Abb. 1 gezeichnete Parabel verbunden werden können. Von den experimentell ermittelten  $t_{1/2}$ -Werten stimmen mit diesem Kurvenverlauf innerhalb der Fehlergrenzen nur die kürzeren Halbwertszeiten der spontan spaltenden Isomere

des  $^{238}\text{Pu}$  und des  $^{240}\text{Pu}$  überein. Alle anderen Punkte liegen gegenüber den abgeschätzten Werten um mindestens eine Größenordnung höher. Es ist vorgeschlagen worden, die spontan spaltenden Isomere der geraden Pu-Isotope mit den längeren Halbwertszeiten als angeregte Kernzustände im zweiten Potentialminimum zu interpretieren [7,8]. Hierfür gibt es neben der Halbwertszeitabschätzung für die isomeren Grundzustände im zweiten Potentialminimum eine Reihe weiterer Gründe: Zunächst konnten Specht et al. [4] durch spektroskopische Untersuchungen für  $^{240}\text{Pu}$  beweisen, daß die Übergänge der Rotationsbande des zweiten Potentialminimums mit der Halbwertszeit des 4 ns-Isomers korreliert sind. Für  $^{238}\text{Pu}$  zeigten Limkilde und Sletten [8], daß die Differenz der Anregungsenergien beider Isomere 1,3 MeV beträgt. Dieser Wert stimmt etwa mit der Anregungsenergie eines isomeren Zweiquasiteilchenisomers im ersten Potentialminimum des  $^{238}\text{Pu}$  überein. Außerdem konnte für beide Kerne aus einem Intensitätsvergleich der Spaltprodukte ermittelt werden, daß die Aktivierungsquerschnitte für die Isomere mit den längeren Halbwertszeiten kleiner sind als diejenigen der Isomere mit den kürzeren Halbwertszeiten [8,9]. Es ist daher wahrscheinlich, daß es sich bei angeregten isomeren Zuständen im zweiten Potentialminimum gerader Kerne um Zweiquasiteilchenzustände handelt [7,8]. Diese Annahme wird dadurch gestützt, daß auch im ersten Potentialminimum in einer Reihe doppelt gerader Kerne dieses Massenbereiches Zweiquasiteilchenisomere beobachtet worden sind [10-13]. Wie bei diesen isomeren Zuständen sind bei den entsprechenden Zweiteilchenzuständen im zweiten Potentialminimum  $\gamma$ -Übergänge durch das K-Verbot behindert. Folglich zerfallen sie in erster Linie durch Spaltung. Ihre gegenüber den Grundzustandsisomeren längeren Halbwertszeiten können daher nicht wie in [5] durch einen dominierenden Anteil des  $\gamma$ -Zerfalls erklärt werden. Vielmehr sollte angenommen werden, daß die aufgebrochenen Nukleonenpaare, die die Konfiguration des Zweiteilchenzustandes bestimmen, wie das ungepaarte Nukleon in ungeraden Kernen eine Vergrößerung der Spaltbarriere bewirken. Mit dieser Annahme sind die längeren Halbwertszeiten angeregter isomerer Zustände gegenüber den Grundzustandsisomeren des zweiten Potentialminimums verständlich. Wie der durch die Halbwertszeitabschätzung [5] gewonnene Kurvenverlauf in Abb. 1 zeigt, sollten für die isomeren Grundzustände des  $^{236}\text{Pu}$  und  $^{242}\text{Pu}$   $t_{1/2}$ -Werte  $\leq 10^{-10}$  s erwartet werden. Diese Zeiten liegen jedoch unterhalb der gegenwärtig erreichten Nachweisgrenze.

#### L i t e r a t u r

- [1] Strutinsky, V.M., *Jadernaya Fiz.* 3 (1966) 614; *Nucl. Phys.* A95 (1968) 420; *Nucl. Phys.* A122 (1968) 1
- [2] Bjørnholm, S. and V.M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* A136 (1969) 1
- [3] Britt, H.C. et al., *Phys. Rev.* C4 (1971) 1444
- [4] Specht, H.J. et al., *Phys. Lett.* 41B (1972) 43
- [5] Polikanov, S.M. and G. Sletten, *Nucl. Phys.* A151 (1970) 656
- [6] Metag, V. et al., *Nucl. Phys.* A165 (1971) 289
- [7] Bjørnholm, S., *Proceedings of the fifth summer school in nuclear physics, Rudziska, Poland* (1972)
- [8] Limkilde, P. and G. Sletten, *Nucl. Phys.* A199 (1973) 504
- [9] Elwyn, A.J. and A.T.G. Ferguson, *Nucl. Phys.* A148 (1970) 337
- [10] Bjørnholm, S. et al., *Nucl. Phys.* A118 (1968) 261
- [11] Brinckmann, H.F. et al., *Phys. Lett.* 43B (1973) 386
- [12] Bengtson, B. et al., *Nucl. Phys.* A159 (1970) 249
- [13] Hansen, P.G. et al., *Nucl. Phys.* 45 (1963) 410

### 3. ARBEITEN AUF DEM GEBIET DER KERNTHEORIE

Die folgenden 25 Kurzberichte enthalten die wichtigsten Ergebnisse, die in der Abteilung Kerntheorie des ZfK Rossendorf sowie an der Sektion Physik der TU Dresden von September 1972 bis August 1973 erzielt wurden. Arbeiten von Mitarbeitern, die zeitweilig im VIK Dubna arbeiten, sind nicht enthalten.

Im Rahmen des Kontinuum-Schalenmodells wurden detaillierte Untersuchungen zur Resonanzstruktur sowie zum Stripping im Kontinuum durchgeführt. Dabei wurde besonders die Relation zwischen (d,p)- und (n,n)-Querschnitten analysiert. Das Programm wurde für die Berechnung des Müoneinfangs erweitert.

Zur Beschreibung unelastischer Streuung wurde die Doppelstreu korrektur weiter untersucht. Die Methode läßt sich als Fortsetzung der Beschreibung eines direkten Prozesses in Richtung eines Compoundprozesses auffassen. Dieses Verhalten spiegelt sich in der Winkelabhängigkeit und in der absoluten Änderung des Querschnittes wider.

In einer Anzahl von Untersuchungen wurde der Einfluß einer dichteabhängigen Wechselwirkung auf den Formfaktor bei unelastischer Streuung analysiert. Die Auszeichnung der Kernoberfläche erweist sich dabei als sehr wichtig, und es gelingt eine merkbar bessere Beschreibung der Reaktionsdaten. Schalenmodellberechnungen wurden für eine Reihe Kerne der 1p-Schale abgeschlossen. Dabei wurde der Müoneinfang, in dem eine große Anzahl hochliegender Zustände angeregt wird, mit einbeschlossen. Interessante Informationen konnten über die Fragmentierung tiefer Lochzustände sowie über Besonderheiten der Zerfallskanäle erzielt werden.

Im Rahmen der Bosonenmethode wurden erfolgreiche Rechnungen im Übergangsbereich der Gd- und Sm-Isotope durchgeführt sowie der Einfluß des Pauliprinzip und nichtkollektiver Zustände betrachtet. Dabei erwies sich die graphische Methode als vorteilhaft.

Eine Untersuchung des Kerns  $^{29}\text{Si}$  hat gezeigt, daß für dessen Beschreibung die Besonderheit des  $^{28}\text{Si}$ -Cores mit beinahe gleicher oblate- und prolate-Deformationsenergie wichtig ist. Das Spektrum besitzt Züge, die für das Schema der schwachen Kopplung und der Coriolis-Entkopplung charakteristisch sind.

Im Rahmen der Drehimpulsprojektionsmethode wurde gezeigt, daß für die Beschreibung von  $\Delta K=1$ -Bandenmischungseffekte sowohl die direkte Kopplung höherer Ordnung als auch die Mehrstufenkopplung wichtig sind. Aus einer Analyse der  $\Delta K=1$ -Kopplungsmatrixelemente folgt, daß wegen der endlichen Rotationsenergie der ungestörten Banden abgeschwächte Corioliskopplung auftritt.

Weiter wurden im Rahmen dieser Methode erste Rechnungen zum back bending durchgeführt.

L. Münchow



### 3.1 UNTERSUCHUNG DES EINFLUSSES DER p- UND f-WELLENKONTINUA IN DER REAKTION $n + {}^{15}\text{N}$

H.W. Barz und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

J. Höhn

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Um die Korrelationen zwischen P- und Q-Raum im Kontinuum-Schalenmodell [1], d.h. die Abhängigkeit der Resonanzstruktur der Anregungsfunktion und der charakteristischen Resonanzparameter von der Größe der P- und Q-Räume zu studieren, wurden in Rechnungen zur Reaktion  $n + {}^{15}\text{N}$  neben den s,d-Wellenkontinua auch die p,f-Wellenkontinua berücksichtigt.

Zunächst wurde das Verhalten des  ${}^{16}\text{N}$ -Systems am Beispiel der  $J^\pi = 1^-$ -Partialquerschnitte mit 1p-1h-Struktur untersucht. Diese wird sowohl mit s- und d-Neutronenwellen und  ${}^{15}\text{N}$ -Targetzuständen negativer Parität (1h-Struktur) aufgebaut als auch mit p- und f-Neutronenwellen und zwei  ${}^{15}\text{N}$ -Targetzuständen positiver Parität bei 5,3 MeV (1p-2h-Struktur). Wie die Abbildung 1 zeigt, tritt trotz der geringen Wirkungsquerschnitte von maximal 5 mb für die  $n_1$ - und  $n_2$ -Kanäle eine merkliche Veränderung der Resonanzparameter der ersten vier  $1^-$ -Resonanzen auf. Der Tabelle 1 ist zu entnehmen, daß in der Regel die Resonanzniveaus durch die Kopplung zwischen P- und Q-Raum im Vergleich zu den üblichen Schalenmodellrechnungen zu niedrigeren Energien verschoben werden. Die vorliegenden Rechnungen lassen allerdings keine endgültige Aussage über die Abhängigkeit der Veränderungen der Resonanzparameter  $E_R$  und  $\Gamma_R$  von der Größe des P-Raumes zu.

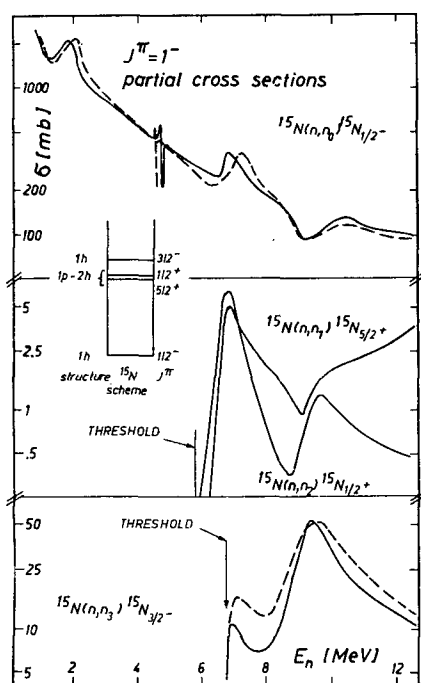


Abb. 1

Elastische und unelastische Neutronenstreuung am  ${}^{15}\text{N}$  in Zwei- (---) und Vier- (—) kanalrechnungen

Tabelle 1

Lagen und Breiten für die  $1^-$ -Zustände in  ${}^{16}\text{N}$  bei verschiedener Zahl der Kanäle N

$E_{sh}/\text{MeV}$	$(E_R - E_{sh})/\text{MeV}$		$\Gamma_R/\text{keV}$	
	N = 2	N = 4	N = 2	N = 4
1,92	-0,11	-0,27	330	330
4,38	-0,22	-0,02	2	20
7,18	-0,91	-0,86	600	550
9,29	-0,44	-0,44	1170	1110

Die Anregung von fünf Resonanzen positiver Parität im  ${}^{16}\text{N}$ -System mit 2p-2h-Struktur durch p- und f-Neutronenwellen aus den Zuständen negativer Parität des  ${}^{15}\text{N}$ -Targets mit reiner 1h-Struktur ist im mittleren Teil der Abbildung 2 gezeigt. Wie bei den  $1^-$ -Resonanzen ist die Lage der Resonanzniveaus im Vergleich zu den Schalenmodellergebnissen zu niedrigeren Energien verschoben, obgleich die Größe der Verschiebungen und die der Breiten wegen der größeren Komplexität der Zustände kleiner sind. Der Abbil-

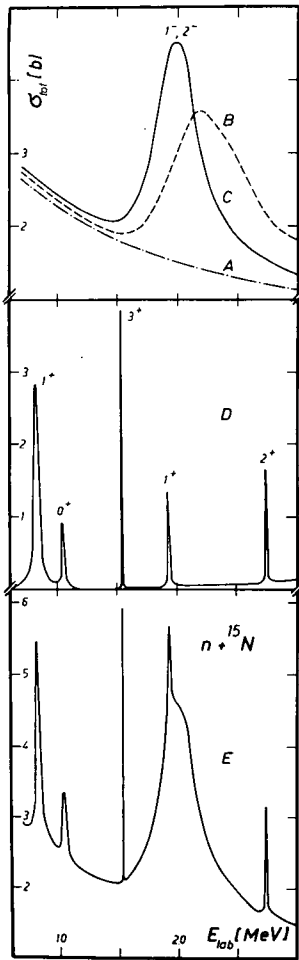


Abbildung 2 zeigt ferner die Abhängigkeit der Resonanzstruktur von der Größe des Q-Raumes im Rahmen dieser Modellrechnung zu entnehmen.

Es bedeuten:

- A) Der Q-Raum ist leer.
- B) Der Q-Raum enthält nur den quasigebundenen  $d_{3/2}$ -Zustand.
- C) Der Q-Raum ist durch die Zustände negativer Parität mit 1p-1h-Struktur gegeben.
- D) Der Q-Raum wird durch die Zustände positiver Parität mit 2p-2h-Struktur gebildet.
- E) Der Q-Raum enthält alle Zustände der Fälle C) und D).

Weitere Untersuchungen der Abhängigkeit der Resonanzparameter von der Größe des P-Raumes sind erforderlich.

Abb. 2

Einfluß der Größe des Q-Raumes auf die Resonanzstruktur des  $n + {}^{15}\text{N}$ -Wirkungsquerschnitts. Erklärung der Kurven im Text.

## L i t e r a t u r

[1] Barz, H.W. et al., Phys. Letters 37B (1971) 4

### 3.2 UNTERSUCHUNG VON RESONANZZUSTÄNDEN POSITIVER PARITÄT MIT 2p-2h-STRUKTUR IN DER REAKTION ${}^{15}\text{N}(p,n){}^{15}\text{O}$

H.W. Barz und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

J. Höhn und F. Seidel

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Es wird untersucht, welchen Beitrag die 2p-2h-Zustände positiver Parität zur Resonanzstruktur des  ${}^{15}\text{N}(p,n)$ -Wirkungsquerschnittes in einem kleinen Energiebereich ( $E = 7,5$  bis  $8,5$  MeV) liefern. Dieses Beispiel soll das allgemeine Verfahren bei der Analyse von Resonanzreaktionen im Kontinuum-Schalenmodell mit dem Programmsystem HOP-FROG (siehe Bericht 8.3) demonstrieren.

Für die Schalenmodellrechnungen im Programmteil RACK wurde für das  ${}^{16}\text{O}$ -System ein Basissatz von etwa 300 Zuständen der 2p-2h-Konfigurationen  $(p_{1/2})^{-2} [(d_{5/2})^2, (d_{5/2})(s_{1/2}), (d_{5/2})(d_{3/2}), (s_{1/2})^2]$  und  $(p_{3/2})^{-1} (p_{1/2})^{-1} [(d_{5/2})^2, (d_{5/2})(s_{1/2})]$  sowie der Konfiguration  $(p_{3/2})^0 (p_{1/2})^0$  ausgewählt.

Bei der Diagonalisierung des Hamiltonian mit einer Nullreichweite-Kraft wurde die Wechselwirkungsstärke gegenüber den Standardwerten, die bei der Beschreibung von Dipolresonanzen verwendet werden, um etwa 50 % erhöht, um eine mit dem Experiment vergleichbare Niveaufspaltung zu erzielen. Aus dem Eigenwertsspektrum wurden für die weitere Rechnung 19 Zustände in der Umgebung der betrachteten Inzidenzenergie ausgewählt.

In der Rechnung mit gekoppelten Kanälen im Programm HOP-FROG wurden zwei Protonen- und zwei Neutronenkanäle berücksichtigt. Für die Targetkerne  $^{15}\text{N}$  bzw.  $^{15}\text{O}$  wurde eine reine 1h-Struktur vom Typ  $(p_{3/2})^{-1}$  und  $(p_{1/2})^{-1}$  angenommen. Das Kontinuum ist durch die ungeraden Partialwellen  $l = 1, 3$  und  $5$  charakterisiert. Die Zustände des Compoundsystems treten infolge ihrer Kopplung an das Kontinuum miteinander in Wechselwirkung. Ein entsprechendes Diagonalisierungsverfahren liefert Wellenfunktionen sowie Lagen und Breiten der Resonanzen.

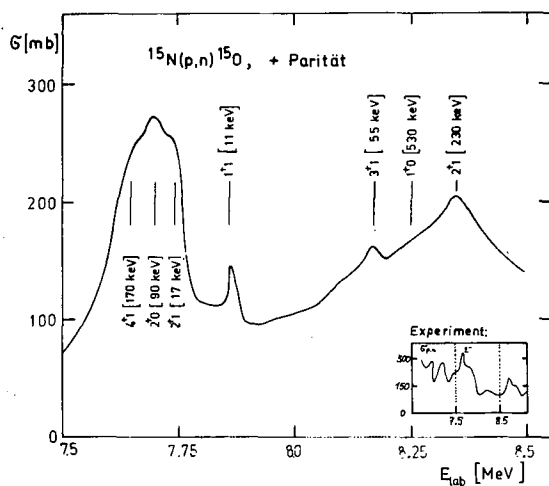


Abb. 1

Partieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$  für Compoundzustände mit positiver Parität. Die Pfeile kennzeichnen die Lage der Resonanzen. Ihre Breiten sind in eckigen Klammern angegeben. Die experimentelle Kurve ist der Arbeit [1] entnommen.

Eine Identifikation der experimentellen Resonanzen wurde hier nicht versucht. Dazu ist ein Vergleich der totalen und Partialbreiten sowie der Winkelverteilungen mit den experimentellen Ergebnissen erforderlich.

### L i t e r a t u r

[1] Barnett, A.R., Nucl. Phys. A120 (1968) 342

In Abb. 1 ist die berechnete Anregungsfunktion für die Resonanzen positiver Parität in der Reaktion  $^{15}\text{N}(p,n)$  dargestellt. Die in Abb. 1 ebenfalls gezeigten experimentellen Ergebnisse sind der Arbeit [1] entnommen.

Wie Abb. 1 zeigt, führen die in dem betrachteten Energiebereich liegenden 7 Resonanzen mit positiver Parität zu zwei dominierenden Peaks in der Anregungsfunktion. Ein solches Verhalten wird auch im experimentellen Querschnitt beobachtet. Die Resonanzen negativer Parität, die im experimentellen Querschnitt enthalten sind, wurden in unsere Rechnungen nicht eingeschlossen. Zu ihrer Beschreibung muß der Einfluß von 3p-3h-Zuständen berücksichtigt werden.

### 3.3 BERECHNUNG VON EINTEILCHENBREITEN IM KONTINUUM-SCHALENMODELL

H.W. Barz und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

J. Höhn

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

In der in [1] entwickelten Methode der gekoppelten Kanäle für Rechnungen im Kontinuum-Schalenmodell wurden die Einteilchenresonanzen als quasigebundene Zustände behandelt (siehe Bericht 8.3). Sie bilden zusammen mit den gebundenen Konfigurationszuständen den Q-Raum, während die Streuzustände im P-Raum enthalten sind. Dadurch können die Wellenfunktionen der Resonanzzustände im Kontinuum-Schalenmodell in völliger Analogie zu den Wellenfunktionen der entsprechenden Zustände im üblichen Schalenmodell definiert werden. Die Wellenfunktion  $\Phi_R$  einer Resonanz ist danach eine lineare Superposition von gebundenen und quasigebundenen Zuständen  $\Phi_R = \sum_i b_i \phi_i$ . Eine solche Festlegung steht nicht im Widerspruch zu anderen Definitionen [2].

In unserem Formalismus werden die Wellenfunktionen  $\Phi_R$  und Resonanzparameter  $E_R$ ,  $\Gamma_R$  als Eigenfunktionen bzw. komplexe Eigenwerte aus der Diagonalisierung des effektiven Hamiltonian im Q-Raum

$$H_Q^{\text{eff}} = QHQ - QHP \cdot G_P^{(+)} \cdot PHQ$$

gewonnen. Dabei ist  $G_P^{(+)} = (PHP - E^{(+)})^{-1}$  die Greenfunktion des Problems im P-Raum. Die Breiten werden durch Wechselwirkungsmatrixelemente der Form  $\langle A|QHP|A-1,1 \rangle$  bestimmt, wo A für eine A-Teilchenwellenfunktion steht.

In der R-Matrix-Theorie sind die Breiten proportional dem entsprechenden spektroskopischen Faktor, d.h. proportional dem Überlappungsintegral  $\langle A|A-1,1 \rangle$ .

Die beiden Definitionen für die Einteilchenbreiten unterscheiden sich darin, daß im Kontinuum-Schalenmodell die Kopplung der gebundenen Zustände an das Kontinuum explizit in die Definition von  $\Gamma_R$  eingeht, während in der R-Matrix-Theorie die Wechselwirkungsmatrixelemente nicht unmittelbar in die Definition der Breiten eingehen. Dies führt in einigen Fällen zu unterschiedlichen Ergebnissen.

Tabelle 1

Berechnete Lage und Breite der Zustände positiver Parität von  $^{16}\text{N}$  mit 2p-2h-Struktur bezüglich des  $^{15}\text{N}$ -Targetgrundzustandes mit 1h-Struktur

J	T	$E_R$ [MeV]	$\Gamma_R$ [keV]
0 <sup>+</sup>	1	0,985	19
1 <sup>+</sup>	1	0,776	39
1 <sup>+</sup>	1	1,810	13
2 <sup>+</sup>	1	2,582	8
3 <sup>+</sup>	1	1,374	0,2

Als Beispiel sind in Tabelle 1 die niedrigliegenden Zustände positiver Parität von  $^{16}\text{N}$  mit 2p-2h-Struktur angegeben. Die Breiten dieser Zustände für den direkten Übergang in den Grundzustand von  $^{15}\text{N}$  mit reiner 1h-Struktur sind im Kontinuum-Schalenmodell zwar klein, jedoch verschieden von Null. Die R-Matrix-Theorie liefert für Übergänge (2p-2h)  $\rightarrow$  (1h) keine reduzierten Breiten, da die Überlappungsintegrale verschwinden.

#### L i t e r a t u r

[1] Barz, H.W. et al., Phys. Letters 37B (1971) 4

[2] Mahaux, C. and A.M. Saruis, Nucl. Phys. A177 (1971) 103

### 3.4 NEUERE ENTWICKLUNGEN IN DER THEORIE VON STRIPPING-REAKTIONEN ZU UNGEBUNDENEN ZUSTÄNDEN<sup>1)</sup>

H.W. Barz und A.M. El-Naiem

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

V.E. Bunakov

Leningrader Institut für Kernphysik, Leningrad

Es werden die verschiedenen Möglichkeiten zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes von Stripping-Reaktionen zu ungebundenen Endzuständen verglichen. Besonders wird auf Resonanzzustände mit relativ kleinem spektroskopischen Faktor eingegangen. Sie werden durch gebundene Zustände, die an die sie umgebende Kontinuumszustände des Neutrons koppeln, beschrieben. Mit Hilfe der Fano-Methode wird eine Proportionalitätsbeziehung zwischen dem Wirkungsquerschnitt der (d,p)-Reaktion und dem totalen Wirkungsquerschnitt für elastische Neutronenstreuung am selben Targetkern abgeleitet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p dE_n}(\Omega_p, E_n) \propto \sigma_{sc}(E_n) \cdot \frac{d\sigma_{sp}}{d\Omega_p}(\Omega_p).$$

Um dieses Ergebnis zu überprüfen, werden Formfaktoren von Resonanzzuständen mit dem Programm BOB [1] für gekoppelte Kanäle berechnet und der Stripping-Querschnitt mit einem DWBA-Programm nach der Methode von Vincent und Fortune berechnet [2]. Wie sich herausstellt, gilt die Proportionalitätsrelation dann, wenn die Neutronenenergie kleiner als die Höhe der Zentrifugalbarriere ist. Auch die Zuverlässigkeit der Bestimmung spektroskopischer Faktoren in derartigen Fällen wird untersucht.

#### L i t e r a t u r

[1] Barz, H.W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 194

[2] Barz, H.W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 115

### 3.5 MÜONEINFANG AN LEICHTEN KERNEN

R. Wunsch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Im Rahmen der Untersuchungen von Reaktionen mit leichten Targetkernen mit Hilfe des Kontinuum-Schalenmodells [1] wurde ein Computerprogramm erarbeitet, das die zur Beschreibung einer Einfangreaktion  $\mu^- + A \rightarrow B + n$  benötigten Matrixelemente berechnet. Für den Einfang des Müon aus der K-Schale des Müon-Atoms ist die schwache Wechselwirkung verantwortlich. Es wird von einer reinen V-A-Wechselwirkung für "nackte" Nukleonen ausgegangen, die durch den Einfluß der virtuellen Pionen im Kern modifiziert wird. Zusätzlich wird ein aus der Theorie der Erhaltung des Vektorstromes folgender Term berücksichtigt [2]. Der Zerfall des nach dem Einfang entstandenen Zwischenkerns mit A-1 Protonen und N+1 Neutronen wird in Analogie zu einer Kern-Photo-Reaktion im Rahmen des Kontinuum-Schalenmodells mit Hilfe der Methode der gekoppelten Kanäle beschrieben [3].

<sup>1)</sup> Eingereicht an Nucl. Phys.

## L i t e r a t u r

- [1] Mahaux, C. and H.A. Weidenmüller, Shell-modell approach to nuclear reactions, Amsterdam, 1969  
 [2] Goldberger, M.L. and S.B. Treiman, Phys. Rev. 111 (1958) 354  
 [3] Barz, H.W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 113

### 3.6 DOPPELSTREUKORREKTUR BEI DER UNELASTISCHEN STREUUNG

H. Iwe

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Zur Berechnung der Doppelstreukorrektur wird von der in [1] angegebenen Entwicklung des Übergangsoperators ausgegangen:

$$T = \langle \chi_f^{(-)} \Psi_f | \sum_n t_n + \sum_{n,m \neq n} t_n G t_m | \Psi_i \chi_i^{(+)} \rangle . \quad (1)$$

Für die Doppelstreuung ist der zweite Term  $t_n G t_m$  verantwortlich, ein Operatorprodukt, das aus der Greenschen Funktion  $G$  und den Operatoren  $t$  der Wechselwirkung zwischen Geschoß und Targetnukleon besteht. Für diese Operatoren muß eine Darstellung gefunden werden, die die numerische Rechnung vereinfacht und physikalisch anschauliche Näherungen zuläßt. Das Operatorprodukt wird in einem aus Spinfunktionen, Targeteigenfunktionen  $|\Psi\rangle$  und Eigenfunktionen der Relativbewegung aufgespannten Produktraum entwickelt. Die Rechnungen legen nahe, für den zuletzt genannten Eigenfunktionensatz die Darstellung im Ortsraum zu wählen, da im Impulsraum die off-shell-Matrixelemente und die Integration über den gesamten Impulsraum zu Schwierigkeiten führt. Die so entstehenden Ausdrücke sind wegen ihrer Kompliziertheit für eine Programmierung noch nicht geeignet. Zur numerischen Behandlung sind drei Schlüsselapproximationen nötig:

- i) Lokalität in den Wechselwirkungsoperatoren,
- ii) Benutzung der Zentralkraft als Wechselwirkung und
- iii) Annahme einer zustandsunabhängigen Greenschen Funktion.

Mit der Näherung iii) wird es möglich, die eingeschobenen Zwischenzustände  $|\Psi\rangle$  durch die Vollständigkeitsrelation zu beseitigen. Es entsteht schließlich ein Formfaktor, der von den übertragenen Gesamtdrehimpulsen ( $lsj$ ) sowie den Kanaldrehimpulsen  $L_{i,f}$  abhängt.

$$F_{L_f L_i}^{lsj}(r_f, r_i) \sim \sum \left\{ \begin{array}{l} \text{geometrische} \\ \text{Koeffizienten} \end{array} \right\} \frac{1}{r_i r_f} G_{\bar{l}}(r_f, r_i) \langle J_B \| T_j \| J_A \rangle . \quad (2)$$

Drei Bestandteile sind enthalten:

- i) ein geometrischer Teil, der für die Kopplung der Koeffizienten verantwortlich ist,
- ii) die Greensche Funktion, die die Kanalvariablen  $r_{i,f}$  enthält,
- iii) ein reduziertes Matrixelement, das alle spektroskopischen Informationen der Doppelstreuung liefert. Es ist durch den Zweiteilchenoperator  $T_j$ , einem aus  $t_n$  und  $t_m$  konstruierten Tensor vom Range  $j$ , bestimmt. Das zugrunde gelegte Kernmodell findet in  $T_j$  Eingang. Mit Hilfe der Zweiteilchen-cfp-Technik läßt sich das reduzierte Matrixelement auf eine Summe über Produkte von Matrixelementen der Einteilchenoperatoren  $t_n$  und  $t_m$  zurückführen.

Der Formfaktor hängt von  $r_i$  und  $r_f$  ab, so daß ein finite-range-DWBA-Programm notwendig wird. Dieser Aufwand läßt sich für Übergänge normaler Parität umgehen. Es kann dann ein gewöhnliches DWBA-Programm mit geringen Modifikationen verwendet werden. Dazu wird eine der zwei im DWBA-Radialintegral enthaltenen Integrationen in dem Programm SUSI durchgeführt, wobei der Integrand aus dem Gesamtformfaktor von (1) und der gestörten Welle des Eingangskanals besteht. Das Ergebnis wird dann anstelle von  $\chi_i^{(+)}$  im DWBA-Programm eingesetzt.

Vorläufige Rechnungen wurden zu  $O^+$ -Übergängen zwischen  $O^+$ -Anfangs- und Endzuständen an  $^{30}\text{Si}$  durchgeführt. Der Kern  $^{30}\text{Si}$  wird als  $^{28}\text{Si}$ -Core mit zwei Valenzneutronen behandelt. Vorläufige Ergebnisse zeigen, daß der Einfluß der Doppelstreuung etwa 10 % im differentiellen Wirkungsquerschnitt ausmacht.

Um die Doppelstreuungskorrektur besser untersuchen zu können, wurden Modellrechnungen durchgeführt. Die Wellenfunktionen wurden für diese Rechnungen so gewählt, daß der relative Anteil der Doppelstreuung im Vergleich zu den realistischen Rechnungen größer wird. Damit lassen sich Aussagen über das Verhältnis der diagonalen zu den nichtdiagonalen Matrixelementen in der Doppelstreuung gewinnen.

#### L i t e r a t u r

[1] Iwe, H. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 120

### 3.7 DICHTABHÄNGIGE EFFEKTIVE WECHSELWIRKUNG ENDLICHER REICHWEITE UND L=2-ÜBERGÄNGE BEI DER REAKTION $^{90}\text{Zr}(p, p')$

R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Unter der Annahme, daß sich die Nukleonendichte in der Reichweite der Kernkräfte wenig ändert, kann die effektive Wechselwirkung in endlichen Kernen im Bereich des wechselwirkenden Nukleonenaars durch die G-Matrix aus unendlicher Kernmaterie entsprechender Dichte ersetzt werden (local density approximation). Die Mittelung über Impuls- und Drehimpulszustände führt auf ein lokales, zentrales und dichteabhängiges Potential im Spin-Isospin-Raum. Sprung und Banerjee [1] geben derartige, an die G-Matrixelemente des Reid-soft-core-Potentials angepaßte Wechselwirkungen als Überlagerung von Gaußpotentialen verschiedener Reichweite ( $b = 0,5; 0,95; 1,7; 2,85; 5,0$  fm)

$$t_{ST}(\tau_{i0}) = \sum_{i=1}^5 (a_i^{(ST)} + b_i^{(ST)} k_F^\lambda(r_i, r_0)) e^{-(\tau_{i0}/b)^2}$$

und verschiedener Dichteabhängigkeit ( $\lambda = 0,5$  (G0);  $1,0$  (G1);  $3,0$  (G3)) an. Diese Potentiale liefern gute Resultate für einige Eigenschaften endlicher Kerne [2]. - Mit den Kräften G1, G3 und  $k_F(r_i, r_0) = k_F^{\lambda/2}(r_i) k_F^{\lambda/2}(r_0)$  sowie unter Annahme einer Woods-Saxon-Form für die Dichteverteilung ( $g(0) = 0,17$  fm<sup>-3</sup>,  $r = 1,2$  fm,  $a = 0,7$  fm) wurde die Anregung des  $2^+$ , 2,18 MeV-Zustandes in  $^{90}\text{Zr}$  in der unelastischen Protonenstreuung bei 18,8 MeV ohne knock-out-Term untersucht. Die optischen Parameter und die Parameter zur Berechnung des gebundenen  $1g_{9/2}$ -Zustandes stimmen mit den in [3,4] benutzten Werten überein. Da die Wechselwirkung zwischen Protonen erfolgt und zu einer Umkopplung äquivalenter Teil-

chen führt, wirken nur die ( $S=0, T=0, 1$ )-Anteile der Potentiale. Winkelverteilungen wurden mit  $t_{01}$  und  $t_{01} + t_{00}$  berechnet und mit Ergebnissen für andere effektive Wechselwirkungen (Migdal-Kraft ( $a = -2; b = 2$ ), Gauß 1,78 fm, Yukawa 1,0 fm; Hamada-Johnston) verglichen. - Bei endlicher Reichweite beeinflusst die Dichteabhängigkeit den Verlauf der Radialintegrale nur im Bereich des Kernradius (siehe Bericht 8.1, Abb. 1). Der Gesamtformfaktor wird im Vergleich zum Formfaktor des Gauß-Potentials zum Kernradius hin verschoben und im Innengebiet reduziert (Abb. 1). Der Verlauf des Formfaktors ist für die Kräfte G1 und G3 nahezu gleich. Die Wechselwirkung  $t_{01}$  liefert für G1 und G3 Winkelverteilungen, die sehr gut mit den Kurven für das Hamada-Johnston-Potential (nach [4]) und das Gauß-Potential übereinstimmen. Die Migdal-Kraft erzeugt einen zu hohen Wirkungsquerschnitt unter Rückwärtswinkeln. Bei Berücksichtigung von  $t_{00}$  ergibt sich ein Formfaktor mit sehr geringer Breite und zwei Knoten, so daß die Winkelverteilungen stark verändert werden (Abb. 2). Mit  $V_0 = V_{SE}/4$ ,  $V_{SE} = 32$  MeV (siehe [4]) für die Stärke des

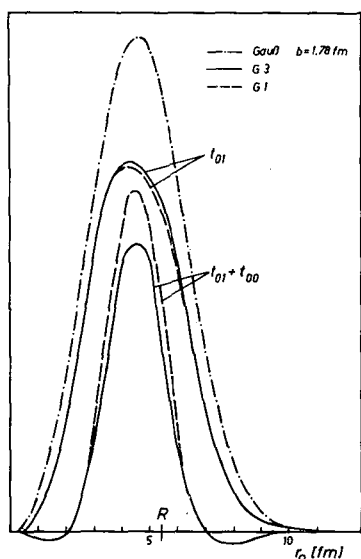


Abb. 1  
Verlauf der  $L=2$ -Formfaktoren bei verschiedenen effektiven Wechselwirkungen. Die Kurven sind unabhängig voneinander normiert.

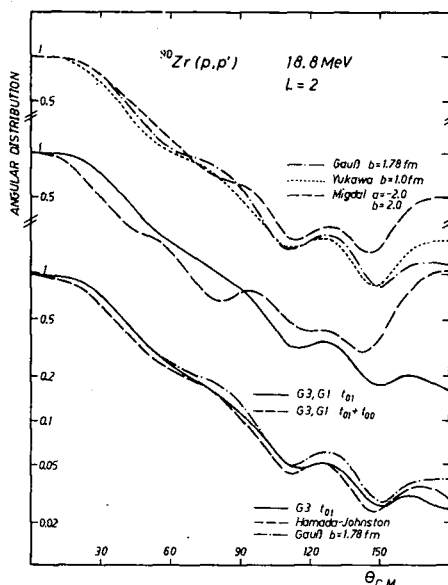


Abb. 2  
DWBA-Winkelverteilungen ( $L=2$ ) für verschiedene effektive Wechselwirkungen.

Gauß-Potentials ergibt sich in allen untersuchten Fällen für  $\theta_{c.m.} = 30^\circ$  ein Querschnittsverhältnis  $\sigma / \sigma(\text{Gauß}) \approx 15 \dots 20$ , das beträchtlich höher liegt als der entsprechende Wert 0,67 für das Hamada-Johnston-Potential [4] mit cut-off bei 1,05 fm. - Wie das Auftreten von Knoten im Formfaktor für  $t_{00} + t_{01}$  und die Überschätzung der Übergangsstärke zeigen, sind bei den Kräften G1, G3 die repulsiven Anteile zu stark. Bessere Ergebnisse können erwartet werden, wenn man nach der Separationsmethode einen cut-off einführt oder wie in [2] die kurzreichweitigen Komponenten renormiert.

#### L i t e r a t u r

[1] Sprung, D.W. and P.K. Banerjee, Nucl. Phys. A168 (1971) 273  
 [2] Campi, X. and D.W. Sprung, Nucl. Phys. A194 (1972) 401  
 [3] Gray, W.S. et al., Phys. Rev. 142 (1966) 735  
 [4] Love, W.G. and G.R. Satchler, Nucl. Phys. A159 (1970) 1



### 3.8 DICHTABHÄNGIGE ZWEIFELCHENKRÄFTE VOM MIGDAL-TYP UND UNELASTISCHE NUKLEONENSTREUUNG

R. Reif

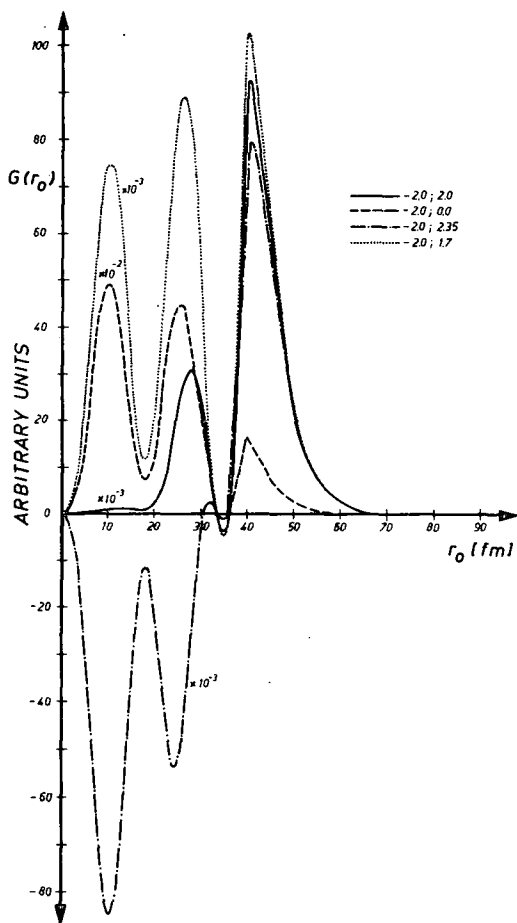
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die zu erwartende Dichteabhängigkeit der effektiven Wechselwirkung einer mikroskopischen DWBA-Beschreibung der unelastischen Nukleonenstreuung reduziert den Formfaktor im Innengebiet und ändert möglicherweise seine Phase. Ein solcher Effekt beeinflusst Core-Anregungen, knock-out-Prozesse aus dem Core usw. und könnte erklären, weshalb der einfache, durch ein Maximum am Kernrand und symmetrischen Abfall charakterisierte Formfaktor des phänomenologischen Bohr-Mottelson-Modells in sehr vielen Fällen die Winkelverteilung kollektiver Übergänge 1. Ordnung gut beschreibt.

Als Beispiel wurde die Anregung des  $3^-$ , 2,27 MeV-Niveaus in  $^{116}\text{Sn}(p,p')$  bei  $E_p = 16$  MeV mit Kernwellenfunktionen von Clement und Faranger [5] und einer  $\delta$ -Kraft vom Migdal-Typ

$$v_{i0} = c \left( a + b \rho(r_0) / \rho(c) \right) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_0)$$

ohne knock-out-Terme untersucht ( $\rho$ : Woods-Saxon-Potential,  $r = 1,2$  fm,  $a = 0,7$  fm). Die optischen Parameter und die Potentiale zur Berechnung der gebundenen Einteilchenzustände sowie die zum Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen herangezogenen Experimente sind in [1] angegeben.



Wenn man die anziehende Kraft im Innengebiet durch Variation des Parameters  $b$  verringert (Abb. 1), wird die Übereinstimmung von theoretischer und experimenteller Winkelverteilung verbessert (Abb. 2). Eine gute Anpassung bis  $\sim 120^\circ$  wird für  $b \approx -a$ , d.h. für verschwindende Wechselwirkung im Kerninneren, erreicht. Eine stärkere Abstoßung im Innengebiet liefert keine brauchbaren Resultate. Aus ähnlichen Untersuchungen (elektromagnetische Übergänge [2], unelastische Elektronenstreuung [3] und der Forderung einer Translationsvarianz (siehe [3])) ergeben sich die gleichen Parameterwerte für  $a$  und  $b$ . Die Einführung einer Dichteabhängigkeit reduziert den Wirkungsquerschnitt. Um die beobachtete Übergangsstärke zu reproduzieren, wird im Stärkeparameter  $c \approx 700$  MeV benötigt, der sicher mitbedingt durch Mängel der Sn-

Abb. 1

Formfaktor (a) für die Reaktion  $^{116}\text{Sn}(p,p')$  mit verschiedenen Parametersätzen (a, b)  
 - - - (-2; 0) ..... (-2; 1,7) ——— (-2; 2)  
 -.-.- (-2; 2,3)

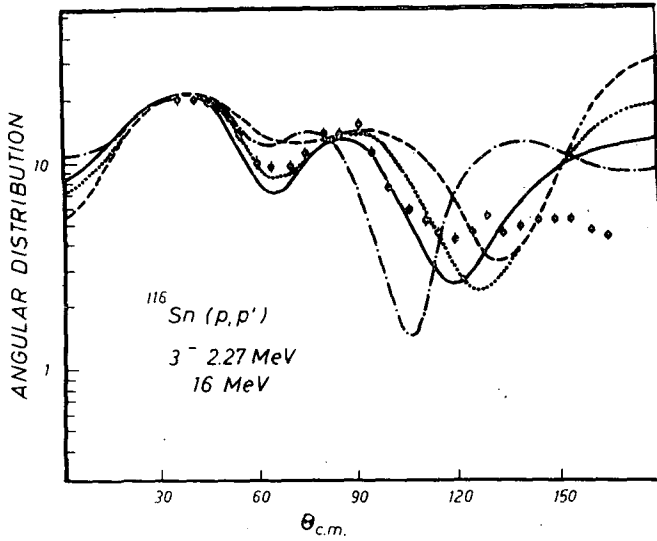


Abb. 2  
DWBA-Winkelverteilung für die Reaktion  $^{116}\text{Sn}(p,p')$  mit verschiedenen Parametersätzen (a,b) (siehe Abb. 1)

und die Winkelverteilung ist zu wenig strukturiert [4]. Der Einfluß einer Dichteabhängigkeit wurde für die Reaktion  $^{28}\text{Si}(p,p')$ ,  $Q = -4,97 \text{ MeV}$  bei  $E_p = 17,5 \text{ MeV}$  untersucht, wobei der Übergang im  $1p1h$ -Modell auf die Komponente  $|0\rangle \rightarrow |(1p_{1/2}^{-1} 2p_{1/2}) I = 0\rangle$  beschränkt wurde. Die Verringerung der Wechselwirkungsstärke im Innengebiet reduziert das erste Maximum des Formfaktors beträchtlich (Abb. 3), so daß der Wirkungsquerschnitt unter Vorwärtswinkeln kleiner wird (bis zu 2 Größenordnungen bei  $b = 2$  gegenüber  $b = 0$ ) und gleichzeitig ein ausgeprägteres Beugungsbild der Winkelverteilung entsteht (Abb. 4).

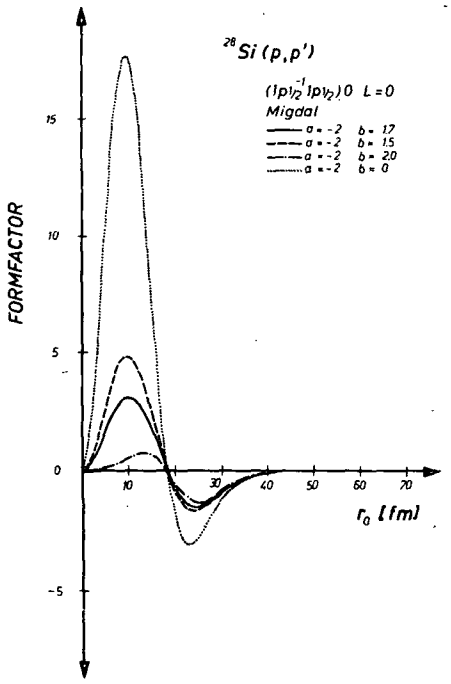


Abb. 3  
Formfaktoren des Übergangs  $|0\rangle \rightarrow |(1p_{1/2}^{-1} 2p_{1/2}) L=0\rangle$  in  $^{28}\text{Si}$  mit Migdal-Kraft für verschiedene (a,b)-Werte (Parameter nach [4]).

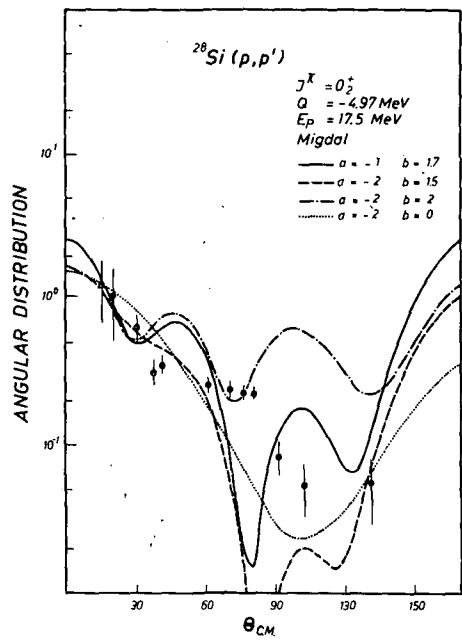


Abb. 4  
DWBA-Winkelverteilungen für die Reaktion  $^{28}\text{Si}(p,p')$ ,  $L = 0$ ,  $Q = -4,97 \text{ MeV}$ ,  $E_p = 17,5 \text{ MeV}$  mit den Formfaktoren aus Abb. 3. Verhältnis der Wirkungsquerschnitte (b)/(b=0) unter Vorwärtswinkeln: 0,02 (b=2,0); 0,03 (b=1,7); 0,06 (b=1,5).

Kernwellenfunktion für Zustände negativer Parität - etwa um einen Faktor 2 höher liegt als der von Meyer und Speth angegebene Wert (386 MeV, [2]).

Parametervariationen in  $Q$  ( $r = 1,25 \text{ fm}$ ,  $a = 0,65 \text{ fm}$ ) beeinflussen den Wirkungsquerschnitt empfindlich (Faktor 2), ohne die Winkelverteilung zu ändern.

Bei bisherigen Untersuchungen von  $O^+$ -Anregungen mit Gauß- oder Yukawa-Potentialen stellen sich folgende Mängel der theoretischen Beschreibung heraus: Verwendet man die gleiche effektive Wechselwirkung wie für  $L \neq 0$ -Übergänge im gleichen Kern, dann ergibt sich ein um den Faktor  $\sim 10$  zu großer Wirkungsquerschnitt,

Die Verwendung dichteabhängiger effektiver Wechselwirkungen stellt eine Möglichkeit dar, auch bei anderen Reaktionstheorien (z.B. Nichtgleichgewichtsmodelle bei Compoundkernreaktionen) von der Kernform abhängige Effekte zu erfassen.

Der Autor dankt Dr. I.N. Mikhailov (VIK Dubna) für wertvolle Diskussionen.

#### L i t e r a t u r

- [1] Iwe, H. et al., Nucl. Phys. A183 (1972) 105  
Reif, R., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 105  
Iwe, H. und R. Reif, ebenda 107  
Iwe, H. und C. Riedel, ebenda 110
- [2] Meyer, J. and J. Speth, Preprint
- [3] Theis, W. and E. Werner, Phys. Lett. 44B (1973) 481
- [4] Reif, R., in ZfK-185 (1969)
- [5] Clement, D.M. and E.U. Baranger, Nucl. Phys. A120 (1968) 25

### 3.9 ERKLÄRUNG EINER SPINABHÄNGIGKEIT DER UNELASTISCHEN NUKLEONENSTREUUNG AN UNGERADEN KERNEN DER 2p1f-SCHALE

R. Reif und R. Schmidt

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für einige ungerade Kerne der 2p1f-Schale ( $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{67}\text{Zn}$ ) wurden in Streuexperimenten bei der Anregung eines Multipletts von Zuständen, die durch Kopplung eines unpaarigen  $2p_{3/2}$ -Protons an Quadrupolschwingungen des (gg)-Cores entstehen, systematische Abweichungen vom Modell schwacher Kopplung nachgewiesen [1], [2], [3]: 1. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Übergang zum  $1/2^-$ -Niveau liegt im Bereich des zweiten Maximums bei  $\sim 100^\circ$  etwa 25 % unter dem Wert für die anderen Komponenten des Multipletts. 2. Im Falle der Deuteronenstreuung kehrt sich der Effekt um. 3. Asymmetriemessungen mit polarisierten Protonenstrahlen ergaben keine Unterschiede zwischen den Niveaus des Multipletts.

Diese Beobachtungen lassen sich in einer DWBA-Rechnung als Kernstruktureffekt verstehen, wenn man die Targetzustände  $|I\rangle$  in intermediärer Kopplung durch Überlagerung gekoppelter Ein-Phonon  $|\lambda\rangle$ - und Einteilchenanregungen  $j$  beschreibt,

$$|I\rangle = \sum_{(\lambda_j)} c_{\lambda_j} |(\lambda_j) I\rangle.$$

Mit der Inzidenzteilchen-Target-Wechselwirkung

$$V(\vec{r}_0, \vec{r}_p, \beta_2) = V_{\text{koll}}(\vec{r}_0, \beta_2) - v_0 e^{-|\vec{r}_p - \vec{r}_0|^2/b^2}$$

wird der Formfaktor  $G_{LSI}(r_0)$  eine kohärente Superposition eines komplexen kollektiven Formfaktors  $G^{(\text{Koll})}$ , der dem Modell schwacher Kopplung entspricht, und der Formfaktoren  $G(r_0, j \rightarrow j')$  der beigemischten Einteilchenübergänge  $|j\rangle \rightarrow |j'\rangle$ :

$$G_{LSI}(r_0) = G_{LOL}^{(\text{koll})}(r_0, \beta_2) - v_0 \sum_{j, j'} G_{LSI}(r_0, j \rightarrow j').$$

Am Beispiel  $^{63}\text{Cu}(p, p')$ ,  $E_p = 11 \text{ MeV}$  wurde mit den Wellenfunktionen von Thankappan und True [4] (Tabelle 1) und einer aus dem L=2-Übergang in  $^{62}\text{Ni}(p, p')$  entnommenen Kopplungsstärke  $B = 0,16$  nachgewiesen, daß mit vernünftigen Parameterwerten

Tabelle 1

$^{63}\text{Cu}$ -Wellenfunktion (nach [4])

$E_{\text{Ex}}$ [MeV]	$E_{\text{Th}}$ [MeV]	$I^\pi$	$ 0, p_{3/2}\rangle$	$ 0, p_{1/2}\rangle$	$ 0, f_{5/2}\rangle$	$ 2, p_{3/2}\rangle$	$ 2, p_{1/2}\rangle$	$ 2, f_{5/2}\rangle$
0	0	$3/2^-$	0,9221			-0,3264	0,1779	0,1076
0,67	0,83	$1/2^-$		0,8663		-0,4387		0,2389
0,96	1,07	$5/2^-$			0,6141	-0,7603	-0,0409	-0,2077
1,33	1,30	$7/2^-$				0,9869		0,1612

$v_0 \approx 300$  MeV,  $b = 1,5$  fm lediglich der Formfaktor für das  $1/2^-$ -Niveau durch den beigemischten Einteilchenübergang ( $1p_{3/2} \rightarrow 1p_{1/2}$ , ohne spin-flip) deutlich beeinflusst wird. Die Erhöhung der Beiträge zur Reaktion aus dem Innengebiet (Abb. 1) durch konstruktive Interferenz der Formfaktoren führt zu einer Änderung der Winkelverteilung gegenüber dem Modell schwacher Kopplung, die dem beobachteten Effekt entspricht (Abb. 2). Die Winkelverteilungen der anderen Übergänge ( $5/2^-$ ,  $7/2^-$ ) werden demgegenüber durch die Berücksichtigung von Einteilchenanregungen

nicht geändert. - In diesem Modell können auch die übrigen bereits erwähnten experimentellen Fakten erklärt werden:

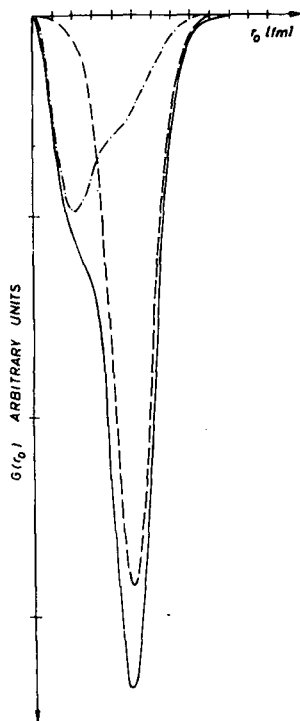


Abb. 1

DWBA-Formfaktor für die Anregung des  $1/2^-$ , 0,67 MeV-Niveaus in  $^{63}\text{Cu}$  (Wellenfunktion nach [4]).

- - - Modell schwacher Kopplung,  $G(\text{Koll})$  ( $B = 0,16$ )
- ..... Einteilchenübergänge,  $G_{202}(j \rightarrow j')$ , ( $v_0 = 300$  MeV,  $b = 1,5$  fm Einteilchenenergien aus [4])
- $G_{202}(\text{Koll}) + G_{202}(j \rightarrow j')$ .

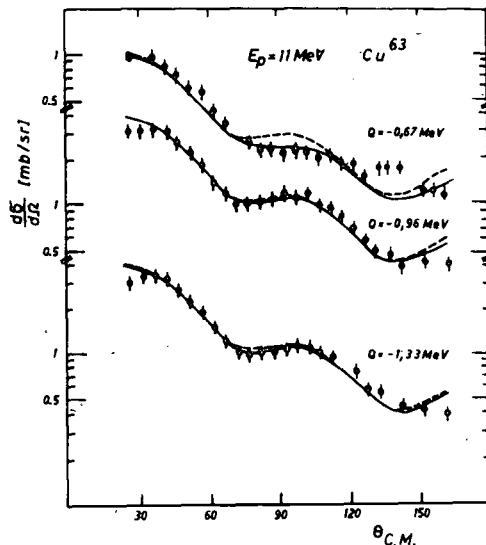


Abb. 2

Vergleich der gemessenen Winkelverteilungen für die Anregung der Niveaus  $1/2^-$ , 0,67 MeV;  $5/2^-$ , 0,96 MeV;  $7/2^-$ , 1,33 MeV in  $^{63}\text{Cu}$  mit DWBA-Rechnungen (optische Parameter aus [5])

- Wellenfunktionen nach [4]
- - - Modell schwacher Kopplung

1. Eine größere Reichweite des Gauß-Potentials ( $b \sim 2,5$  fm), wie sie für die effektive Deuteron-Wechselwirkung üblich ist, erhöht das zweite Maximum der Winkelverteilung. 2. Die berechnete Polarisierung unterscheidet sich für die verschiedenen Niveaus des Multipletts auch mit den verbesserten Kernwellenfunktionen nur wenig voneinander. Die Berücksichtigung von spin-flip-Termen in Einteilchenüber-

Tabelle 2

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

	Experiment [3]	Modell schwacher Kopplung	vorliegende Rechnung
$\sigma(5/2) / \sigma(7/2^-)$	1	0,75	0,53
$\sigma(5/2^-) / \sigma(1/2^-)$	4,4	3,0	2,65
$\sigma(7/2^-) / \sigma(1/2^-)$	4,4	4,0	4,96

gängen sollte diese Aussage kaum ändern. Die berechneten relativen Wirkungsquerschnitte weichen z.T. deutlich von den experimentellen Daten oder den Werten ab, die nach dem Modell schwacher Kopplung erwartet werden. Eine Berücksichtigung von knock-out-Termen könnte die Übereinstimmung der gemessenen und berechneten relativen Wirkungsquerschnitte verbessern.

Wie die Ergebnisse zeigen, kann die Analyse unelastischer Streuexperimente wertvolle Hinweise auf die Kopplung von Einteilchen- und kollektiven Freiheitsgraden in Kernen liefern.

#### L i t e r a t u r

- [1] Legg, J.C. and J.L. Yntema, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1005
- [2] Legg, J.C. et al., Phys. Rev. C (1970) 1733
- [3] Perey, F.G. et al., Phys. Lett. 4 (1963) 25
- [4] Thankappan, V.K. and W.W. True, Phys. Rev. 173 (1965) 53
- [5] Perey, F.G., Phys. Rev. 131 (1963) 745

#### 3.10 HAUSER/FESHBACH-KORREKTUREN ZU EINER DWBA-ANALYSE DER REAKTION

$^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$  BEI  $E_d = 10$  MeV

G. Kießig und R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Eine DWBA-Analyse [1] der differentiellen Wirkungsquerschnitte, die in einem Tandemexperiment für die Reaktion  $^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$  bei  $E_d = 10$  MeV gewonnen wurden, lieferte u.a. folgende Ergebnisse:

1. Die spektroskopischen Faktoren sind i.a. größer als Literaturwerte bei höheren Deuteronenenergien [2];
2. die theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitte sind für große Winkel (und insbesondere bei schwachen Übergängen) zu klein.

Da Messungen der Anregungsfunktionen im Energiebereich 2 - 6 MeV [3] und 6 - 10 MeV [4] deutliche Fluktuationen (ohne Korrelationen zwischen verschiedenen Kanälen) zeigen, liegt nahe, diese Diskrepanzen durch Beiträge von Compoundkern-

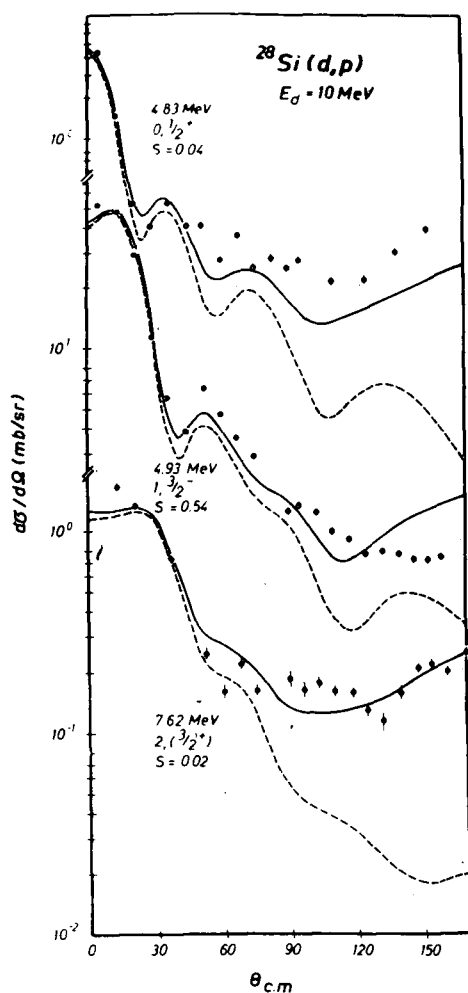


Abb. 1

- - - DWBA [1], ——— DWBA + H-F

Tabelle 1

Spektroskopische Faktoren  $^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$ ,  $E_d = 10 \text{ MeV}$

$E_X/\text{MeV}$	I	Ref. [2] $E_d = 18 \text{ MeV}$	Ref. [3] $E_d = 2-6 \text{ MeV}$	Ref. [6] $E_d = 2-4, 2 \text{ MeV}$	Ref. [1] $E_d = 10 \text{ MeV}$	vorliegende Arbeit
0,000	$1/2^+$	0,53	0,58	0,99	0,83	0,71
1,275	$3/2^+$	0,74	0,87	1,20	1,05	0,97
2,023	$5/2^+$	0,12	0,19	0,40	0,27	0,23
3,066	$(5/2^+)$	0,06		0,12	0,11	0,07
3,621	$7/2^-$	0,38			0,68	0,55
		0,41				
4,830	$1/2^+$				0,04	0,04
4,930	$3/2^-$	0,55			0,55	0,54
5,648	$(9/2^+)$				0,07	0,06
5,944	$(5/2^+)$	0,03			0,02	0,02
	$(3/2^+)$	0,06				
6,189	$(3/2^+)$				0,10	0,06
	$(5/2^-)$	0,29			0,39	0,28
6,376	$1/2^-$	0,53			0,41	0,39

$E_d = 25 \text{ MeV}$

reaktionen zu erklären. Aus Fluktuationsanalysen ergaben sich z.B. in diesen Energiebereichen Compoundkernbeiträge von 40 % [3] bzw. 15 % [4] für den  $p_0$ - und 50 % [3] bzw. 30 % [4] für den  $p_1$ -Kanal.

Für das vorliegende Experiment erfolgte die Berechnung der Compoundkernbeiträge mit dem Hauser/Feshbach-Programm ELISA [5]. Die Übergänge zu hochangeregten Zuständen wurden erfaßt, indem in den Endkanälen Niveaudichtefunktionen eingeführt wurden. Eine Anpassung an die experimentellen Wirkungsquerschnitte durch gleichzeitige Variation von S und R in

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = S \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}} + R \left(\left\langle\frac{d\sigma}{d\Omega}\right\rangle\right)_{\text{HF}} \quad (1)$$

lieferte spektroskopische Faktoren, die in einigen Fällen bis zu 10 % kleiner ausfielen als in [1] (siehe Tabelle 1). Die theoretische Beschreibung der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde deutlich verbessert (Abb. 1).

Genauere Informationen über die Kernstruktur liefert in diesem Energiebereich erst eine Analyse energetisch gemittelter differentieller Wirkungsquerschnitte nach Gleichung (1), da dann keine störenden Interferenzen auftreten.

L i t e r a t u r

- [1] El-Naiem, A. and R. Reif, Nucl. Phys. A189 (1972) 305
- [2] Mermaz, et al., Phys. Rev. C4 (1971) 1778
- [3] Strahlbusch, et al., Nucl. Phys. A149 (1970) 605
- [4] Kuehner, et al., Nucl. Phys. 21 (1961) 955
- [5] Kießig, G., Dissertation, TU Dresden (1973)
- [6] Hsu, Phys. Rev. C7 (1973) 1425

3.11 UNTERSUCHUNG DES NEUTRONENEINFANGS AN MITTELSCHWEREN KERNEN

J. Höhn und V. Riehn

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Mit dem Programm FISPRO III (siehe Bericht 8.4) sind die Anregungsfunktionen von  $^{79}\text{Br}$ ,  $^{105}\text{Pd}$ ,  $^{107}\text{Ag}$ ,  $^{127}\text{J}$  und den neutronenmagischen Kernen  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{141}\text{Pr}$  analysiert worden.

Bei den nichtmagischen Kernen liegt der berechnete Querschnitt bis zu Neutronenenergien von einigen 100 keV über den experimentellen Ergebnissen. In diesem Energiebereich wird durch Anwendung der Breitenfluktuationskorrektur die Übereinstimmung mit dem Experiment erheblich verbessert, so daß eine Beschreibung der Anregungsfunktion bis etwa 4 MeV auf der Grundlage des statistischen Modells gerechtfertigt ist.

Ab etwa 6 bis 7 MeV Neutronenenergie dominieren direkte und kollektive Mechanismen. Bei 12 bis 14 MeV wird der Einfangquerschnitt hauptsächlich durch die Riesenresonanz bestimmt. Infolge fehlender experimenteller Daten lassen sich noch keine endgültigen Aussagen über die Güte der quantitativen Beschreibung machen.

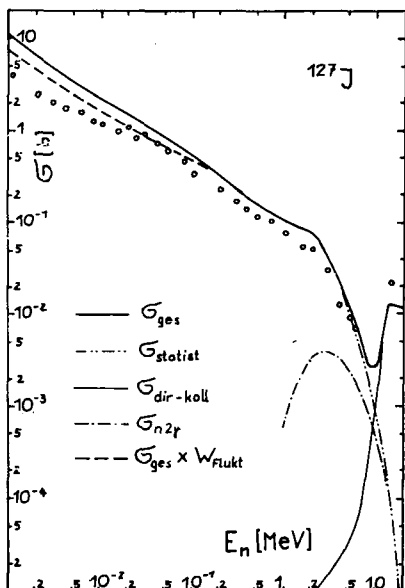


Abb. 1  
Theoretische und experimentelle Anregungsfunktion von  $^{127}\text{J}$

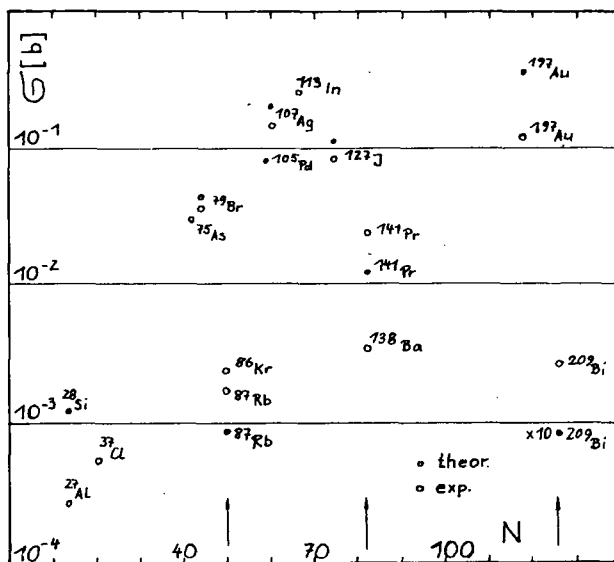


Abb. 2  
Theoretische und experimentelle Einfangquerschnitte bei 1 MeV

Die berechnete Anregungsfunktion im Vergleich mit dem Experiment von  $^{127}\text{J}$  nach Abb. 1 ist repräsentativ für die Verhältnisse in diesem Massenbereich.

Wie Abb. 2 zu entnehmen ist, liegen die Querschnitte der magischen Kerne erwartungsgemäß niedriger als die Durchschnittswerte in diesem Massenbereich. Strukturen in den experimentellen Anregungsfunktionen werden nicht wiedergegeben. Die Beschreibung der Endzustände durch eine Niveaudichte muß durch die Berücksichtigung von Schaleneffekten in den Ausdrücken für die Niveaudichte verbessert werden.

Rechnungen an  $^{197}\text{Au}$  und  $^{209}\text{Bi}$  bestätigen die gewonnenen Ergebnisse auch für schwere Kerne. Da für die Beschreibung der Anregungsfunktionen von leichten Kernen die Voraussetzungen des statistischen Modells nicht gegeben und daher die Parameter (Dichteparameter, Strahlungsbreite) unzureichend sind, wird die experimentelle Resonanzstruktur nur im Mittel und bei zu großen theoretischen Werten wiedergegeben ( $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ).

### 3.12 MÜONEINFANG AN $^{14}\text{N}$ <sup>1)</sup>

H.R. Kissener und A.A. Aswad

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

H.U. Jäger und R.A. Eramshian

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Die Anregung der Riesenresonanz beim Müoneinfang und ihre Zerfallskanäle wurden anhand des Kernes  $^{14}\text{N}$  untersucht. Die beteiligten Kernzustände wurden durch Schalenmodell-Wellenfunktionen beschrieben. Bei der Rechnung wurden alle erlaubten und einfach-verbotenen Übergänge zu Niveaus mit 0 und 1  $\hbar\omega$  Anregung in  $^{14}\text{C}$  berücksichtigt. Die Nukleon-Zerfallsbreiten wurden nach der R-Matrixtheorie bestimmt. Ausführliche spektroskopische Angaben für partielle und totale Einfangraten, Besiedlung der Niveaus der Restkerne und Spektren der Zerfallsnukleonen wurden erhalten.

Die Stärke der erlaubten Übergänge konzentriert sich vorwiegend auf den niedrigsten  $2^+$ -Schalenmodellzustand im  $^{14}\text{C}$ . Auf Grund der starken 2p-2h-Beimischungen in den niedrigsten beobachteten  $2^+$ -Zuständen bei  $E_x = 7,02$  und  $8,32$  MeV verteilt sich die zugehörige Einfangrate etwa zu gleichen Teilen auf diese beiden Niveaus. Die berechnete partielle Rate zum  $7,02$  MeV-Zustand stimmt gut mit dem gemessenen Wert überein. Der Anregungsweig zum  $8,32$  MeV-Niveau (dicht oberhalb der Neutronenschwelle) sollte sich durch einen ausgeprägten Peak im Spektrum der Zerfallsnutronen bei  $E_n = 0,1$  MeV bemerkbar machen.

Der Hauptteil der Einfangrate entspricht den einfach-verbotenen Übergängen zu Niveaus  $0^-$ ,  $1^-$ ,  $2^-$  und  $3^-$  in  $^{14}\text{C}$ . Die Übergangsstärke verteilt sich über ein sehr viel breiteres Gebiet von Anregungsenergien im Zwischenkern als im Fall der analogen Riesenresonanz bei der Photoabsorption. Die angeregten Zustände zerfallen vorwiegend zu  $^{13}\text{C}$ -Niveaus oberhalb der Neutronenschwelle. In der Reaktion dominiert daher der Zweig  $^{14}\text{N}(\mu^-, \nu 2n)^{12}\text{C}$ .

<sup>1)</sup> Eingereicht an Nucl. Phys.



Die berechneten Neutronenspektren für Zerfälle zu den besonders stark bevölkerten  $^{13}\text{C}$ -Niveaus (z.B.  $5/2^-$ , 7,55 MeV;  $3/2^-$ , 3,68 MeV; Grundzustand  $1/2^-$ ) zeigen ausgeprägte Resonanzstruktur. Die starke Anregung des  $5/2^-$ -Niveaus sollte eine Messung des Neutronenspektrums für diesen partiellen Übergang in Koinzidenz mit dem Peak  $E_n = 2,4$  MeV der Sekundärneutronen zum  $^{12}\text{C}$ -Grundzustand ermöglichen.

Die Rechnung ergibt nur eine geringe Ausbeute geladener Teilchen nach dem Müoneinfang an  $^{14}\text{N}$ . Experimente mit Kernemulsionen zeigen dagegen eine relativ hohe Ausbeute geladener Teilchen nach Müoneinfang an den leichten Komponenten C, N, O der Emulsion, deren Herkunft bisher ungeklärt ist.

### 3.13 SCHALENMODELLRECHNUNGEN FÜR ZUSTÄNDE ANOMALER PARITÄT IN 1p-SCHALENKERNEN

H.R. Kissener und A.A. Aswad

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

H.U. Jäger und R.A. Eramshian

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Umfangreiche spektroskopische Untersuchungen von Zuständen anomaler Parität wurden für die Kerne  $A = 7, 8, 13$  und  $14$  abgeschlossen. Es wurde eine möglichst umfassende Beschreibung vorhandener experimenteller Daten zu Anregungsenergien, elektromagnetischen Momenten, spektroskopischen Faktoren für Einteilchentransfer sowie Photoreaktionen angestrebt. Eine ausführliche Darstellung der Ergebnisse und des Modells findet man in Ref. [1] bis [3].

#### L i t e r a t u r

[1] Kissener, H.R. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 140

[2] Kissener, H.R. et al., Nucl. Phys. A207 (1973) 78

[3] Aswad, A. et al., Nucl. Phys. A208 (1973) 61

### 3.14 EINE NEUE PARAMETRISIERUNG DES KOLLEKTIVEN HAMILTONIANS FÜR DIE BESCHREIBUNG VON QUADRUPOLVIBRATIONSZUSTÄNDEN

F. Dönau und H. Reinhardt

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

D. Janssen und R.V. Jolos

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Ausgehend von der Holstein-Primakoff-Darstellung (HP) der Fermionenpaaroperatoren kann eine Parametrisierung des kollektiven Hamiltonians angegeben werden, die einige interessante Eigenschaften aufweist. Entsprechend Ref. [1] werden die Quasiteilchenoperatoren  $\alpha_i^+ \alpha_j^+$ ,  $\alpha_j \alpha_i$  und  $\alpha_i^+ \alpha_j$  durch die folgenden Ausdrücke ersetzt:

$$\alpha_i^+ \alpha_j^+ \Rightarrow (b^+ \sqrt{1 - \hat{p}})_{ij}, \quad \alpha_j \alpha_i \Rightarrow (\sqrt{1 - \hat{p}} b)_{ij}, \quad (1)$$

$$\alpha_i^+ \alpha \Rightarrow \hat{p}_{ij} \equiv \sum_k b_{ik}^+ b_{jk} \quad (2)$$

Die Bosonenoperatoren  $b^+$  und  $b$  genügen den Kommutationsrelationen "idealer" Bosonen:

$$[b_{ij}, b_{kl}^+] = \delta_{ik} \delta_{jl} - \delta_{il} \delta_{jk}, \quad [b_{ij}, b_{kl}] = [b_{ij}^+, b_{kl}^+] = 0. \quad (3)$$

Schwierigkeiten bereitet die Auswertung der Gleichungen (2) wegen des Wurzelausdruckes mit einem Operator im Radikanden. Zur Vereinfachung wird für den Dichteoperator  $\hat{p}$  folgende Näherung verwendet:

$$\hat{p}_{ij} \approx \delta_{ij} \frac{1}{Z} \sum_i \hat{p}_{ii} \quad (4)$$

Hierbei ist die Größe  $Z$  eine charakteristische Zahl für die Quasiteilchenzustände die im jeweiligen Kern wichtig sind. Durch die Approximation (4) wird der Operator  $\hat{p}$  ein Skalar bezüglich des Drehimpulses.

In den Gleichungen (1) und (2) werden die Quasiteilchenzustände  $i$  und  $j$  zu einem Gesamtspin  $I = 2$  gekoppelt und für die Bosonenoperatoren eine Tamm-Dankoff-Entwicklung (TD) vorgenommen. Sofern nur noch der kollektive Zweig der TD-Phononen betrachtet wird, erhält man für die modifizierten Gleichungen (1) und (2) folgende Beziehungen:

$$(\alpha_i^+ \alpha_j^+)_{2\mu} \Rightarrow r_{ij} c_\mu^+ \sqrt{1 - \hat{n}/Z}, \quad (5)$$

$$(\alpha_i^+ \alpha_j)_{2\mu} \Rightarrow \sum_k r_{ik} r_{jk} W(j_i j_j 22; 2j_k) (c^+ c)_{2\mu}. \quad (6)$$

Hierbei bedeuten  $r_{ij}$  die Amplitude des QT-Zustandes  $ij$  ( $I=2$ ) und  $c_\mu^+$  den Erzeugungsoperator des kollektiven TD-Phonons. Der Operator  $\hat{n}$  ist der Anzahloperator der TD-Phononen. Setzt man die Transformationen (5) und (6) in einen Pairing-plus-Quadrupol-Hamiltonian ein, so entsteht folgender anharmonischer Phononenhamiltonian:

$$H = \alpha \hat{n} - \beta \left\{ \sum_\mu c_\mu^+ c_\mu^+ \sqrt{(1 - \frac{\hat{n}+1}{Z})(1 - \frac{\hat{n}}{Z})} + \hat{n} (1 - \frac{1}{2Z} - \frac{\hat{n}}{Z}) + \gamma \sqrt{5} (c^+ c^+ \bar{c})_0 \sqrt{1 - \frac{\hat{n}}{Z}} + \gamma^2 \sqrt{5} ((c^+ \bar{c})_2 (c^+ \bar{c})_2)_0 \right\} + h.c. \quad (7)$$

Die Größen  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  sind Konstanten, in die die Amplituden der TD-Entwicklung eingehen.

Wir haben nun diese Größen als adjustierbare Parameter behandelt, um die Eigenschaften dieses Hamiltonians zu untersuchen. Der hauptsächliche Unterschied zu anderen Parametrisierungen des kollektiven Hamiltonians besteht im Auftreten der Wurzelausdrücke, die für Phononenzustände mit  $\langle \hat{n} \rangle \lesssim Z$  ein drastischen Einfluß bekommen und Zustände  $\langle \hat{n} \rangle > Z$  abschneiden. Die Phononenzahl kann hier also nicht beliebig groß werden. Ein solches Verhalten erscheint realistisch, wenn der kol-

lektive Freiheitsgrad nicht bis zu beliebig hohen Energien existiert.

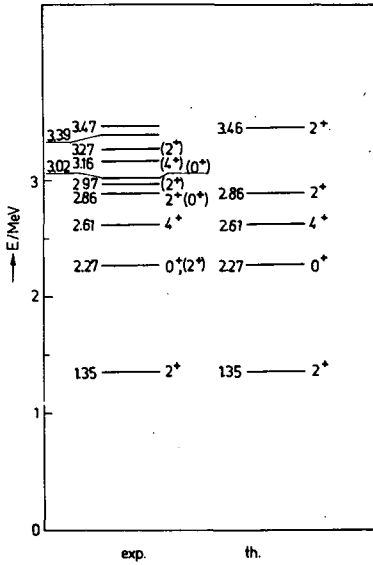


Abb. 1  
Vergleich des experimentellen und berechneten Energiespektrums für den Kern  $^{64}\text{Ni}$

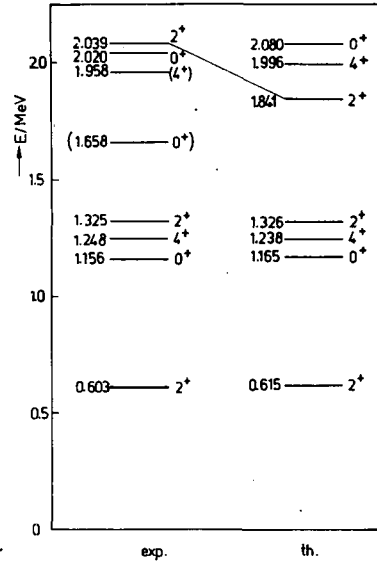


Abb. 2  
Vergleich des experimentellen und berechneten Energiespektrums für den Kern  $^{124}\text{Te}$

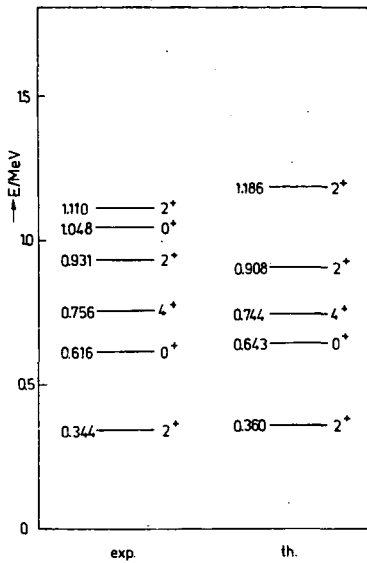


Abb. 3  
Vergleich des experimentellen und berechneten Energiespektrums für den Kern  $^{152}\text{Gd}$

Der Term 4. Ordnung in Gleichung (7) muß i. a. noch durch einen weiteren Parameter reduziert werden, wenn eine Anpassung an das Experiment erreicht werden soll. In den Abbildungen 1 bis 3 sind einige Beispiele für Fits experimenteller Spektren gezeigt. Auch E2-Übergangswahrscheinlichkeiten können angepaßt werden. Der Hamiltonian (7) erlaubt übrigens z. T. auch die Beschreibung von Übergangskernen, die ein sogenanntes zweites Minimum in der potentiellen Energie besitzen. Durch Variation der Parameter kann eine ähnliche Situation beschrieben werden, wie er z. B. bei Mo-Isotopen [2] beobachtet wird.

L i t e r a t u r

[1] Janssen, D. et al., Nucl. Phys. **A172** (1971) 145  
[2] Sheline, R.K., Phys. Lett. **41B** (1972) 115

### 3.15 DIE KOPPLUNG VON NICHTKOLLEKTIVEN ZUSTÄNDEN AN DIE KOLLEKTIVE BEWEGUNG

H. Reinhardt und F. Dönau

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In üblichen anharmonischen RPA-Rechnungen [1] werden die nichtkollektiven Wurzeln ohne ausreichende Begründung immer vernachlässigt. Ihr Einfluß auf die kollektive Bewegung wurde für einen Pairing-plus-Quadrupol-Hamiltonian untersucht. Ähnlich der von Sørensen [2] verwendeten Methode wurde ein anharmonischer Phononhamiltonian berechnet. Dabei wurden jedoch die Koeffizienten dritter Ordnung, die zu einer Kopplung zwischen kollektiven und nichtkollektiven Zweigen führen, ebenfalls mitgenommen. Aus dem resultierenden Hamiltonian

$$H = \sum_i \omega_i O_i^+ O_i + \sqrt{5} \left( \sum_{ijk} C_{ijk} ((O_i^+ O_k^+) \bar{O}_i)_0 \right) + \sum_{ijk} D_{ijk} ((C_i^+ C_j^+) O_k^+) + h.c.$$

gewinnt man mit Hilfe des Feshbachschen Projektionsformalismus [3] eine effektive Wechselwirkung, die im kollektiven Unterraum diagonalisiert werden kann.

Die Beschränkung der nichtkollektiven Basis auf maximal Zwei-Phononenzustände reduziert die Kopplung zwischen kollektiven und nichtkollektiven Freiheitsgraden auf I=2-Zustände. Sie erscheint gerechtfertigt, da man einen großen Einfluß hauptsächlich für die  $2_1^+$ - und  $2_2^+$ -Zustände erwartet.

Die numerischen Ergebnisse zeigen, daß die in [1] für alle Kerne erhaltene feste Niveaufolge des Zwei-Phononentriplets:  $0^+$ ,  $4^+$ ,  $2^+$  durch die Kopplung an die nichtkollektiven RPA-Lösungen geändert wird.

#### L i t e r a t u r

[1] Almoney, S.R. und G.J. Borse, Nucl. Phys. A171 (1971) 660  
 [2] Sørensen, B., Nucl. Phys. A97 (1967) 1  
 [3] Feshbach, H., Annals of Physics 19 (1962) 287

### 3.16 DER EINFLUSS DER NICHTKOLLEKTIVEN PHONONEN AUF DAS ZWEI-PHONONENTRIPLET IN VIBRATIONSKERNEN

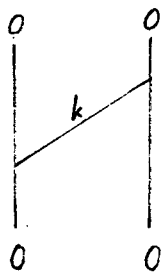
H. Reinhardt und F. Dönau

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

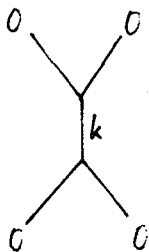
Eine sehr übersichtliche Methode zur Untersuchung der Kopplung von nichtkollektiven Freiheitsgraden an die kollektive Bewegung wird durch die grafische Störungstheorie geliefert. Bei Zugrundelegen eines anharmonischen Hamiltonians dritter Ordnung werden die Goldstone-Diagramme durch die beiden Vertizes



erzeugt. Die Drehimpulskopplung wird durch topologisch äquivalente Levinson-Grafen [1] gegeben. In niedrigster Ordnung tragen zur Phonon-Phonon-Wechselwirkung folgende Diagramme bei:



a)



b)



c)

(0 bezeichnet dabei das kollektive Phonon.)

Ihre dynamischen

$$-\frac{\tilde{C}_{00k}^2}{\omega_k}$$

$$\frac{\tilde{C}_{k00}^2}{2\omega - \omega_k}$$

$$\frac{\tilde{D}_{00k}^2}{-(2\omega + \omega_k)}$$

bzw. geometrischen Beiträge

$$5 \begin{Bmatrix} 2 & 2 & 1 \\ 2 & 2 & 2 \end{Bmatrix}$$

$$\delta_{12}$$

$$c_{12}$$

bestimmen die Tripletttaufspaltung. Die Niveaufolge wird in erster Näherung durch das Vorzeichen des 6-j-Symbols von Diagramm a) festgelegt. Dieses ist für  $I = 0, 4$  positiv, für  $I = 2$  negativ.  $0^+$ - und  $4^+$ -Zustände werden deshalb abgesenkt, während sich der  $2^+$ -Zustand nach oben verschiebt.

Betrachten wir nun die Beiträge der Diagramme b) und c).

Für Vibrationskerne gilt etwa  $\tilde{C}_{000} \approx \tilde{D}_{000}$ . Beschränkt man sich auf die kollektive Wurzel ( $k = 0, \omega_k = \omega$ ), so liefern die Diagramme b) und c)

$$\approx \frac{2}{3} C_{000}^2 > 0,$$

d.h. der  $2^+$ -Zustand wird noch weiter nach oben verschoben.

Berücksichtigt man dagegen auch nichtkollektive Wurzeln ( $k \neq 0$ ), so liefert das Diagramm b) für  $\omega_k > 2\omega$  einen negativen Beitrag und kann ein Absinken des  $2^+$ -Zustandes bewirken. Damit wird klar, weshalb bei Vernachlässigung der nichtkollektiven RPA-Lösungen [2] die Anharmonizitäten dritter Ordnung ständig die Tripletttaufspaltung  $0^+, 4^+, 2^+$  liefern.

L i t e r a t u r

[1] Jucis, A.P. et al., Matematicheskii apparat teorii momenta kolichestwa dwizheniya (AN Lit. SSR, Vilnius, 1960)  
 [2] Almoney, S.R. und G.J. Borse, Nucl. Phys. A171 (1971) 660

3.17 EIN MODELL SCHWACHER KOPPLUNG FÜR DEFORMIERTE KERNE, ANGEWANDT AUF <sup>29</sup>Si

H.J. Wiebicke und L. Münchow  
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Wir betrachten deformierte Kerne, deren Gesamtenergie, aufgetragen über der Deformation, zwei etwa gleich tiefe Minima bei positiver und negativer Deformation zeigt. In diesem Fall führt das Konzept der starken Kopplung (Nilsson-Modell + Coriolis-Bandenmischung) zu Schwierigkeiten, da eine einheitliche Deformation

für alle mischenden Zustände nicht mehr vorausgesetzt werden kann. Andererseits sollte sich der Einfluß von Basiszuständen mit positiver und negativer Deformation auf die resultierenden Einteilchenzustände durch ihre Überlagerung zumindest teilweise aufheben. Dann bietet sich das Modell der schwachen Kopplung an.

Wir nehmen an, daß ein ungerades Teilchen schwach an einen rotierenden geraden Rumpfkern gekoppelt ist und sich in nullter Näherung in dessen mittlerem sphärisch-symmetrischen Feld bewegt. Der Hamiltonian besteht in diesem Modell aus drei Termen,

$$H = H_R + H_{sp} + H_{int} , \quad (1)$$

die die Rotation des Rumpfes, die Einteilchenbewegung und deren Wechselwirkung beschreiben. Die Basisfunktionen ergeben sich durch Vektorkopplung der Wellenfunktionen des rotierenden Rumpfes  $D_{MO}^R(\theta_i)$  und des ungeraden Teilchens  $\varphi_{nlj}^m(r)$  als

$$|RjJM_J\rangle = \sqrt{\frac{2R+1}{8}} \sum_{Mm} (RjMm|JM_J) D_{MO}^R(\theta_i) \varphi_{nlj}^m(r) , \quad (2)$$

wobei die Drehimpulse  $\vec{R}$  und  $\vec{j}$  erhalten werden. Die Funktionen (2) beschreiben eine völlige Entkopplung des Teilchens vom Rumpf. Sie sind Eigenfunktionen des Hamiltonians

$$H_0 = H_R + H_{sp} = A \cdot \vec{R}^2 + B \cdot \vec{R}^4 + H_{sp} \quad \text{mit} \quad A = \frac{\hbar^2}{2I} . \quad (3)$$

Deshalb ist die übliche Substitution  $\vec{R} = \vec{J} - \vec{j}$  nicht notwendig, und der Effekt der Coriolis-Wechselwirkung ist schon in den Basiszuständen enthalten. Der Hamiltonian  $H_0$  erzeugt ein Spektrum entarteter Multipletts mit den Eigenwerten

$$E_0 = A \cdot R(R+1) + B \cdot (R(R+1))^2 + E_{nlj} . \quad (4)$$

Die Parameter A und B erhält man aus dem Rotationsspektrum des geraden Kerns und die Energien  $E_{nlj}$  aus den sphärischen Einteilchenzuständen ( $R = 0$ ) im experimentellen Spektrum des ungeraden Kerns.

Der Wechselwirkungshamiltonian  $H_{int}$  besteht aus zwei Termen,

$$H_{int} = -\eta \vec{R} \cdot \vec{j} - \varkappa Q^C \cdot Q^D , \quad (5)$$

wobei  $Q^C$ ,  $Q^D$  die Quadrupoloperatoren sind, die jeweils nur auf die Wellenfunktionen des Rumpfes beziehungsweise des Teilchens wirken.

Der zweite Term führt zu einer Mischung von Basiszuständen, während der erste in der Basis (2) diagonal ist, wegen seiner J-Abhängigkeit aber ebenso wie der QQ-Term eine Aufspaltung der entarteten Multipletts verursacht. Die Stärken  $\eta$  und  $\varkappa$  werden durch Anpassung an das experimentelle Spektrum bestimmt. Dem Term  $-\eta \vec{R} \cdot \vec{j}$  entspricht im Konzept der starken Kopplung eine Abschwächung der Coriolis-Wechselwirkung. Wir erhielten für den Abschwächungsfaktor  $\mathcal{R}$  die Beziehung

$$\mathcal{R} = 1 - \eta / A . \quad (6)$$

Der QQ-Term drückt den Einfluß der Deformation auf die Einteilchenbewegung aus. Es gilt:

$$\varkappa Q_0 = m \omega_0^2 \delta / 3$$

mit dem statischen Quadrupolmoment  $Q_0$ , der Nukleonmasse  $m$ , der Oszillatorfrequenz  $\omega_0$  und der Deformation  $\delta$ .

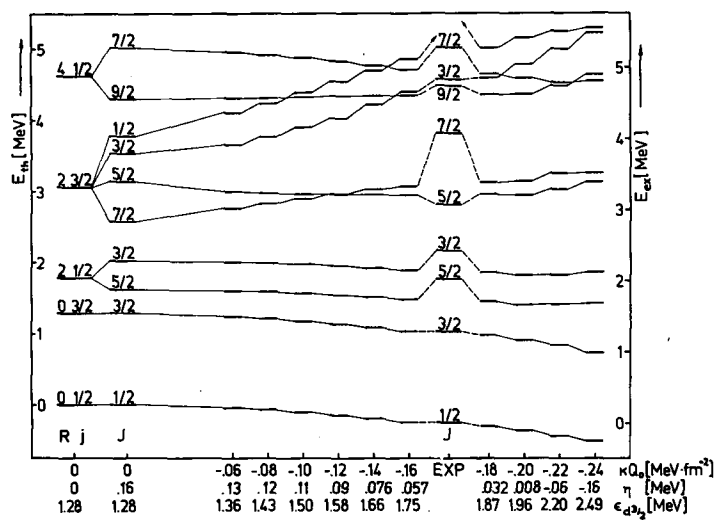


Abb. 1

Vergleich der nach dem Modell schwacher Kopplung berechneten Energiespektren mit den experimentellen Werten für den Kern  $^{29}\text{Si}$

regten Zustand und die Aufspaltung des ersten Dubletts exakt beschreiben zu können. Als Bestfit-Parameter erhielten wir  $\eta = 0,057 \text{ MeV}$  ( $\alpha \approx 0,9$ ) und für das Produkt  $\alpha Q_0$  den Wert  $-0,16 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^{-2}$ , der einer effektiven Deformation  $\delta_{\text{eff}} \approx -0,1$  entspricht. Wir bemerken, daß dies keine reelle Deformation ist, sondern ein Parameter, der den schwachen Einfluß des deformierten Rumpfes auf die Einteilchenbewegung widerspiegelt.

Für den Kern  $^{29}\text{Si}$  wurden fünf Basiszustände  $|RjJM_J\rangle$  mit den Einteilchenkonfigurationen  $nlj = 2s_{1/2}$  ( $R = 0, 2, 4$ ) und  $nlj = 1d_{3/2}$  ( $R = 0, 2$ ) in die Rechnung einbezogen. In Abb. 1 sind (von links nach rechts) das Spektrum der entarteten Multipletts, der aufgespalteten Multipletts nach Einschalten der Rj-Wechselwirkung ( $\eta = 0,16 \text{ MeV}$ ) und die berechneten Spektren mit wachsender Stärke mit den experimentellen Ergebnissen verglichen worden. Die Bindungsenergie des  $1d_{3/2}$ -Zustandes und die Stärke  $\eta$  wurden für jeden Wert  $\alpha$  neu bestimmt, um den ersten ange-

3.18 CORIOLIS-KOPPLUNG IN GERADEN KERNEN

L. Münchow und F.R. May

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In Zusammenhang mit dem "back-bending"-Verhalten von einigen Rotationsbanden wurde von Stephens und Simon [1] das Modell der Coriolis-Kopplung der Grundzustandsbande mit Zwei-Quasiteilchen- $K^\pi = 1^+$ -Banden vorgeschlagen. Dabei taucht die Frage der Abschwächung dieser Wechselwirkung auf. Da die Rotationsenergie der Grundzustandsbande bereits das Ergebnis einer Bandenmischung in Störungsnahe ist, sollte man stark reduzierte Corioliskopplung erwarten. In Analogie zur Beschreibung ungerader Kerne [2] erhält man für das Kopplungsmatrixelement zwischen Zuständen der Grundzustandsbande  $|IMK = 0\rangle$  und einer Zwei-Quasiteilchenbande  $|IM11', K = \pm 1\rangle$

$$\langle IMK=0|(H-E)|IMK=\pm 1\rangle = \frac{\pm i \langle 0|J_y|11'\rangle \sqrt{I(I+1)}}{J} \left( 1 - \frac{\langle 0|(H-E_0)J_y|11'\rangle}{\langle 0|J_y|11'\rangle 2j} J \right)$$

$$\equiv \langle 0|H_c|11'\rangle R_{0\pm 1}$$

mit  $J$  - Peierls-Yoccoz-Trägheitsmoment [3],  
 $j = 1/2 \langle 0|J_y^2|0\rangle$  und  
 $H_c$  - Corioliswechselwirkung.

Bei langreichender Wechselwirkung [4] ist

$$f = \frac{2 \cdot (\sum_{11'} |\langle 0 | J_y | 11' \rangle|^2)^2}{\sum_{11'} E_{11'} |\langle 0 | J_y | 11' \rangle|^2} \approx \frac{4j}{E_{11'}}$$

( $E_{11'}$  - mittlere Zwei-Quasiteilchenenergie)

und

$$R_{0\pm 1} = 1 - \frac{E_{11'}}{4j} \cdot f \sim 0,$$

d.h. im Mittel verschwindet die Coriolis- $\Delta K = \pm 1$ -Kopplung in geraden Kernen.

Die gemischte Wellenfunktion

$$|IM\nu\rangle = |IMO\rangle + \sum_{11'} C_{11'}^{\pm} |IM11'K = \pm 1\rangle$$

enthält störungstheoretisch die Amplituden

$$C_{11'}^{\pm} = \mp i \frac{\sqrt{I(I+1)}}{\langle 0 | J^2 | 0 \rangle} (\langle 0 | J_y | 11' \pm \rangle - \frac{\langle 0 | J^2 | 0 \rangle}{f} \tilde{C}_{11'}^{\pm}).$$

Dabei erfüllen die Koeffizienten  $C_{11'}^{\pm}$ , die Thouless-Gleichung [5] und geben den entsprechenden Beitrag zur Rotationsenergie, während das zu  $\langle 0 | J_y | 11' \pm \rangle$  proportionale Glied die in der Grundzustandsbande enthaltene Peierls-Yoccoz-Rotationsenergie kompensiert. Da diese jedoch von der gleichen Größenordnung wie die Thouless-Rotationsenergie ist [6], erweist sich in der Störungsrechnung die  $\Delta K = \pm 1$ -Kopplung als klein.

#### L i t e r a t u r

- [1] Stephens, F.S. und R.S. Simon, Nucl. Phys. A183 (1972) 257
- [2] May, F.R. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 132
- [3] Peierls, R.E. und J. Yoccoz, Proc. Phys. Soc. A70 (1957) 381
- [4] Frauendorf, S. et al., Nucl. Phys. A125 (1969) 369
- [5] Thouless, D.J., Nucl. Phys. 21 (1960) 225
- [6] Friedmann, W.A. und L. Wilets, Phys. Rev. G2 (1970) 892

### 3.19 INTERPRETATION DES ABSCHWÄCHUNGSFAKTORS IN UNGERADEN KERNEN

L. Münchow und F.R. May

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für die zwei Banden  $|IMK\rangle$  und  $|IMK+1\rangle$  erhält man im Projektionsformalismus das Kopplungsmatrixelement [1]

$$\begin{aligned} \langle IMK | H | IMK+1 \rangle - E_{I\nu} \langle IMK | IMK+1 \rangle &= -\frac{1}{2\mathcal{J}_0} \langle K | j_{-} | K+1 \rangle \xi_{KK+1}^{(+)} \\ &\cdot \sqrt{(I-K)(I+K+1)} \left(1 - \frac{E_{K+1} - E_K}{4j_0} \mathcal{J}_0\right) \equiv \langle IMK | H_c | IMK+1 \rangle R_{KK+1} \end{aligned} \quad (1)$$

mit  $\mathcal{J}_0$  - Trägheitsmoment des Rumpfes,  $j_0$  - Dispersionsparameter des Rumpfes.



Ursache der Abschwächung  $R_{KK+1} < 1$  ist die Bandenmischung, die bereits in diagonalen Approximation entsteht. Da die explizite Mischung mit den Matrixelementen (1) zu Energiekorrekturen der Größenordnung  $\mathcal{J}'/\mathcal{J}_0$  führt ( $\mathcal{J}'$  - Trägheitsmoment des ungeraden Teilchens), muß auch die diagonale Energie  $E_K^{(I)}$  in dieser Ordnung berechnet werden:

$$E_K^{(I)} = \frac{\langle \text{IMK} | H | \text{IMK} \rangle}{\langle \text{IMK} | \text{IMK} \rangle} = E_K + E_0 + \frac{1}{2\mathcal{J}_K} [I(I+1) - K^2], \quad K \neq 1/2 \quad (2)$$

$$\frac{1}{2\mathcal{J}_K} = \frac{1}{2\mathcal{J}_0} \left(1 - \frac{2j'}{j_0}\right) + \frac{E_{K+1} - E_K}{16j_0^2} |\langle K | j_y | K+1 \rangle|^2$$

mit  $j' = \frac{1}{2} |\langle K | j_y | K+1 \rangle|^2$ . Die explizite Kopplung (1) führt in der Störungsrechnung zu dem Resultat

$$E_I^{(K)} = E_K^{(I)} - \frac{|\langle \text{IMK} | H - E_{I\nu} | \text{IMK+1} \rangle|^2}{E_{K+1} - E_K} = E_K^{(I)} + \left(-\frac{1}{2\mathcal{J}_0} \cdot \frac{\mathcal{J}'}{\mathcal{J}_0} + \frac{1}{\mathcal{J}_0} \cdot \frac{j'}{j_0}\right) - \frac{1}{16j_0^2} (E_{K+1} - E_K) |\langle K | j_y | K+1 \rangle|^2 \xi_{KK+1}^{(+)^2} (I(I+1) - K(K+1)) \quad (3)$$

$$= E_K^{(I)} + \frac{1}{2(\mathcal{J}_0 + \mathcal{J}')} (I(I+1) - K^2).$$

Darin ist  $\mathcal{J}' = \frac{|\langle K | j_y | K+1 \rangle|^2 \xi_{KK+1}^{(+)^2}}{E_{K+1} - E_K}$  das Crankingträgheitsmoment des ungeraden Quasiteilchens. Gleichung (3) stellt das bekannte Resultat der starken Kopplung dar.

Der Einfluß des Gliedes  $-\frac{(E_{K+1} - E_K)}{4j_0} \mathcal{J}_0$  läßt sich auch in der Wellenfunktion ersehen. In der Störungsrechnung ist die gemischte Wellenfunktion  $|\text{IM}\nu\rangle = |\text{IMK}\rangle + c_{I\nu}^{K+1} |\text{IMK+1}\rangle$  mit

$$c_{I\nu}^{K+1} = \frac{1}{2\mathcal{J}} \frac{\langle K+1 | j_+ | K \rangle \xi_{K+1K}^{(+)} \sqrt{(I-K)(I+K+1)}}{E_{K+1} - E_K} - \frac{1}{8j_0} \langle K+1 | j_+ | K \rangle \xi_{K+1K}^{(+)} \sqrt{(I-K)(I+K+1)} \equiv c_{I\nu}^{K+1} (1) + c_{I\nu}^{K+1} (2). \quad (4)$$

Wegen

$$\int d\Omega D_{MK+1}^{I*}(\Omega) R(\Omega) J_+ |K\rangle = \sqrt{(I-K)(I+K+1)} |\text{IMK}\rangle \cdot \langle \text{IMK} | \text{IMK} \rangle^{1/2}$$

kompensiert der zum Drehimpulsoperator  $J_+$  proportionale Anteil  $c_{I\nu}^{K+1} (2)$  in Formel (4) gerade die Komponente vom Typ  $J_+ |K\rangle$ , die im Zustandsvektor  $|\text{IMK}\rangle$  enthalten ist.

### L i t e r a t u r

[1] May, F.R. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 132

3.20 ZUR EXISTENZ EINER DIREKTEN KOPPLUNG ZWISCHEN ZWEI ROTATIONSBANDEN MIT  $\Delta K > 1$

F.R. May und L. Münchow

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Eine Diagonalisierungsaufgabe, die die projizierten Drehimpulseigenfunktionen  $|IMk\rangle$  als Basisfunktionen benutzt [1], eignet sich gut zum Studium der sehr aktuellen  $\Delta K > 1$ -Mischungen [2], da die Zahl der einzubeziehenden Konfigurationen eingeschränkt werden kann. Der in die projizierte Wellenfunktion  $|IMk\rangle$  eingehende Drehoperator  $R_y(\beta)$  enthält alle Potenzen des Drehimpulsoperators  $J_y$  und ermöglicht auf diese Weise im Gegensatz zur Corioliskopplung eine direkte Kopplung von jeweils zwei Zuständen mit  $\Delta K = |K_1 - K_2| > 1$ . Ob die  $\Delta K > 1$ -Mischung nun durch eine direkte Kopplung entsprechender Zustände  $|IMk_1\rangle, |IMk_2\rangle$  mit  $K_2 \neq K_1 \pm 1$  oder durch eine  $\Delta K=1$ -Mehrstufenkopplung über Zwischenzustände  $|IMk'\rangle$  realisiert ist, berührt die Frage nach der Existenz von Kopplungstermen mit  $\Delta K > 1$  im Hamiltonian der Corioliswechselwirkung.

Die in die Bandenmischungsaufgabe des Projektionsformalismus eingehenden Überlappungsintegrale  $h_{k_1 k_2}(\beta)$  und  $n_{k_1 k_2}(\beta)$  werden dazu mit in [3] beschriebenen Näherungen auf die folgende Gestalt gebracht:

$$h_{k_1 k_2}(\beta) = \langle \phi_0 | \alpha_{k_1} H R_y(\beta) \alpha_{k_2}^+ | \phi_0 \rangle$$

$$= (h_0(k_1, k_2) + h_1(k_1, k_2) \sin^2 \beta) d_{k_1 k_2}(\beta) e^{-j_c \sin^2 \beta}$$

und

$$n_{k_1 k_2} = u_{k_1 k_2}^{(+)} d_{k_1 k_2}(\beta) e^{-j_c \sin^2 \beta} \quad \text{mit} \quad u_{k_1 k_2}^{(+)} = u_{k_1} u_{k_2} + v_{k_1} v_{k_2},$$

wobei für die  $\Delta K=2$ -Mischung  $k_1 \equiv \{K, \sigma_{k_1}\}$  und  $k_2 \equiv \{K+2, \sigma_{k_2}\}$   $h_0(k_1, k_2)$  und  $h_1(k_1, k_2)$  sich aus den folgenden Beziehungen berechnen:

$$h_0(k_1, k_2) = \left( h_{0c}(k_1, k_2) + \frac{E_{k_1} + E_{k_2}}{2} \right) u_{k_1 k_2}^{(+)}$$

$$- \frac{1}{8 \langle k_2 | j_y^2 | k_1 \rangle} \sum_{\sigma_{k_2-1}}^{(+)} u_{k_2 k_2-1}^{(+)} u_{k_2 k_2-1}^{(+)} (E_{k_2-1} - E_{k_2}) \langle k_2 | j_+ | k_2-1 \rangle \langle k_2-1 | j_+ | k_1 \rangle$$

$$- \frac{1}{8 \langle k_2 | j_y^2 | k_1 \rangle} \sum_{\sigma_{k_2+1}}^{(+)} u_{k_2 k_2+1}^{(+)} u_{k_2 k_2+1}^{(+)} (E_{k_2+1} - E_{k_2}) \langle k_2 | j_- | k_2+1 \rangle \langle k_2+1 | j_- | k_1 \rangle,$$

$$h_1(k_1, k_2) = h_{1c}(k_1, k_2) u_{k_1 k_2}^{(+)} - \frac{i}{24 \langle k_2 | j_y^2 | k_1 \rangle} \sum_{\sigma_{k_2-1}}^{(+)} u_{k_2 k_2-1}^{(+)} u_{k_2 k_2-1}^{(+)} (E_{k_2-1} - E_{k_2}) \langle k_2 | j_+ | k_2-1 \rangle \langle k_2 | j_y^3 | k_2-1 \rangle$$

$$- \frac{i}{24 \langle k_2 | j_y^2 | k_1 \rangle} \sum_{\sigma_{k_2+1}}^{(+)} u_{k_2 k_2+1}^{(+)} u_{k_2 k_2+1}^{(+)} (E_{k_2+1} - E_{k_2}) \langle k_2 | j_- | k_2+1 \rangle \langle k_2+1 | j_y^3 | k_1 \rangle.$$

Um das Schema der numerischen Rechnung weiter zu vereinfachen, werden die Näherungen

$$h_0(k_1, k_2) = \left( h_{0c} + \frac{E_{k_1} + E_{k_2}}{2} \right) u_{k_1 k_2}^{(+)}$$

und

$$h_1(k_1, k_2) = h_{1c} u_{k_1 k_2}^{(+)}$$

vorgeschlagen ( $h_{oc} = \langle \phi_0 | H | \phi_0 \rangle$ ). Die auf diese Weise untersuchte  $\Delta K=2$ -Mischung in  $^{171}\text{Lu}$  ( $\delta = 0,27$ ) ergibt qualitativ das im Experiment [2] beobachtete Verhalten der beiden Rotationsbanden  $1/2^+[411]$  und  $5/2^+[402]$ . Die Beimischung für die Niveaus mit dem Spin  $I = 17/2$  beträgt etwa 30 %. Um den Einfluß hochliegender Zwischenzustände  $|I\ 3/2^+[411]\rangle$  auf die  $\Delta K=2$ -Mischung zu betrachten, wird die indirekte Komponente ( $\Delta K = 1$ ) des Kopplungsmatrixelementes  $H_{1/2\ 5/2}^{I=17/2}$  berechnet [3]. Wie diese Betrachtung für die Mischung in  $^{171}\text{Lu}$  zeigt, sind die direkte Kopplung und die indirekte Kopplung über Zwischenzustände von vergleichbarem Einfluß. Eine solche Schlußfolgerung wurde von Foin et al. [4] für die  $\Delta K=2$ -Mischung der Rotationsbanden  $1/2^+[411]$  und  $5/2^+[402]$  im Nachbarisotop  $^{169}\text{Lu}$  gezogen.

Von entscheidendem Einfluß auf die Resultate einer detaillierten mikroskopischen Rechnung ist die Bestimmung der Gleichgewichtsdeformation für die inneren Zustände  $1/2^+[411]$  und  $5/2^+[402]$ .

#### L i t e r a t u r

- [1] May, F.R. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 132
- [2] Kemnitz, P. et al., Phys. Lett. 39B (1972) 179
- [3] May, F.R., Dissertation, TU Dresden, 1973
- [4] Foin, et al., Nucl. Phys. A199 (1973) 129

### 3.21 MIKROSKOPISCHE BERECHNUNG DER ROTATIONSPARAMETER FÜR ATOMKERNE MIT UNGERADER MASSENZAHL

F.R. May und L. Münchow

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Im Rahmen des Drehimpulsprojektionsformalismus können die Anregungsenergien einer gg-Kern-Rotationsbande ( $\delta \gtrsim 0,08$ ) in Abhängigkeit von zwei Größen  $h_{1c}$  und  $j_c$  beschrieben werden [1]. Die beiden Größen kann man im Sinne eines phänomenologischen Zuganges als aus dem Experiment zu bestimmende Parameter auffassen. Sie lassen sich aber auch mikroskopisch ermitteln:

$$j_c = \frac{1}{2} \langle \phi_0 | J_y^2 | \phi_0 \rangle, \quad h_{1c} = -\frac{1}{2} (\langle \phi_0 | H J_y^2 | \phi_0 \rangle - \langle \phi_0 | H | \phi_0 \rangle \langle \phi_0 | J_y^2 | \phi_0 \rangle). \quad (1)$$

Legt man für die innere Funktion  $\phi_0$  die BCS-Funktion zugrunde und beschränkt sich auf den Pairing+QQ-Modellhamiltonian, so ergeben sich folgende numerisch auszuwertende Ausdrücke [2]:

$$j_c = \frac{1}{4} \sum_{ij} (u_i v_i - v_j u_j)^2 |\langle i | j_y | j \rangle|^2 \quad (2)$$

und

$$h_{1c} = -\frac{1}{8} \sum_{ij} (u_i v_i - u_j v_j)^2 |\langle i | j_y | j \rangle|^2 (E_i + E_j). \quad (3)$$

Durch  $\langle i | j_y | j \rangle$  sind die Matrixelemente des Drehimpulsoperators  $j_y$  mit deformierten Funktionen  $i \equiv \{K_i, G_i\}$  und durch  $E_i$  die Quasiteilchenenergien bezeichnet. Alle zur Charakteristik der Rotationsbanden üblicherweise verwendeten Größen, wie z.B. der Trägheitsparameter  $A = \frac{1}{2J} = -\frac{h_{1c}}{4j_c^2}$  oder der B-Koeffizient der Bohr-Mottelson-Entwicklung lassen sich durch die Parameter  $h_{1c}$  und  $j_c$  ausdrücken.

Das Auftreten des Dispersionsparameters  $j_c$  ist mit der nichtadiabatischen Beschreibung durch die projizierten Drehimpulseigenfunktionen verknüpft.

Die Rotationsbanden  $|IMk\rangle$  von Atomkernen mit ungerader Massenzahl lassen sich in analoger Weise parametrisieren [3]. Neben einem verallgemeinerten Entkopplungsparameter treten verallgemeinerte Größen  $h_1$  und  $j$  auf, deren Berechnung mit Ein-Quasiteilchenfunktionen  $\phi_k$  auf die Ausdrücke

$$j(k) = \frac{1}{4} \sum_{ij} (u_i v_j - v_i u_j)^2 |\langle i | j_y | -i \rangle|^2 - \frac{1}{2} \sum_i (u_i v_k - v_i u_k)^2 |\langle i | j_y | -k \rangle|^2 + \frac{1}{2} \sum_{k'} (u_k u_{k'} + v_k v_{k'})^2 |\langle k | j_y | k' \rangle|^2 \quad (4)$$

und

$$h_1(k) = h_{1c}(k) - \frac{1}{8} \sum_{k'+k} (u_k u_{k'} + v_k v_{k'})^2 [|\langle k | j_y | k' \rangle|^2 + |\langle k | j_y | -k' \rangle|^2] (E_{k'} - E_k) \quad (5)$$

führt [4]. Die erste Summe in (4) repräsentiert den Beitrag des gg-Rumpfes zum Erwartungswert von  $J_y^2$ , die dritte Summe den des ungeraden Teilchens. Durch die zweite Summe wird der "blocking"-Effekt berücksichtigt. Terme der ersten Summe mit  $i = k$  bzw.  $j = k$  werden auf diese Weise eliminiert. Als Ausdruck des "blocking"-Effektes hat man im Beitrag  $h_{1c}(k)$  des gg-Rumpfes zum Parameter  $h_1(k)$  die Terme mit  $i = k$  bzw.  $j = k$  zu streichen. Der in (5) angeführte Ausdruck für den Parameter  $h_1(k)$  schließt die Näherung ein, daß das Überlappungsintegral

$\langle \phi_k | R_y(B) | \phi_k \rangle$  ( $R_y(B) = e^{-iB J_y}$ ) nur in der Umgebung von  $B = 0$  merklich von Null verschieden ist. Eine solche Annahme wird fragwürdig bei Rotationsbanden mit  $K = 1/2$  und bei solchen inneren Zuständen, für die sich das äußere Nukleon in einer Bahn mit einem großen Drehimpuls, wie z.B.  $h_{11/2}$  oder  $i_{13/2}$  befindet.

Wird eine Mischung der Rotationsbanden  $|IMk\rangle$  bezüglich der Quantenzahl  $k$  wichtig, so hat man für die nichtdiagonalen Überlappungsintegrale

$\langle \phi_0 | \alpha_k H R_y(B) \alpha_{k'}^+ | \phi_0 \rangle$  Matrixelemente von der Gestalt  $\langle \phi_0 | \alpha_{k \pm 1} \alpha_{k'}^+ | \phi_0 \rangle$  zu berechnen [4]:

$$\langle \phi_0 | \alpha_k Q_{\pm 1} \alpha_{k'}^+ | \phi_0 \rangle = -\frac{1}{\sqrt{6}} \frac{E_{k'} - E_k}{\chi \langle \phi_0 | Q_0 | \phi_0 \rangle} (u_k u_{k'} + v_k v_{k'}) \langle k | j_y | k' \rangle \quad (6)$$

( $\chi$ : Stärkekonstante der QQ-Wechselwirkung).

Vernachlässigt man die Antisymmetrisierung zwischen dem Rumpf und dem äußeren Nukleon und nimmt wiederum an, daß für die Auswertung von  $\langle \phi_k | R_y(B) | \phi_k \rangle$  nur Beiträge aus der Umgebung von  $B = 0$  wesentlich sind, so erhält man einen Parameter  $h_1(k, k')$ , der eine ähnliche Struktur wie der Parameter  $h_1(k)$  im Falle der ungestörten Banden aufweist.

#### L i t e r a t u r

- [1] Frauendorf, S. et al., Jaderaja Fizika 12 (1970) 939
- [2] Frauendorf, S. et al., Nucl. Phys. A125 (1969) 369
- [3] May, F.R. et al., ZfK-233 (1972)
- [4] May, F.R., Dissertation, TU Dresden, 1973

### 3.22 PHÄNOMENOLOGISCHE BESCHREIBUNG DER GRUNDZUSTANDS-ROTATIONSBANDEN IN gg-KERNEN

N.d. Thang<sup>1)</sup>, F.-R. May und L. Münchow

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Im Rahmen des Projektionsformalismus wird das Energiespektrum von gg-Kernen mit  $K = 0$  durch

$$E_I = \frac{\langle IM|H|IM \rangle}{\langle IM|IM \rangle} \approx \frac{\langle \phi_0 | HR(\mathcal{J}) | \phi_0 \rangle}{\langle \phi_0 | R(\mathcal{J}) | \phi_0 \rangle} = \frac{\int_0^\pi d\mathcal{J} \sin\mathcal{J} P_I(\mathcal{J}) H(\mathcal{J})}{\int_0^\pi d\mathcal{J} \sin\mathcal{J} P_I(\mathcal{J}) n(\mathcal{J})} \quad (1)$$

beschrieben. Mit  $\mathcal{J}$  ist der Winkel zwischen zwei Lagen der körperfesten z-Achse bezeichnet,  $P_I(\mathcal{J})$  ist das Legendre-Polynom,  $R(\mathcal{J})$  - der Drehoperator und  $|\phi_0\rangle$  - die innere Wellenfunktion des deformierten Zustands. Wie in der Arbeit [1] gezeigt wurde, lassen sich in Gaußscher Näherung die Überlappungsintegrale  $n(\mathcal{J}) \equiv \langle \phi_0 | R(\mathcal{J}) | \phi_0 \rangle$  und  $H(\mathcal{J}) \equiv \langle \phi_0 | HR(\mathcal{J}) | \phi_0 \rangle$  parametrisieren, wodurch (1) die Form

$$E_I = h_0 + h_1 \frac{N_2(I, j)}{N_0(I, j)} \quad (2)$$

mit

$$N_\nu = \int_0^\pi d\mathcal{J} \sin^{\nu+1}\mathcal{J} P_I(\cos\mathcal{J}) \exp(-j \sin^2\mathcal{J}) \quad (3)$$

erhält. Die Ergebnisse der Berechnungen von  $E_I$  nach (2) mit Hilfe der aus den  $2^+$ - und  $4^+$ -Zuständen phänomenologisch bestimmten Parameter  $j$ ,  $h_1$  stimmen bis zu hohen Spins ( $I = 10-14$ ) gut mit den experimentellen Daten überein [1,2]. Bei noch höheren Spins treten jedoch im so berechneten Spektrum gesetzmäßige Abweichungen auf. Bis zu einem gewissen Spin  $I^*$  sind die berechneten Werte kleiner, danach größer als die experimentellen. Zur Beantwortung der Frage, ob es Parameterwerte gibt, die eine gute Beschreibung des gesamten Spektrums anhand der Formel (2) ermöglichen, werden diese Parameter durch Fit an alle experimentellen Werte des Energiespektrums bestimmt. Es erweist sich, daß man solche "effektiven" Parameter im allgemeinen Falle nicht finden kann. Sie existieren nur für "normale" Kerne. Damit sind Kerne ohne back oder forward bending gemeint. Als Beispiele geben wir einige Ergebnisse in den Tabellen an. Daraus wird folgendes erkennbar:

1. Der Projektionsformalismus gibt bei passender Wahl der Parameter eine zufriedenstellende Beschreibung der Grundzustands-Rotationsbanden der "normalen" Kerne bis zu relativ hohen Spins ( $I \leq 18$ ) (Tabelle 1).
2. Für Kerne wie  $^{166}\text{Er}$ ,  $^{156,158,160}\text{Dy}$  oder  $^{160,162}\text{Er}$  (bei den letzteren ist back bending [4] nachgewiesen worden), läßt sich das gesamte Spektrum durch einheitliche Parameter  $j$ ,  $h_1$  nicht reproduzieren. Man kann jedoch den unteren und oberen Teil durch unterschiedliche Parameter gut beschreiben (Tabelle 2), was einem Übergang aus dem suprafluiden zum normalen Zustand entspricht.
3. Für solche Kerne wie  $^{158}\text{Er}$ ,  $^{132}\text{Ce}$ , bei denen back bending und forward bending beobachtet wird [3,4], gibt die Projektionsformel nur den unteren Teil des Spektrums richtig wieder (Tabelle 3). Wie es scheint, ist der Phasenübergang in diesen Kernen kompliziert.

<sup>1)</sup> Universität Hanoi, DRV

Tabelle 1

Energien der Grundzustands-Rotationsbande für Kerne ohne back oder forward bending

Kern	<sup>1)</sup>	2 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	6 <sup>+</sup>	8 <sup>+</sup>	10 <sup>+</sup>	12 <sup>+</sup>	14 <sup>+</sup>	16 <sup>+</sup>	18 <sup>+</sup>	j	h <sub>1</sub>
172 <sub>Hf</sub>	e	94,5	307,9	627,0	1036,0	1519,0	2063,0	2651,0	3273,5	3915,0		
	f	94,2	308,4	628,1	1036,9	1519,1	2060,9	2650,4	3274,1	3917,0	16,23	13895
	a	-0,3	0,5	1,1	0,9	0,1	-2,1	-0,6	0,6	2,0		
174 <sub>Hf</sub>	e	91,0	298,0	609,0	1010,0	1487,0	2022,0	2599,0				
	f	90,6	299,1	611,1	1011,4	1485,2	2018,9	2601,2	3219,0	3858,2	16,67	14321
	a	-0,4	1,1	2,1	1,4	-1,8	-3,1	2,2				
176 <sub>Hf</sub>	e	89,0	291,0	598,0	999,0	1482,0	2035,0	2647,0	3306,0			
	f	88,7	290,9	598,1	999,2	1482,1	2034,9	2646,8	3306,1	4001,7	19,64	19668
	a	-0,3	-0,1	0,1	0,2	0,1	-0,1	-0,2	0,1			
164 <sub>Er</sub>	e	92,0	300,0	615,0	1025,0	1518,0	2082,0	2701,0	3367,0			
	f	91,5	299,7	615,2	1025,8	1518,5	2080,7	2701,0	3367,3	4067,7	18,96	18803
	a	-0,5	-0,3	0,2	0,8	0,5	-1,3	0,0	0,3			
168 <sub>Yb</sub>	e	87,4	286,2	584,9	969,7	1425,1	1935,6	2498,2	3072,7	3686,5		
	f	87,6	287,6	586,6	969,9	1423,1	1933,4	2499,5	3079,2	3688,6	16,54	13516
	a	0,2	1,4	1,7	0,2	-2,0	-2,2	1,3	6,5	2,1		
172 <sub>W</sub>	e	123,0	377,4	727,0	1170,0	1616,0	2129,0	2677,0	3253,0	3850,0		
	f	126,3	372,2	719,9	1143,1	1621,9	2141,7	2692,2	3259,4	3833,9	11,80	8094
	a	3,3	-5,2	-7,1	-26,9	5,9	12,7	15,2	6,4	-16,1		

Tabelle 2

Energien der Grundzustands-Rotationsbande für back bending Kerne

Kern	<sup>1)</sup>	2 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	6 <sup>+</sup>	8 <sup>+</sup>	10 <sup>+</sup>	12 <sup>+</sup>	14 <sup>+</sup>	16 <sup>+</sup>	18 <sup>+</sup>	j	h <sub>1</sub>
166 <sub>Yb</sub>	e	102,2	330,3	668,0	1098,2	1605,9	2175,6	2779,4	3273,9	3782,9		
	f <sub>1</sub>							2779,4	3273,9	3782,8	13,3	8286
	f <sub>2</sub>	101,9	330,7	670,0	1101,0	1606,3	2171,1				15,4	13309
162 <sub>Er</sub>	a	-0,3	0,4	2,0	2,8	0,4	-4,5	0,0	0,0	-0,1		
	e	102,1	329,7	666,8	1096,8	1602,9	2165,1	2745,7	3292,3	3846,5		
	f <sub>1</sub>							2745,7	3292,3	3846,5	11,87	7855
	f <sub>2</sub>	101,6	329,5	667,5	1097,3	1601,6	2165,7				15,51	13428
a	-0,5	-0,2	0,7	0,5	-1,3	0,6	0,0	0,0	0,0			

<sup>1)</sup> e - experimentelle Werte, f - Fitwerte, a - Abweichungen (in keV)

Tabelle 3

Energien der Grundzustands-Rotationsbande für die Kerne mit back und forward bending

Kern	<sup>1)</sup>	2 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	6 <sup>+</sup>	8 <sup>+</sup>	10 <sup>+</sup>	12 <sup>+</sup>	14 <sup>+</sup>	16 <sup>+</sup>	j	h <sub>1</sub>
132Ce	e	325,4	857,6	1540,0	2326,8	3154,5	3724,2	4236,4	4935,0		
	f	313,5	859,6	1548,1	2323,4	3153,7	<u>4020,6</u>	<u>4912,0</u>	<u>5752,7</u>	7,794	7688
158Er	e	192,7	528,4	972,2	1496,0	2074,9	2683,0	3194,0	3630,2		
	f	183,6	526,3	978,7	1502,9	2075,1	2680,2	<u>3308,4</u>	<u>3930,3</u>	9,085	6538

<sup>1)</sup> e - experimentelle Werte, f - Fitwerte (in keV)

Die Ergebnisse zeigen, daß die Projektionsformel in Gaußscher Näherung für diese Kerne mit Ausnahme der letzten Gruppe recht gut arbeitet. Deshalb sollte man durch mikroskopische Berechnungen zufriedenstellende Resultate bei der Erklärung unterschiedlicher Effekte in den Grundzustands-Rotationsbanden erzielen können.

L i t e r a t u r

- [1] Frauendorf, S. et al., Jad. Fiz. XII (1970) 939
- [2] Frauendorf, S., Dissertation, TU Dresden, 1971
- [3] Taras, P. and W. Dehnhardt, Phys. Lett. 41B (1972) 295
- [4] Johnson, A. and Z. Szymanski, Preprint 1972

3.23 SPEKTRALE VERTEILUNG DER EIGENWERTE DES HAMILTONOPERATORS

N.d. Thang<sup>1)</sup> und L. Münchow

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Eigenwerte des Operators H werden auf Grund der Kenntnis der durch die gegebene Wechselwirkung berechneten Energiemomente untersucht. Zur Berechnung des Spektrums wird eine der Verteilung der Eigenwerte äquivalente Frequenzfunktion ermittelt und anschließend integriert. Die Ergebnisse für den Kern <sup>20</sup>Ne rechtfertigen eine solche Betrachtung. Bei dieser Methode ist die Berechnung der Vielteilchen-Matrixelemente in der entsprechenden Kernkonfiguration aufwendig.

Die Verteilung der Eigenwerte von H in einem Konfigurationsraum (N, m, s) wird durch eine diskrete Frequenzfunktion

$$f(s, E) = d^{-1}(m, s) \sum_i \delta(E - E_{is}) \tag{1}$$

bestimmt, für die

$$f(s, \infty) = d^{-1}(m, s) \sum_i \delta(\infty - E_{is}) = 1$$

gilt.

Dabei sind d(m, s) die Dimension des Raumes, N die Zahl der Einteilchenzustände in den betrachteten Schalen, m die Zahl der Teilchen und s die exakten Quantenzahlen des Systems. Aus der Definition der Momente [1] und aus (1) ergibt sich

<sup>1)</sup> Universität Hanoi, DRV

$$\begin{aligned} \varepsilon(m,s) &= \int_{-\infty}^{\infty} E f(s,E) dE = d^{-1}(m,s) \text{Tr} [H(m,s)] , \\ M_p(m,s) &= \int_{-\infty}^{\infty} (E-\varepsilon) f(s,E) dE = d^{-1}(m,s) \text{Tr} \{ [H(m,s) - \varepsilon(m,s) \mathbb{1}]^p \} . \end{aligned} \quad (2)$$

Hierbei ist  $H(m,s)$  die Matrix von  $H$  im Raum  $(N,m,s)$  und  $\mathbb{1}$  - die Einheitsmatrix. Die Verteilungsfunktion  $F$  der Eigenwerte wird bestimmt durch [2]

$$F(s,E) = \frac{d(m,s)}{[s]} \int_{-\infty}^E f(s,E') dE' , \quad [s] = (2J+1)(2T+1). \quad (3)$$

Der asymptotische Wert  $F(s, \infty) = d(m,s)/[s]$  ist der Zahl diskreter Eigenwerte von  $H$  identisch.

Zur Auswertung des Integrals (3) wird die diskrete Funktion  $f(s,E)$  durch eine kontinuierliche Funktion  $\bar{f}$  ersetzt.

Berechnungsbeispiel für  $^{20}\text{Ne}$ :

Wie haben diese Methode zur Beschreibung des Kerns  $^{20}\text{Ne}$  angewandt, in dem die vier Nukleonen über dem  $^{16}\text{O}$ -Core auf 24 Einteilchenzustände verteilt sind. Die Berechnung wurde mit der P+QQ-Wechselwirkung ausgeführt. Die Vielteilchen-Matrixelemente wurden von Jäger [4] übernommen. In der Tabelle 1 werden die nach Formel (2) berechneten Momente angegeben. Wie ersichtlich ist, entsprechen die Eigenwerte jeder  $J^\pi$  T-Gruppe annähernd der Gaußschen Verteilung, d.h.  $\gamma_1 \approx \gamma_2 \approx 0$ .

Tabelle 1

Momente der Eigenwertverteilung des Kerns  $^{20}\text{Ne}$

T	J	$\pi$	$\varepsilon$	$\sigma = \sqrt{M_2}$	$\gamma_1 = \frac{M_3}{\sigma^3}$	$\gamma_2 = \frac{M_4}{\sigma^4 - 3}$
0	0	+	30,09	7,80	-0,412	0,123
0	2	+	31,31	6,72	-0,337	0,179
0	4	+	31,30	6,31	-0,112	-0,175
0	6	+	30,41	5,16	-0,084	-0,543

Wir können folglich die Gaußsche Verteilungsfunktion

$$f_G(E) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{E-\varepsilon}{\sigma}\right)^2\right) \quad (4)$$

als Ausgangsfrequenzfunktion zur Untersuchung des Eigenwertpektrums annehmen. Die Verteilungsfunktion  $\bar{f}$ , die sich nicht sehr stark von der Gaußschen unterscheidet, kann in folgender Weise zerlegt werden [3]:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-1/2 x^2} [1 + \frac{1}{6} \gamma_1 (x^3 - 3x) + \frac{1}{24} \gamma_2 (x^4 - 6x^2 + 3) + \dots],$$

wobei  $x = (E-\varepsilon)/\sigma$  und  $\sigma^2 = M_2$ ,  $\gamma_1 = M_3/\sigma^3$  und  $\gamma_2 = M_4/\sigma^4 - 3$  sind.

Die Ergebnisse der Berechnungen mit Hilfe von (4) und (3) sind in der Tabelle 2 angegeben. Zum Vergleich sind auch die Ergebnisse von Jäger [4] und Ripka [6] sowie die experimentellen Werte angeführt worden.



Tabelle 2

Eigenwertspektrum des Kerns  $^{20}\text{Ne}$   
(Energien in MeV)

$J^{\pi T}$	exp. [5]	Diagonal. [4]	Gaußsche Vert.	Proj. [6]
$0^+_0$	0	0	0	0
$2^+_0$	1,63	1,9	1,30	1,2
$4^+_0$	4,25	5,3	4,86	3,8
$6^+_0$	8,79	10,1	8,61	7,4
$8^+_0$	11,99	-	-	11,2

L i t e r a t u r

- [1] French, J.B. and K.F. Ratcliff, Phys. Rev. C3 (1971) 94
- [2] Wentzel, E.C., Wahrscheinlichkeitstheorie, 1969
- [3] Handbuch der Physik, Band III, J. Springer, 1928, S. 448
- [4] Jäger, H.U., Dissertation, TU Dresden, 1971.
- [5] Kuehner, J.A., Phys. Lett. 20 (1966) 301
- [6] Ripka, G., Advances in Nuclear Physics, Vol. I, 1968

3.24 UNTERSUCHUNG DES ANTIPAIRINGEFFEKTS

N.d. Thang<sup>1)</sup>, F.-R. May und L. Münchow  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2  
S. Frauendorf  
Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

Der Antipairingeffekt wurde im Rahmen der Drehimpulsprojektionsmethode für die Kerne  $^{158,160,162}\text{Er}$ ,  $^{172,174,176}\text{Hf}$ ,  $^{168,170,172}\text{Yb}$  untersucht. Bei vorgegebener Deformation  $\delta$  wurden die Spaltparameter  $\Delta_p^I$  und  $\Delta_n^I$  sowie die Energie  $E_I$  aus dem Minimum der Funktion

$$E_I(\delta, \Delta_p, \Delta_n) = \frac{\langle \text{IM} | H | \text{IM} \rangle}{\langle \text{IM} | \text{IM} \rangle}$$

bestimmt. Für die Energie  $E_I(\delta, \Delta_p, \Delta_n)$  wurden zwei Approximationen benutzt:

I:  $E_I = \langle 0 | H | 0 \rangle - \frac{1}{2\mathcal{J}} \langle 0 | J^2 | 0 \rangle + \frac{1}{2\mathcal{J}} I(I+1)$  mit  $|0\rangle = \text{BCS-Vakuum}$ ,

$$\mathcal{J} = \frac{\langle 0 | J_y^2 | 0 \rangle^2}{\langle 0 | H J_y^2 | 0 \rangle - \langle 0 | H | 0 \rangle \langle 0 | J_y^2 | 0 \rangle} + \mathcal{J}', \quad \mathcal{J}' = \delta \cdot A^{5/2} \cdot 0,03278 \text{ (MeV}^{-1}\text{)}$$

$$\text{II: } E_I = \langle 0 | H | 0 \rangle + h_1 \cdot \frac{\int_0^\pi d_{00}^I(B) \exp\left(-\frac{\langle 0 | J^2 | 0 \rangle}{4} \sin^2 B\right) \sin^3 B dB}{\int_0^\pi d_{00}^I(B) \exp\left(-\frac{\langle 0 | J^2 | 0 \rangle}{4} \sin^2 B\right) \sin B dB}$$

$$h_1 = - \frac{\langle 0 | J_y^2 | 0 \rangle^2}{2\mathcal{J}}$$

Die Parameter  $\mathcal{J}$  und  $\langle 0 | J^2 | 0 \rangle$  wurden berechnet. Dabei wurde der Deformationsparameter  $\delta$  fixiert. In der BCS-Rechnung wurden Protonen der Schalen  $N = 3, 4, 5$  und Neutronen der Schalen  $N = 4, 5, 6$  im Rahmen des Nilsson-Modells berücksichtigt. Für diesen Konfigurationsraum ergeben sich die Paar konstanten

$$G_p = 24/A \text{ MeV}, \quad G_n = 17/A \text{ MeV}.$$

<sup>1)</sup> Universität Hanoi, DRV

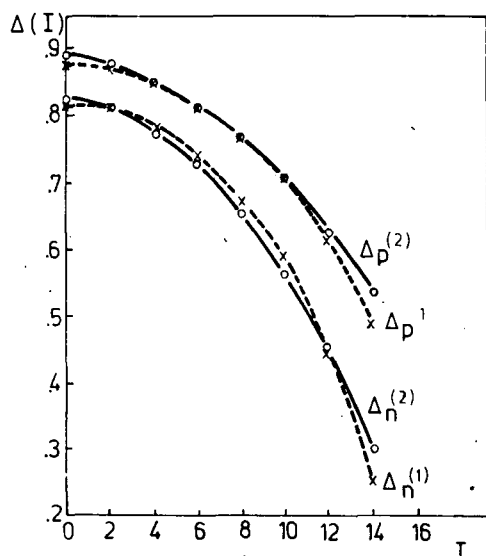


Abb. 1  
Abhängigkeit der Spaltparameter vom Spin

Der Ausdruck für das Trägheitsmoment  $\mathcal{J}$  enthält eine Korrektur  $\mathcal{J}'$ , die den Einfluß einiger weiterer Übergänge, die im Konfigurationsraum nicht erfaßt sind, simuliert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 und 2 sowie in der Abb. 1 für den Kern  $^{160}\text{Er}$ , der back bending zeigt, dargestellt. Bis zum kritischen Spin  $I = 14$  ergibt sich in beiden Varianten eine gute Beschreibung des Spektrums. In der vorliegenden Programmvariante ist die Beschreibung von Zuständen oberhalb des kritischen Spins nicht möglich, da die Minima der Funktionen  $E_I(\delta, \Delta_p, \Delta_n)$  sehr flach werden. Wie die Abb. 1 zeigt, wird in der Variante 2, in der nichtadiabatische Effekte der Bandenmischung simuliert sind, der Antipairingeffekt schwächer als in der Variante 1.

Tabelle 1

Ergebnisse der Berechnung nach Variante 1 für den Kern  $^{160}\text{Er}$   
 $\delta = 0,243$

I	$E_I$ [keV]	$\mathcal{J}$ [ $\text{MeV}^{-1}$ ]	$\Delta_p$ [MeV]	$\Delta_n$ [MeV]	$E_{I\text{exp}}$ [keV]
0	0	28,4	0,87	0,81	0
2	105,7	28,4	0,87	0,81	125,6
4	350,1	28,9	0,85	0,78	318,5
6	725,3	29,8	0,82	0,74	765,0
8	1217,8	31,2	0,77	0,67	1228,9
10	1806,4	33,5	0,71	0,59	1760,6
12	2454,5	38,5	0,61	0,43	2339,5
14	3090,5	48,2	0,49	0,25	2931,4

Tabelle 2

Ergebnisse der Berechnung nach Variante 2 für den Kern  $^{160}\text{Er}$   
 $\delta = 0,243$

I	$E_I$ [keV]	$\mathcal{J}$ [ $\text{MeV}^{-1}$ ]	$\Delta_p$ [MeV]	$\Delta_n$ [MeV]	$E_{I\text{exp}}$ [keV]
0	0	28,3	0,89	0,82	0
2	126,0	28,6	0,88	0,81	125,6
4	405,9	29,2	0,85	0,77	398,5
6	813,4	30,2	0,81	0,73	765,0
8	1319,2	31,7	0,77	0,66	1228,9
10	1894,6	34,0	0,71	0,57	1760,6
12	2509,2	38,1	0,63	0,45	2339,5
14	3115,6	45,0	0,54	0,30	2931,4

### 3.25 BERECHNUNG DES VIERECKGRAPHEN FÜR DIE ELASTISCHE UND UNELASTISCHE PROTON-DEUTERON-STREUUNG

K. Möller

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

In den Arbeiten [1] und [2] wurde der Polgraph für die elastische und unelastische p-d-Streuung berechnet. Die Berechnung des Viereckgraphen ist eine Fortsetzung dieser Arbeiten. In [1] und [2] hatte sich ergeben, daß der nach der Polgraph-Näherung berechnete Absolutwert des Wirkungsquerschnitts der elastischen Streuung in der richtigen Größenordnung liegt, daß aber die Form der Winkelverteilung nur für Rückwärtswinkel einigermaßen gut beschrieben wird<sup>1)</sup>. Für die unelastische Streuung zeigte sich, daß die Spektrenform durch die Polgraph-Näherung erstaunlich gut wiedergegeben wird, während der berechnete Absolutwert um etwa eine Größenordnung zu groß ist.

Es wurde nun untersucht, ob durch Berücksichtigung der zweiten Näherung der Graphenreihe (Viereckgraph) eine Verbesserung der theoretischen Beschreibung der p-d-Streuung möglich ist.

Aus [2] erhält man für die Graphenform der elastischen Streuung:

$$e_T = \begin{array}{c} d \\ \hline \circ \\ \hline p \end{array} \rightarrow \begin{array}{c} p \\ \hline \circ \\ \hline d \end{array} + \begin{array}{c} d \\ \hline \circ \\ \hline p \end{array} \rightarrow \begin{array}{c} d \\ \hline \circ \\ \hline p \end{array} + \dots$$

Für die unelastische Streuung erhält man die Form:

$$i_T = \begin{array}{c} d \\ \hline \circ \\ \hline p \end{array} \rightarrow \begin{array}{c} \alpha \\ \hline \circ \\ \hline \alpha \end{array} + \begin{array}{c} d \\ \hline \circ \\ \hline p \end{array} \rightarrow \begin{array}{c} \alpha \\ \hline \circ \\ \hline \alpha \end{array} + \dots$$

Die Bedeutung der Graphenelemente ist aus [1] oder [2] zu entnehmen. Der Viereckgraph wurde zunächst in Nullreichweitennäherung berechnet.

Eine zentrale Rolle bei der Berechnung des Viereckgraphen spielt das Integral

$$I_\beta(\vec{k}) = \frac{1}{2\pi} \int d\vec{k}' \frac{1}{N(\vec{k}, \vec{k}')} \frac{1}{N(\vec{k}_0, \vec{k}')} \frac{1}{(\gamma_{k'} - \alpha_\beta)},$$

$\beta =$  singulett, triplett.

Die vorkommenden Größen sind definiert durch:

$$N(\vec{k}, \vec{k}_0) = k^2 + \vec{k} \cdot \vec{k}_0 + k_0^2 - \frac{mE}{\hbar^2},$$

$$\gamma_k = \begin{cases} \sqrt{\frac{3}{4}k^2 - \frac{mE}{\hbar^2}} & \text{für } \frac{mE}{\hbar^2} < \frac{3}{4}k^2 \\ i\sqrt{\frac{mE}{\hbar^2} - \frac{3}{4}k^2} & \text{für } \frac{mE}{\hbar^2} > \frac{3}{4}k^2 \end{cases}$$

Die Vektoren  $\vec{k}_0$  und  $\vec{k}$  sind die Jacobischen Impulse eines der drei Teilchen bezüglich des Schwerpunkts des übrigbleibenden Teilchenpaares im Eingangs- bzw. Ausgangskanal. Das Integral  $I_\beta$  wurde unabhängig voneinander auf zwei verschiedenen Wegen berechnet. Dadurch war eine gute Kontrolle für die Richtigkeit der Rechnungen gegeben.

<sup>1)</sup> Auf Grund eines Vorzeichenfehlers ist die in [2] S. 25 dargestellte Kurve falsch. Die richtige Kurve erhält man durch Spiegelung an der Linie  $\theta = 90^\circ$ .

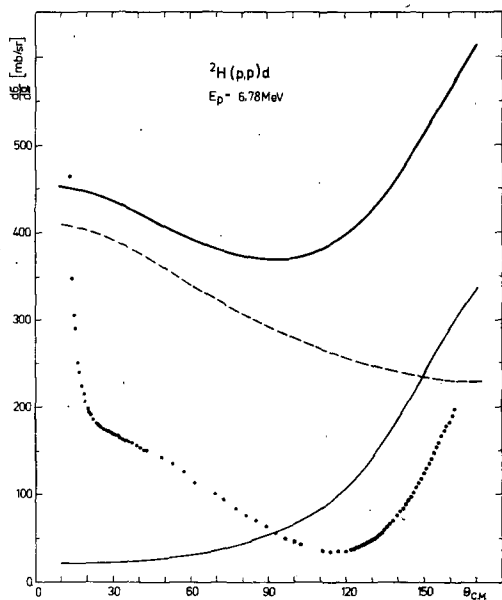


Abb. 1

Winkelverteilung der elastischen p-d-Streuung  
 ..... Messung, — Polgraph, - - - Viereckgraph, == Gesamtgraph (Pol- und Viereckgraph). Es wurden keinerlei Normierungsfaktoren verwendet.

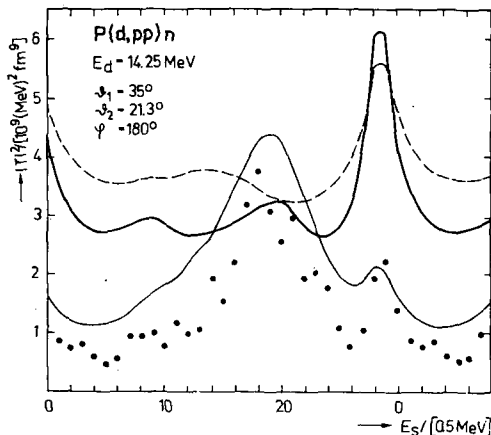


Abb. 2

T-Matrixelemente der unelastischen p-d-Streuung  
 Zur Bedeutung der einzelnen Kurven s. Abb. 1. Die theoretischen Ergebnisse sind mit dem Faktor 0,16 multipliziert aufgetragen.

Die Ergebnisse der Rechnungen sind in den Abbildungen 1 und 2 dargestellt. Die Abbildungen zeigen, daß durch die Einbeziehung des Viereckgraphen keine Verbesserung der theoretischen Beschreibung der p-d-Streuung erreicht wird, sondern sogar noch eine Verschlechterung eintritt. Lediglich bei der elastischen Streuung wird die Form der Winkelverteilung besser wiedergegeben. Einzelheiten der Berechnung sind der Arbeit [3] zu entnehmen.

L i t e r a t u r

[1] Kühn, B. et al., Nucl. Phys. A120 (1968) 285  
 [2] Möller, K., ZfK-221 (1971)  
 [3] Möller, K., ZfK-Veröffentlichung, in Vorbereitung

4. ANWENDUNG KERNPHYSIKALISCHER METHODEN

4.1 ANREGUNG CHARAKTERISTISCHER RÖNTGENSTRAHLUNG DURCH PROTONENBESCHUSS

Ch. Bauer, R. Grötzschel, K. Hohmuth, R. Klages, U. Kreißig, R. Mann und W. Rudolph

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Durch Beschuß von dicken Targets mit Protonen ( $E_p$ : 0,25 - 1,95 MeV) am Rossendorfer Van-de-Graaff-Generator wurde die charakteristische Röntgenstrahlung von Cu, Ta und Ag angeregt. Die Intensität der K- bzw. L-Strahlung der obengenannten Elemente wurde in Abhängigkeit von der Energie der Inzidentteilchen in Schritten von ca. 200 keV mit einem Ge(Li)-Spektrometer bei gleichbleibender Geometrie der experimentellen Anordnung gemessen. Bei der Messung der K-Spektren von Ta und Ag wurden zur Absorption der niederenergetischen Strahlung Filter eingesetzt, um mit höheren Strahlströmen arbeiten zu können (Absorber: Ti für Ta-L, Al für Ag-L).

Abb. 1 und 2 zeigen Beispiele für aufgenommene Spektren. Die Ausbeute an Cu-K-Strahlung in Abhängigkeit von der Inzidenzenergie ist in Abb. 3 dargestellt.

Die eingetragenen Meßwerte sind bezüglich Totzeit korrigiert und auf konstante Primärladung (1  $\mu$ C) bezogen.

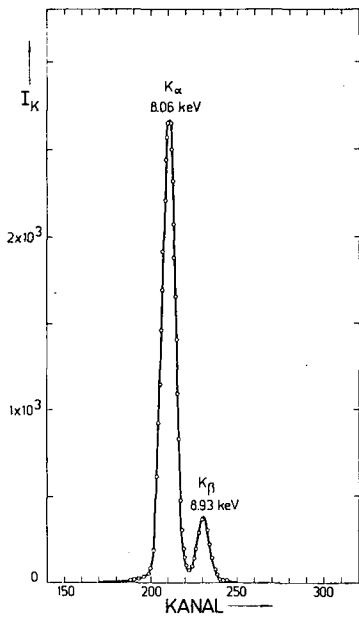


Abb. 1  
Cu-K-Spektrum bei Beschuß mit 0,92 MeV-Protonen (dickes Target)

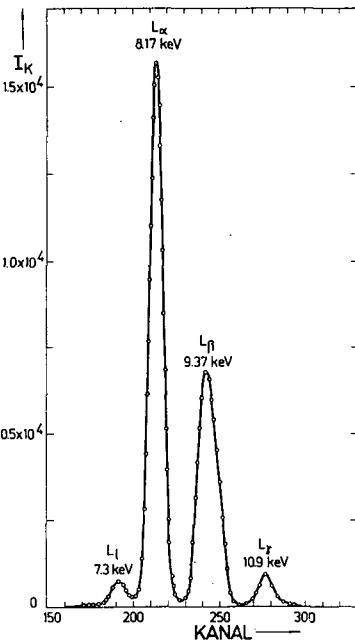


Abb. 2  
Ta-L-Spektrum bei Beschuß mit 0,92 MeV-Protonen (dickes Target)

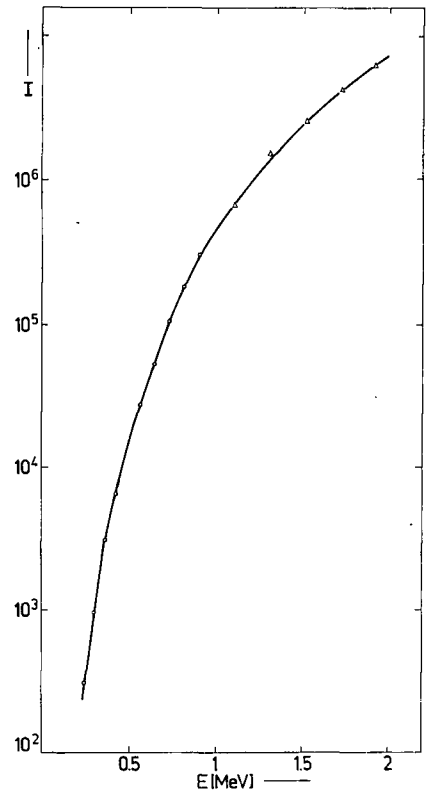


Abb. 3  
Ausbeute an Cu-K-Strahlung in Abhängigkeit von der Inzidenzenergie  
O -  $H_2^+$  als Projektil  
 $\Delta$  - p als Projektil

#### 4.2 RÜCKSTREUMESSUNGEN AN $\text{SiO}_2$ -BELEGTEN Si-OBERFLÄCHEN

Ch. Bauer, R. Grötzschel, R. Klages, U. Kreißig, R. Mann, W. Rudolph, A. Schmidt und Ch. Weise

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Um die Stöchiometrie von gesputterten  $\text{SiO}_2$ -Schichten auf Si zu bestimmen, wurden am Van-de-Graaff-Generator  $\alpha$ -Rückstreuemessungen durchgeführt, wobei der

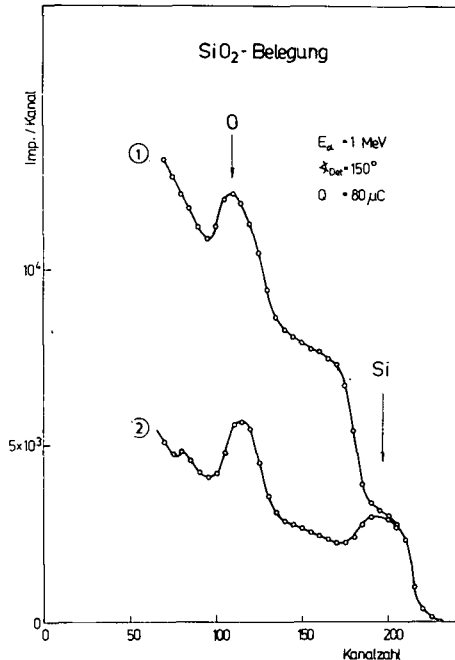


Abb. 1

$\alpha$ -Rückstreuenspektren für "random"(1)- und "aligned"-Einschuß (2).

Kanalleitungseffekt ausgenutzt wurde. Die Abb. 1 zeigt als Beispiel die 2 Spektren für "random"-Einschuß (1) und "aligned"-Einschuß (2), die von einer  $\text{SiO}_2$ -Schicht von  $\sim 900 \text{ \AA}$  Dicke auf Si ( $E_\alpha = 1 \text{ MeV}$ ,  $\chi_{\text{Det}} = 150^\circ$ ,  $\Delta E_{\text{Det}} = 20 \text{ keV}$ ) erhalten wurden. Der Unterschied ist signifikant. Während beim Spektrum 1 das Si im amorphen  $\text{SiO}_2$  als Kante am höheren Kontinuum des Si-Grundmaterials erscheint, bildet es im "aligned"-Spektrum einen gut auswertbaren Oberflächenpeak. Die Genauigkeit, mit der man den Sauerstoffpeak auswerten kann, ist hier ebenfalls höher. Aus dem Verhältnis der Rutherfordstreuquerschnitte ergibt sich ein Verhältnis von Si zu  $\text{O}_2$  von  $0,975 \pm 0,04$  aus dem "aligned"-Spektrum und von  $0,89 \pm 0,15$  aus dem "random"-Spektrum, d.h. das stöchiometrische Verhältnis von  $\text{SiO}_2$  bleibt beim Sputtern erhalten. Ein Einbau von Argon aus der Atmosphäre beim Sputtern in die  $\text{SiO}_2$ -Schicht wurde nicht bemerkt.

#### 4.3 UNTERSUCHUNGEN ZUR RÜCKSTOSSIMPLANTATION VON Cu IN Si

R. Grötzschel, R. Klages, U. Kreißig, W. Rudolph, A. Schmidt, J. Schöneich und H. Seifahrt

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

H. Beulich und R. Roß

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 3

Beim Beschuß eines Targets mit schweren Ionen können Fremdatome auf der Oberfläche durch Rückstoß in das Target implantiert werden. Erste Messungen zur Profilbestimmung rückstoßimplantierter Fremdatome im Silizium wurden durchgeführt.

Als Beschleuniger diente der Rossendorfer Massenseparator. Es wurden  $^{31}\text{P}$ - und  $^{14}\text{N}$ -Ionen mit einer Energie von 28 keV auf Si-Scheiben, die mit Cu-Filmen definierter Dicke (250 - 500  $\text{ \AA}$ ) überzogen waren, geschossen. Die Inzidenzdosis wurde zwischen  $10^{15}$  und  $5 \cdot 10^{16} \text{ At/cm}^{-2}$  variiert.

Für die Profilbestimmung wurden die Scheiben im Rossendorfer Forschungsreaktor aktiviert. Nach Ablösen des aufgedampften Cu-Films wurde durch schrittweises Abätzen dünner Si-Schichten und anschließender Messung der in diesen Schichten

vorhandenen Aktivität das Profil des eingedrungenen Kupfers ermittelt.

Als Beispiel sind in der Abb. 1 durch Rückstoßimplantation erzeugte Profile in Abhängigkeit von der Eindringtiefe dargestellt.

Eine Absolutbestimmung der erzeugten Dotierung wird mittels  $\alpha$ -Rückstreuemessungen durchgeführt. In Abb. 2 sind die Spektren vor und nach Ablösen der Cu-Oberflächenschicht dargestellt. Aus der Verschiebung der Si-Kante kann die Schichtdicke des aufgedampften Cu-Films bestimmt werden. Das in das Silizium durch Rückstoß implantierte Kupfer wird durch Vergleich der Intensitäten im Cu-Peak erhalten.

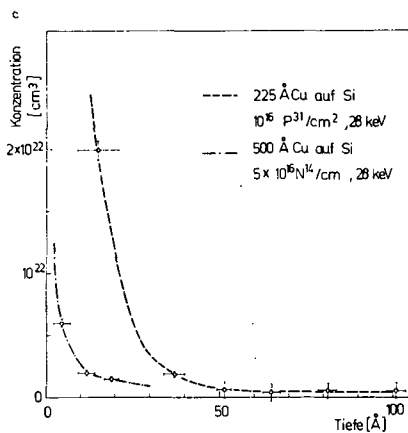


Abb. 1  
Cu-Profil in Si

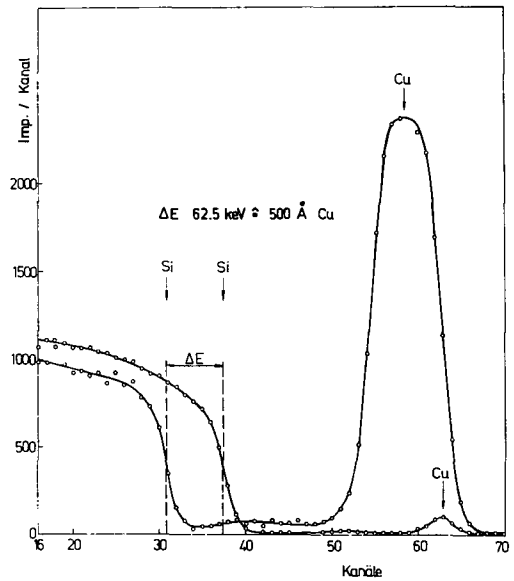


Abb. 2  
 $\alpha$ -Rückstreuenspektren für Cu in Si vor und nach Ablösen der Cu-Oberflächenschicht

#### 4.4 BESTIMMUNG VON DOTIERUNGSPROFILIEN IN IMPLANTIERTEM SILIZIUM

R. Roß und H. Beulich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 3

Für Untersuchungen an implantierten Si-Einkristallen ist die Kenntnis über den Verlauf des Dotierungsprofils von Bedeutung. Profilbestimmungen sind meist mit einer Schichtabtragung gekoppelt. Die Schichtabtragung nahmen wir durch Abätzen mittels eines Salpetersäure-Flußsäure-Gemisches vor. Bei einem Verhältnis von 99,925 Gewichts-% konz.  $\text{HNO}_3$  und 0,075 Gewichts-% konz. HF (40 %ig) wurden bei  $30^\circ\text{C}$  innerhalb einer Minute etwa  $50 - 60 \text{ \AA}$  von einer Si-Scheibe abgetragen (Abb. 1). Die Abtragungsrate ist nahezu unabhängig von der Art des Grundmaterials (ob p oder n) und des Grunddotanten (ob B oder P). Sie ist abhängig vom HF-Gehalt des Ätzgemisches (Abb. 2), von der Ätztemperatur und von der Ätzzeit. Die Bestimmung der abgetragenen Si-Mengen erfolgte radiometrisch. Durch Aktivierung mit thermischen Neutronen im Rossendorfer Forschungsreaktor entsteht  $^{31}\text{Si}$  mit einer Halbwertszeit von 2,6 h. Bei einem Fluß von  $4 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$  wird eine Sättigungsaktivität von  $2,9 \cdot 10^6 \text{ Imp/sec} \cdot \text{mg}$  erreicht. Eine  $50 \text{ \AA}$  dicke Si-Schicht, die von einer Scheibe von  $18 \text{ mm } \varnothing$  abgetragen wird, kann damit eine Aktivität von  $8 \cdot 10^3 \text{ Imp/sec}$  liefern. Als Bezugsaktivität diente eine gleichermaßen bestrahlte Si-Probe bekannten Gewichtes.

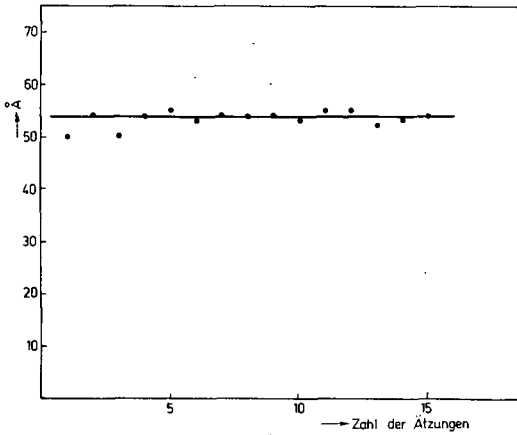


Abb. 1  
 Statistische Verteilung der Abtragungs-raten bei konstanten Bedin-gungen  
 Ätzgemisch (99,925 % konz. HNO<sub>3</sub> + 0,075 % HF; Ätzzeit 1 min; Ätz-temperatur 30 °C)

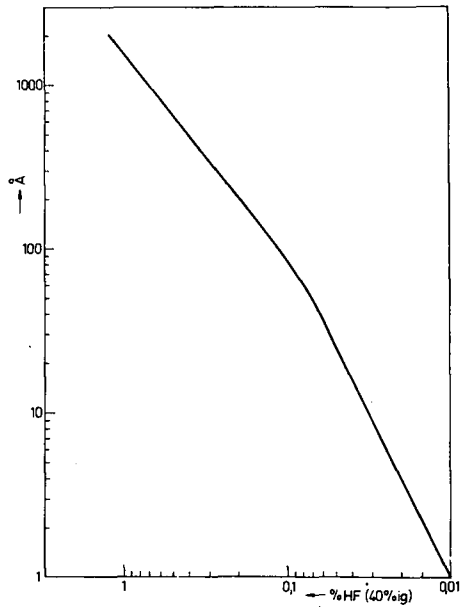


Abb. 2  
 Abhängigkeit der Abtragungsrate vom HF-Gehalt des Ätzgemisches

Auch die Bestimmung der P-Profile erfolgte über die Aktivierung des implantier-ten Phosphors mittels thermischer Neutronen. Die eingeschossenen Dosen von  $10^{14}$ ,  $10^{15}$  bzw.  $10^{16}$  Atomen  $^{31}\text{P}/\text{cm}^2$  ergeben genügend hohe Aktivitäten, um ihre Ver-teilung im Kristall bei Implantationsenergien von 30 keV bis in Tiefen von über 1000 Å verfolgen zu können. Die in Abb. 3 gezeigten Profile sind durch gleich-zeitige Bestimmung von Abtragungsrate und P-Gehalt entstanden. Dadurch war es möglich, unterschiedliche Abtragungs-raten zu berücksichtigen. Da es sich um

nichtausgeheilte Si-Proben handelt, ergeben sich durch die Amorphisierung des Si-Gitters bei hohen P-Dosen ( $>10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ) Abweichungen bei der Si-Abtragung trotz sonst gleichen Be-dingungen. Das läßt sich aus Abb. 4 gut er-

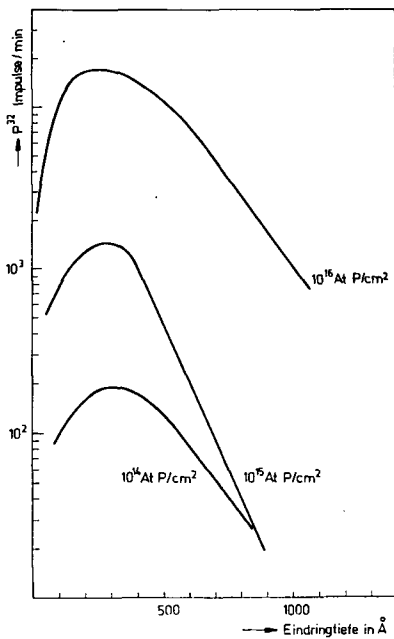


Abb. 3  
 P-Profile

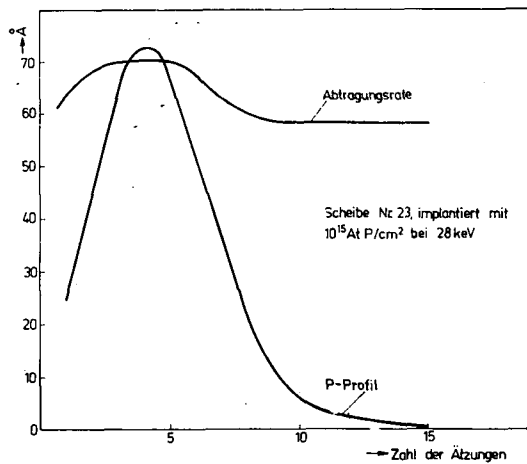


Abb. 4  
 Abhängigkeit der Abtragungsrate von der Implantationsdosis



kennen. Zur Anschaulichkeit ist das zugehörige P-Profil in seinem relativen Verlauf ebenfalls eingezeichnet. Im Gegensatz dazu kann bei einer Dosis von  $10^{14}$   $^{31}\text{P}/\text{cm}^2$  keine Veränderung der Abtragsrate festgestellt werden. Diese Dosis reicht nicht aus, um das Si-Gitter zu zerstören. Das bei einer solchen Zerstörung erfolgte Anheben des Energiegehaltes des Gitters macht sich durch eine erhöhte Ätzrate beim Auflösen bemerkbar.

#### 4.5 ZUR ENERGIE- UND TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DES $\langle 111 \rangle$ -RICHTUNGSSCHATTENS AUF PROTONOGRAMMEN VON GERMANIUM- UND SILIZIUM-EINKRISTALLEN

F. Zsmijovszky, V. Geist, R. Flaggmeyer, G. Otto und L. Bauriegel  
Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Mit dem 2 MeV-Van-de-Graaff-Generator der Sektion Physik der KMU Leipzig wurden in der in [1] beschriebenen Streukammer Protonogramme von Germanium- und Silizium-Einkristallen bei Variation der Protonenenergie zwischen 375 keV und 1 MeV und der Kristalltemperatur zwischen Raumtemperatur und 600 °C aufgenommen. Als Aufnahmematerial wurde der phototechnische Film FU 5 des VEB Filmfabrik Wolfen verwendet. Die Ladungsmenge wurde jeweils so vorgewählt, daß die Schwärzungen im linearen Bereich der jeweiligen Schwärzungskurve lagen. Das Resultat der anschließenden Fotometrierung der  $\langle 111 \rangle$ -Richtungsschatten von Germanium, aufgenommen bei Raumtemperatur und für die Inzidenzenenergien 500 keV und 1 MeV, ist in der Abb. 1 zu sehen. Mit abnehmender Inzidenzenenergie ist eine deutliche Vergrößerung der Schattenhalbwertsbreite  $2 \cdot \psi_{1/2}$  und eine Abnahme des Minimums zu beobachten. In der Abb. 2 sind die theoretischen und experimentell bestimmten Abhängigkeiten

der Winkelbreite  $\psi_{1/2}$  von der Inzidenzenenergie dargestellt. Die Kurven wurden aufeinander normiert. Die theoretische Abhängigkeit entspricht  $\psi_{1/2} \propto E^{-1/2}$  gemäß [2].

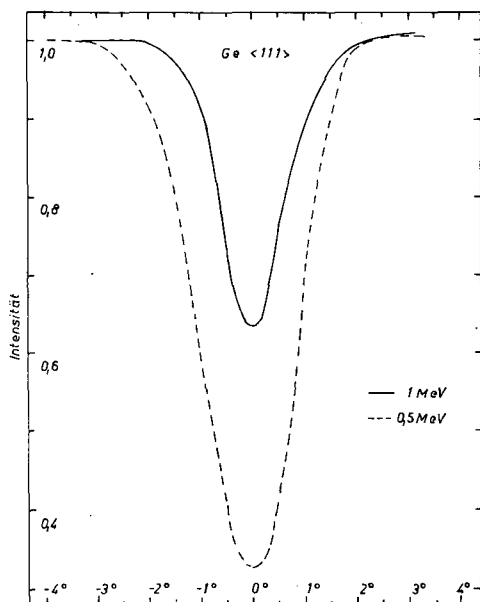


Abb. 1

$\langle 111 \rangle$ -Richtungsschatten von Germanium bei Raumtemperatur für zwei Inzidenzenenergien

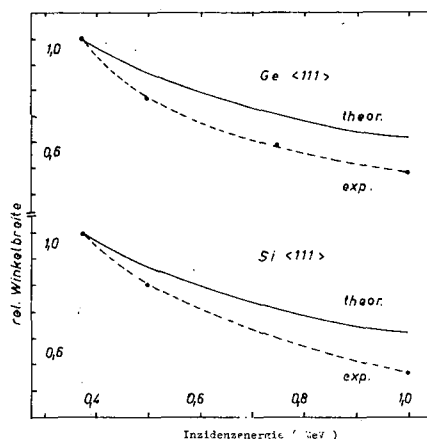


Abb. 2

Abhängigkeiten der Winkelbreite  $\psi_{1/2}$  von der Inzidenzenenergie

Die absoluten experimentell bestimmten Winkelbreiten sind generell kleiner als die nach [3] berechneten. Das ist zu erwarten, da der vom Filmmaterial registrierte Schatten eine Mittelung über alle Schatten, die den verschiedenen Energien der rückgestreuten Protonen entsprechen, darstellt. Die stärkere Abhängigkeit von der Energie (Abb. 2) und die Verkleinerung des Minimums kann man erklären, wenn man annimmt, daß eine unempfindliche Schutzschicht auf dem Filmmaterial existiert, in der die rückgestreuten Protonen einen Energieverlust erleiden. Das bedeutet, daß bei abnehmender Inzidenzenergie ein immer kleinerer Teil des Rückstreuspektrums Schwärzungen hervorruft, und somit zunehmend Schatten registriert werden, die in der Oberflächenzone des Kristalls entstehen.

Die Abb. 3 zeigt die Intensitätskurven des  $\langle 111 \rangle$ -Richtungsschattens von Germanium bei einer Inzidenzenergie von 500 keV und für verschiedene Temperaturen. In der Abb. 4 ist der Abfall der theoretischen [3] und der experimentell bestimmten

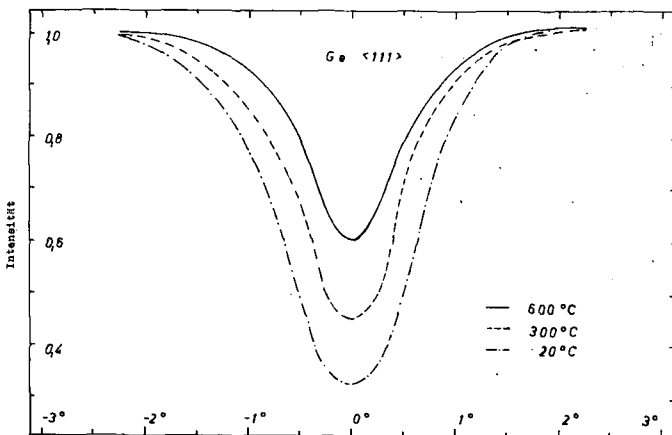


Abb. 3  
 $\langle 111 \rangle$ -Richtungsschatten von Ge für verschiedene Temperaturen  
 Inzidenzenergie 500 keV

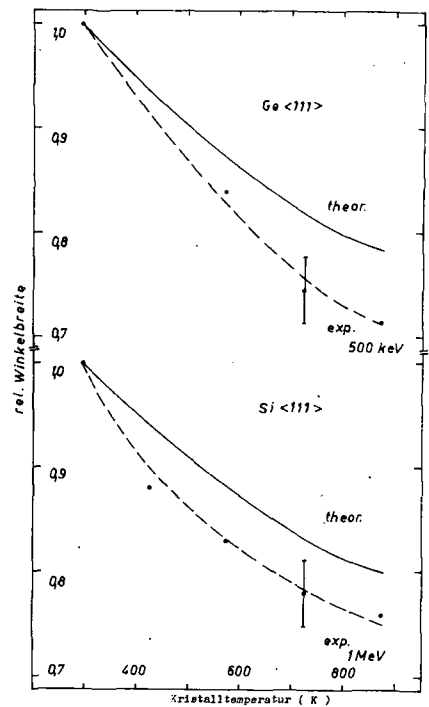


Abb. 4  
 Abfall der Winkelbreite  $\chi_{1/2}$  bei Erhöhung der Temperatur

Winkelbreiten für Germanium und Silizium bei Erhöhung der Kristalltemperatur für zwei verschiedene Inzidenzenergien zu sehen. Die Kurven wurden aufeinander normiert. Wie man sieht, nimmt die Schattenbreite auf Protonogrammen stärker mit anwachsender Kristalltemperatur ab, als es für Schatten, die in einer schmalen Oberflächenzone gebildet werden, gelten sollte. Abgesehen davon, daß für Channeling-Rückstreuxperimente auch eine steilere Temperaturabhängigkeit gefunden wurde als berechnet [4], muß man hierbei noch annehmen, daß eine Erhöhung der Temperatur zu einer stärkeren Abhängigkeit der Winkelbreite von der Streutiefe führt, was z.B. in [5] für Channeling-Experimente auch gezeigt wurde.

Das Verhalten des Minimums  $\chi_{\min}$  für Germanium in Abhängigkeit von dem mittleren Schwingungsamplitudenquadrat senkrecht zu einer Gitterkette  $\langle g^2 \rangle$  und bei verschiedenen Inzidenzenergien gibt die Abb. 5 wieder. Es ist zu erkennen, daß das Minimum linear mit  $\langle g^2 \rangle$  anwächst. Diese Linearität steht im Einklang mit

der Lindhard-Formel [2], obwohl die von uns ermittelten Minimumwerte einer Mittelung über die verschiedenen Streutiefen entsprechen.

Genauere Untersuchungen, wie das Filmmaterial mittelt, sind notwendig und werden vorbereitet.

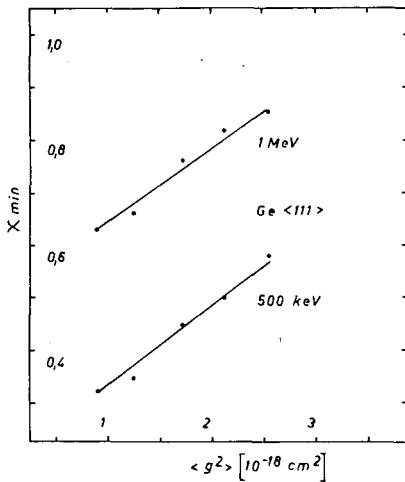


Abb. 5

Minimum  $X_{\min}$  für Germanium in Abhängigkeit vom mittleren Schwingungsamplitudenquadrat  $\langle g^2 \rangle$  und der Inzidenzenergie

### L i t e r a t u r

- [1] Haan, G. et al., Exp. Technik d. Physik 1 (1972) 67
- [2] Lindhard, J., Mat. Fys. Medd. Dans. 34 (1965) 14
- [3] Andersen, J.U., Mat. Fys. Medd. Dans. 36 (1967) 7
- [4] Andersen, J.U. und E. Laesgard, Radiation Effects 12 (1972) 3
- [5] Davies, J.A. et al., Physical Review 165 (1968) 345

### 4.6 DIE QUADRUPOLWECHSELWIRKUNG AUF $^{111}\text{Cd}$ IN POLYKRISTALLINEM MAGNESIUM

A. Andreeff, H.-J. Hunger und S. Unterricker  
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Eine Mg-Cd-Legierung mit einem Gehalt von einem Atomprozent Cd wurde mit 6 MeV Protonen beschossen, um über die (p,n)-Reaktion aus  $^{111}\text{Cd}$   $^{111}\text{In}$  zu erzeugen. Dessen angeregter Tochterkern  $^{111}\text{Cd}$  wurde für eine zeitdifferentielle gestörte Winkelkorrelationsmessung verwendet.

Die Abb. 1 zeigt den zeitabhängigen Winkelkorrelationskoeffizienten  $A_2 \cdot G_2(t)$  für Raumtemperatur nach einer Wärmebehandlung des bestrahlten Präparates für 10 h bei 200 °C. Den Meßwerten wurde ein Kurvenzug für eine Quadrupolwechselwirkung mit axialsymmetrischem Feldgradienten und  $I = 5/2$  angepaßt. Für die Grundfrequenz  $\omega_1 = \frac{3}{20} \cdot \frac{e \cdot Q \cdot V}{\hbar}$  ergab sich:

$$\omega_1 = (7,3 \pm 0,3) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} .$$

Die Grundfrequenz für die Quadrupolwechselwirkung auf  $^{111}\text{Cd}$  in Cd beträgt bei Raumtemperatur:  $\omega_1 = (118 \pm 2) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  [1,2]. Das Verhältnis der Gitteranteile zum Feldgradienten für Cd und Mg berechnet sich zu  $q_{\text{latt}}(\text{Cd})/q_{\text{latt}}(\text{Mg}) = -29,2$ . Vorläufige Werte für die Temperaturabhängigkeit sind:

$$\omega_1(\text{Mg}) = (7,5 \pm 0,8) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ bei } 77 \text{ K}$$

$$\omega_1(\text{Mg}) = (6,8 \pm 0,8) \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ bei } 523 \text{ K} .$$

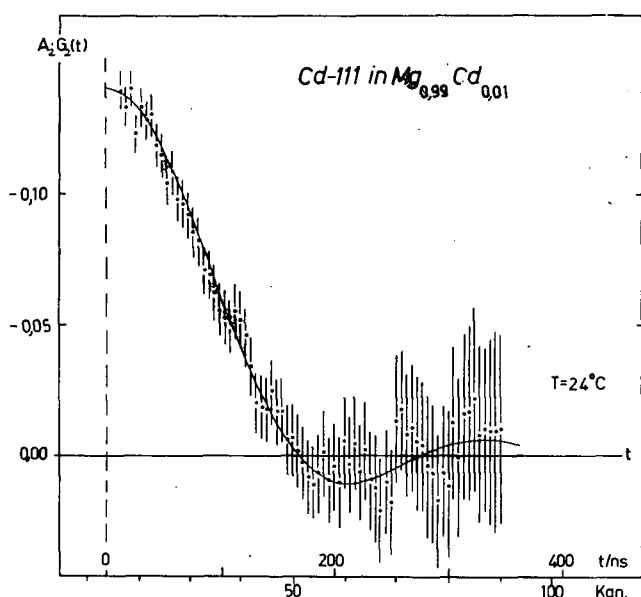


Abb. 1  
Zeitabhängiger Winkelkorrelationskoeffizient  $A_2 \cdot G_2(t)$  für  $^{111}\text{Cd}$  in einer  $\text{Mg}_{0,99}\text{Cd}_{0,01}$ -Legierung

#### L i t e r a t u r

- [1] Raghavan, R.S. and P. Raghavan, Phys. Lett. 36A (1971) 313
- [2] Andreeff, A. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 85
- [3] Raghavan, P. and R.S. Raghavan, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 724
- [4] Bodenstedt, E. et al., Phys. Rev. B6 (1972) 290
- [5] Hewitt, R.R. and T.T. Taylor, Phys. Rev. 125 (1962) 524

#### 4.7 MAGNETISCHE HYPERFEINWECHSELWIRKUNGEN AUF $^{111}\text{Cd}$ IN EISEN UND EISEN-ALUMINIUM-LEGIERUNGEN

A. Andreeff, H.-J. Hunger und S. Unterricker  
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Die in [1] beschriebene Untersuchung der Hyperfeinwechselwirkungen auf  $^{111}\text{Cd}$  in Fe-Al-Legierungen wurde fortgesetzt. Die Ergebnisse der Messungen sind in der Tabelle 1 zusammengefaßt.

Die Ermittlung der Wechselwirkungsfrequenzen erfolgte mittels Fouriertransformation (man beachte bei reinem Eisen den Druckfehler in [1]). Die in der Tabelle angegebenen Fehler beziehen sich nur auf den zufälligen Fehler. Der systematische Fehler wurde zu  $\pm 4\%$  abgeschätzt.

Der plötzliche Abfall des inneren Feldes zwischen 15 und 20 At% ist mit der Bildung der geordneten Phase  $\text{Fe}_3\text{Al}$  verbunden, die bei ca. 20 At% Al beginnt. Während die Proben 1 bis 6 nach der Diffusionsglühung langsam im Ofen abgekühlt wurden, ist Probe 7 von 1200 K in Wasser abgeschreckt worden. Das Fourierspektrum zeigt für diese Probe das Vorhandensein von zwei Frequenzen. Die entspre-

Der Gitterbeitrag zum Feldgradienten verringert sich infolge Änderung der Gitterkonstanten zwischen 77 K und 523 K um etwa 2%. Die gemessene Änderung der Wechselwirkungsfrequenz hat die gleiche Tendenz, ist aber wesentlich größer. Diese Erscheinung tritt auch beim Cd und anderen Metallen auf [3,4,5] und zeigt die dominierende Bedeutung des elektronischen Anteiles bei der Temperaturabhängigkeit.

Tabelle 1

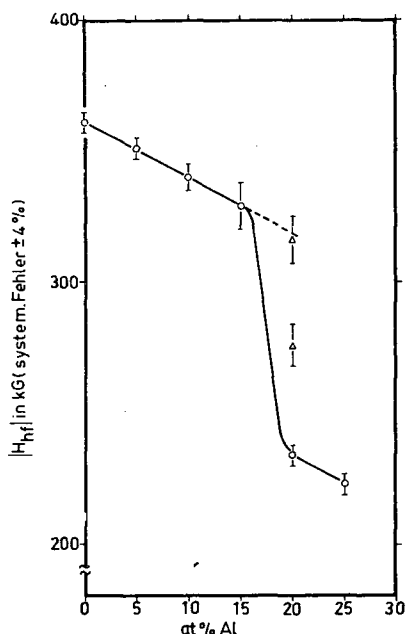


Abb. 1

Abhängigkeit des Hyperfein-  
feldes auf  $^{111}\text{Cd}$  in Fe-Al-  
Legierungen von der Alumi-  
niumkonzentration

Probe	At% Al	$H_{hf}/\text{kG}$	$\delta = \frac{\lambda}{\omega_0}$
1	0	$361 \pm 4,3$	0,0
2	4,7	$351 \pm 4,2$	0,18
3	9,8	$340 \pm 5,5$	0,29
4	14,8	$329 \pm 8,5$	0,55
5	20,9	$234 \pm 4,2$	0,44
6	24,9	$223 \pm 4,0$	0,20
7	20,9	$316 \pm 9,5$	
		$276 \pm 8,3$	

chenden Felder sind in der Abbildung 1 durch Dreiecke gekennzeichnet. Wie man sieht, setzt das größere der beiden Felder den linearen Abfall weiter fort. Das läßt darauf schließen, daß durch die Abschreckung die Einstellung des Gleichgewichtszustandes nicht erreicht wurde und bestimmte Teile der Probe noch eine statistische Atomverteilung besitzen, während das niedrigere Feld auf vorhandene Ordnungstendenzen hinweist.

Im Gegensatz zum reinen Eisen tritt bei allen Fe-Al-Legierungen eine Dämpfung der Amplitude auf. Diese wird durch eine Frequenzverteilung infolge statistischer Anordnung der Legierungsatome hervorgerufen. Der Dämpfungsfaktor  $\delta = \frac{\lambda}{\omega_0}$  ( $2\lambda =$  Breite der Verteilung) steigt zuerst an und geht zwischen 15 und 20 At% Al durch ein Maximum. Mit der Bildung der geordneten Phase fällt  $\delta$  wieder ab und erreicht einen kleinen Wert für  $\text{Fe}_3\text{Al}$ .

L i t e r a t u r

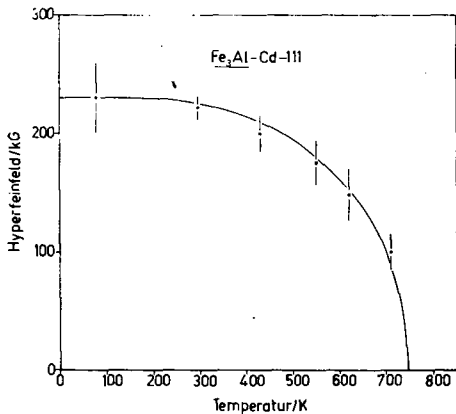
[1] Andreeff, A. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 109

4.8 UNTERSUCHUNGEN ZUR TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DER MAGNETISCHEN HYPERFEIN-  
WECHSELWIRKUNGEN AUF  $^{111}\text{Cd}$  IN  $\text{Fe}_3\text{Al}$

A. Andreeff, H.-J. Hunger und S. Unterricker  
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Im Rahmen der Untersuchung magnetischer Hyperfeinwechselwirkungen in Fe-Al-Legierungen wurde mit der Messung der Temperaturabhängigkeit des inneren Magnetfeldes auf  $^{111}\text{Cd}$  bei 25 At% Al begonnen.

Zur Messung wurde die Nullfeldmethode verwendet. Dabei tritt durch das fehlende Polarisationsfeld die überlagerte Quadrupolwechselwirkung stärker in Erscheinung. Die ersten vorläufigen Ergebnisse für einige Temperaturen sind in der Abbildung 1



dargestellt. Die durchgezogene Kurve entspricht dem Verlauf einer Brillouin-Funktion für den Spin 1/2 und einer Curie-temperatur von 750 K.

Abb. 1

Temperaturabhängigkeit des Hyperfeinfeldes auf  $^{111}\text{Cd}$  in  $\text{Fe}_3\text{Al}$

#### 4.9 DIE TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DER QUADRUPOLOWECHSELWIRKUNG AUF $^{111}\text{Cd}$ IN Cd BEI HÖHEREN TEMPERATUREN

A. Andreeff, H.-J. Hunger und S. Unterricker  
Bergakademie Freiberg, Sektion Physik

Zur Klärung der in [1,2] beschriebenen Abweichungen der Quadrupolwechselwirkung auf  $^{111}\text{Cd}$  in Cd über  $^{111}\text{In}$  bei höheren Temperaturen von den Ergebnissen in [3,4], wurde zunächst ein Neutronenexperiment analog [3] durchgeführt. Wir verwendeten hierfür das gleiche nichtangereicherte Cd wie auch bei den Zyklotronbestrahlungen. Da grundsätzlich nur Cd im Cd vorlag, ergab sich bei Temperaturen bis unmittelbar unter dem Schmelzpunkt die normale Wechselwirkung. Unsere Meßwerte bei hohen Temperaturen (siehe Abb. 1) liegen unter denen in [3] und stimmen mit

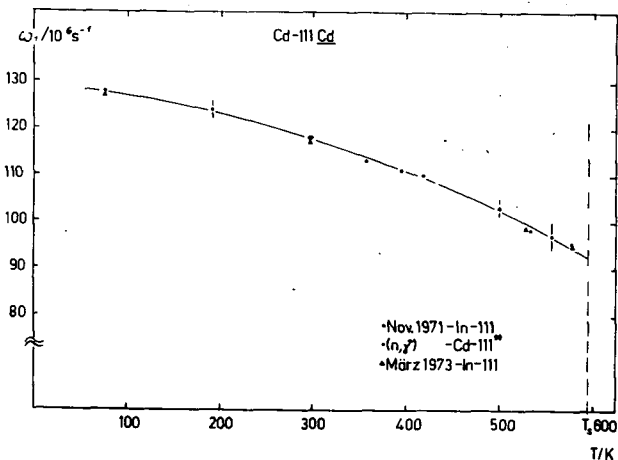


Abb. 1

Meßwerte für die Quadrupolwechselwirkung auf  $^{111}\text{Cd}$  in Cd

unsicher, um genauere Aussagen zu machen.

Bei Deuteronenbestrahlungen (13,5 MeV) kamen offensichtlich größere Mengen Fremdatome in das Präparat. Das zeigte sich in einem irreversiblen Verschwinden der normalen Quadrupolwechselwirkung über 150 °C. Bei Bestrahlung mit 6 MeV Wasser-

[4] gut überein. Bevölkert man die  $\gamma$ - $\gamma$ -Kaskade des  $^{111}\text{Cd}$  über  $^{111}\text{In}$  [2], so können chemisch-metallurgische Einflüsse die Umgebung der Sondenkerne erheblich stören. In der Nähe der In-Atome können sich Verunreinigungsatome wie O, C und H ansammeln, und es kann zu chemischen Bindungen kommen. Oberhalb Raumtemperatur ist es möglich, daß die In-Atome in Ausscheidungen wandern. Derartige Effekte wurden bei unterschiedlichen Bestrahlungsbedingungen und Nachbehandlungen der bestrahlten Proben beobachtet. Leider sind die Bestrahlungsparameter zu un-

stoffmoleküllen niedriger Intensität sowie guter Kühlung des Targets, erhält man bis zum Schmelzpunkt die normale Wechselwirkung. Hierbei spielt offensichtlich der bei der Bestrahlung in das Präparat geschossene Wasserstoff eine Rolle. Die gemessenen Wechselwirkungsfrequenzen (siehe Abb. 1) stimmen gut mit den Neutronenexperimenten und [4] überein. Bei hohen Temperaturen tritt eine Dämpfung der zeitabhängigen Anisotropiefunktion auf. Oberhalb des Schmelzpunktes für Cd fällt die zeitabhängige Anisotropie nur sehr langsam vom Wert der ungestörten Quelle ab.

#### L i t e r a t u r

- [1] Andreeff, A. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 108
- [2] Andreeff, A. et al., phys. stat. sol. (b) 57 (1973) K 125
- [3] Raghavan, P. and R.S. Raghavan, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 724
- [4] Bleck, J. et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1371

#### 4.10 ZUR ÄNDERUNG DER ANNIHILATIONSPARAMETER BEI DEFORMATION VON METALLEN

O. Brümmer, G. Brauer und G. Dlubek  
Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Sektion Physik  
W. Andrejtscheff  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Informationen über die Positronenannihilation in Festkörpern lassen sich durch Messungen der mittleren Positronenlebensdauer sowie der Winkelkorrelation und der dopplerverbreiterten Annihilationsliniengestalt gewinnen [1]. Die Dopplerverschiebung ist gegeben durch

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{V_y}{c} = \frac{v_y}{2c} = \frac{p_y}{2m_0 c} \quad , \quad (1)$$

wobei auf Grund der Positronenthalisation ( $v_+ = 0$ ) die Geschwindigkeit des Massenzentrums des annihilierenden Paares  $V$  gleich der halben Elektronengeschwindigkeit  $v$  ist.  $m_0$  ist die Elektronenruhemasse,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit,  $\Delta E$  die Energieverschiebung der Annihilationslinie (gegen  $E_0$  gerechnet) und  $E_0$  die der Elektronenruhemasse entsprechende Energie (510,9 keV). Die Form der dopplerverbreiterten Annihilationslinie (bei unendlich guter Auflösung) berechnet sich nach [2] durch

$$I(E) \sim I(p_y) \sim \iint \mathcal{S}'(\vec{p}) dp_x dp_y \quad . \quad (2)$$

$\mathcal{S}'(\vec{p})$  ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das annihilierende Paar den Gesamtimpuls  $\vec{p}$  besitzt und kann in nullter Näherung als Elektronenimpulsdichte aufgefaßt werden [3]. Analog der Gleichung (2) berechnet sich auch die bei Winkelkorrelationsmessungen bestimmte Größe  $I(\theta)$  mit  $\theta = p_z/m_0 c$ . Beide Methoden liefern prinzipiell gleiche Aussagen. Bei Dopplereffektmessungen wird die zur ursprünglichen Photonenemissionsrichtung parallele Komponente  $p_y$ , bei Winkelkorrelationsmessungen die senkrechte Komponente  $p_z$  scharf bestimmt (vgl. Abb. 2 und Gl. (3) in [1]).

Das Studium der Wechselwirkung von Positronen mit Strukturdefekten ist seit einigen Jahren Gegenstand einer zunehmenden Zahl von Arbeiten. Anihilieren Positronen in Defekten, so sind die gemessenen Parameter nicht mehr repräsentativ für den gesamten Kristall, sondern werden durch die lokale Elektronenstruktur des Defektes bestimmt. Damit eröffnet sich die Möglichkeit der Untersuchungen zur Kinetik von Defekten sowie zur elektronischen Struktur der Defekte selbst. Als Einfangzentren für Positronen können in Metallen vorwiegend Leerstellen und Versetzungen wirken, darüber hinaus auch elektrische oder magnetische Verunreinigungen. Auf Grund des fehlenden positiven Ionenrumpfes wirken Leerstellen auf Positronen anziehend und vermögen diese einzufangen, wobei die Bindungsenergien bei 0,5 bis 3 eV [4.] liegen. Die verringerte Elektronendichte an einer Leerstelle durch Fehlen der gebundenen Elektronen und Abstoßung von Leitungselektronen erhöht die Lebensdauer der lokalisierten Positronen. Außerdem erfolgt eine Umverteilung der Annihilationswahrscheinlichkeit zugunsten niedriger Impulse, da die in Leerstellen lokalisierten Positronen jetzt seltener mit gebundenen Elektronen der benachbarten Ionenrümpfe annihilieren. Dies äußert sich in der Winkelkorrelation und in der Annihilationslinienform durch eine Abnahme der Halbwertsbreiten (FWHM). Der Positroneneinfang in Versetzungen erfolgt durch den negativen Teil des Versetzungsdipoles. Auf Grund der herabgesetzten Kristalldichte im Dilatationsteil von Versetzungen ändern sich die Annihilationsparameter ähnlich wie bei Leerstellen.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Änderung der Annihilationsparameter an einem deformierten Übergangsmetall (Pd) mit allen drei eingangs genannten Methoden nachzuweisen und zu vergleichen. Insbesondere sollte der Vergleich der Ergebnisse von Winkelkorrelations- und Dopplereffektmessungen Aussagen über die Eignung beider Methoden erlauben.

Die Lebensdauermessungen erfolgten mit einer in der Kernphysik üblichen Anordnung, die Dopplereffektmessungen mit einem Ge(Li)-Spektrometer. Bei beiden Methoden bilden Probe und Quelle ( $2\text{ }\mu\text{Ci }^{22}\text{Na}$ ) ein Sandwich [1]. Die rekristallisierten Proben (Pd 99,92 %,  $10 \times 10 \times 0,2 \text{ mm}^3$ ) wurden 3 h bei  $1000\text{ }^\circ\text{C}$  unter Argon von  $10^{-1}$  Torr geglüht, während die deformierten Proben bei Zimmertemperatur kaltgewalzt (Dickenreduktion 3,5 %) vorlagen. Bei allen drei Methoden wurden dieselben Proben benutzt. Die Zeitauflösung bei den Lebensdauermessungen betrug 0,60 nsec, die Auswertung erfolgte graphisch. Nach Abzug zufälliger Koinzidenzen und einer Komponente ( $I' = 3 - 4\%$ ,  $\tau' = 1,4 - 1,8 \text{ nsec}$ ), die von der Annihilation in der Quelle selbst stammt, ergaben sich folgende Ergebnisse. Im rekristallisierten Pd wurde ein Zerfall mit  $\tau_1 = 0,23 \text{ nsec}$  beobachtet, während im deformierten Pd zwei Komponenten auftraten. Die lange Komponente  $\tau_2 = 0,26 \text{ nsec}$ ,  $I_2 = 27\%$  läßt sich der Annihilation in Defekten zuordnen, die kürzere Komponente konnte für eine numerische Angabe nicht genügend aufgelöst werden. Das Auftreten von zwei Zerfallsprozessen im deformierten Pd zeigt, daß bei 3,5 % Deformationsgrad noch nicht genügend Defekte vorhanden sind, um alle Positronen einzufangen. Eine Abschätzung ergab, daß ca. 10 - 20 % Positronen in Defekten annihilieren.

Bei Dopplereffektmessungen versteht man unter der Energieaufloesung des Ge(Li)-Spektrometers die FWHM der 514,0 keV-Linie einer  $^{85}\text{Sr}$ -Quelle, die hier 1,77 keV betrug. Zur Energieeichung wurden die 121,97 keV- und 136,33 keV-Linie einer  $^{57}\text{Co}$ -Quelle herangezogen. Die endliche Auflösung der Meßanordnung verbreitert das "wahre" Annihilationslinienprofil beträchtlich. Die gemessenen Spektren wur-



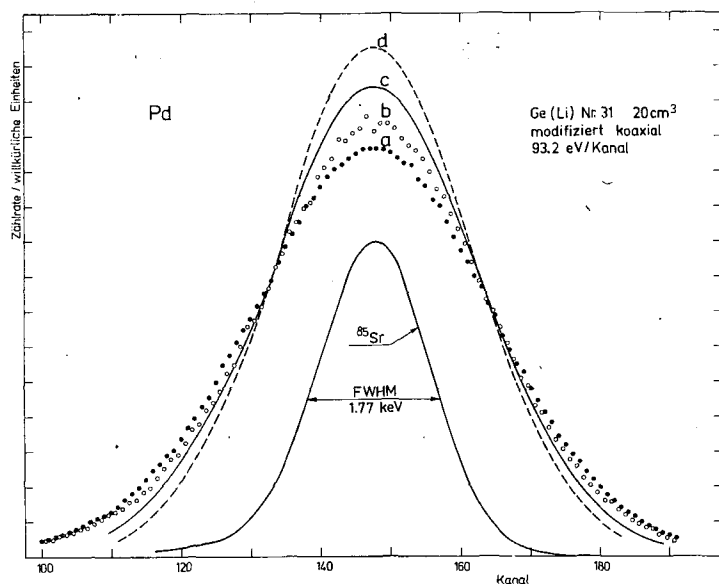


Abb. 1  
Gemessene (a), (b) und entfaltete Annihilationslinienprofile (c), (d) für rekristallisiertes bzw. deformiertes Pd

festgestellten Änderungen der Annihilationsparameter sind in Übereinstimmung mit den obengenannten Vorstellungen über die Positronenannihilation in Versetzungen bzw. Leerstellen.

Tabelle 1

Pd	Dopplereffekt		Winkelkorrelation FWHM gemessen
	gemessen	entfaltet	
rekristallisiert	3,73 keV	3,17 keV	3,07 keV (12,0 mrad)
deformiert	3,45 keV	2,89 keV	2,71 keV (10,6 mrad)

Der Vergleich der Ergebnisse von Dopplereffekt- und Winkelkorrelationsmessungen zeigt, daß auf Grund der relativ schlechten Energieauflösung bei Dopplereffektmessungen (uns bekannte beste Auflösung 1,15 keV) Aussagen über die detaillierte Annihilationsliniengestalt trotz der Entfaltung der Spektren kaum noch möglich sind. Wesentlich genauere Ergebnisse sind mit Winkelkorrelationsmessungen (beste Auflösungen = 0,5 mrad = 0,13 keV) zu erreichen. Dagegen lassen sich Änderungen von Defektkonzentrationen (Zahl der eingefangenen Positronen) ausreichend genau durch Änderungen in der globalen Annihilationsliniengestalt erfassen. Dopplereffektmessungen eignen sich somit und auf Grund der kurzen Meßzeiten bzw. guten Statistik besonders gut zur Untersuchung der Kinetik von Defekten.

L i t e r a t u r

[1] Brümmer, O. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 104  
 [2] Hotz, H.P. et al., Phys. Rev. 170 (1968) 351  
 [3] Schülke, W. und O. Brümmer, in: Elektronenstruktur, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1972, S. 95  
 [4] Hodges, C.H., Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 284  
 [5] Burgers, H.C. und P.H. van Cittert, Z. Physik 79 (1932) 722

den deshalb mit Hilfe eines Rechenprogrammes geglättet und entfaltet [5], wobei die 514 keV-Linie des <sup>85</sup>Sr als Auflösungsfunktion benutzt wurde. Abb. 1 zeigt flächennormiert die Meßkurven für undeformiertes (a) und 3,5 % deformiertes (b) Pd sowie die entsprechenden entfalteten Profile (c) bzw. (d). Die Tabelle 1 enthält die Halbwertsbreiten der Kurven (a) bis (d) und der gemessenen Winkelkorrelationskurven, die mit einer Auflösung von 1,8 mrad, was einer Energieauflösung von 0,46 keV entspricht, gemessen wurden.

Die mit allen drei Methoden

4.11 MESSUNGEN DER DOPPLERVERBREITERTEN ANNIHILATIONS LINIENGESTALT AN UNTERSCHIEDLICH DEFORMIERTEN UND AUSGEHEILTEN NICKELPROBEN

O. Brümmer, G. Brauer und G. Dlubek

Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Sektion Physik

W. Andrejtscheff und P. Manfraß

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Aussagen zur Realstruktur von Metallen können aus der Änderung der Annihilationsparameter mit der Art und Konzentration von Defekten gewonnen werden. Die Kinetik des Positroneneinfanges in Defekten wird durch das Trapping-Modell [1] beschrieben. Zur Zeit  $t = 0$  sollen sich  $N$  thermalisierte Positronen in ungestörten Gitterbereichen befinden. Diese können mit einer Rate  $\lambda_1$  annihilieren oder von Defekten mit einer Rate  $q$  eingefangen werden und dort mit einer Rate  $\lambda_2$  annihilieren. Wenn zur Zeit  $t$  die Zahl der Positronen in ungestörten Gitterbereichen  $n_1$  und in Defekten  $n_2$  ist, so lassen sich ihre Änderungen durch die folgenden Differentialgleichungen beschreiben:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= -(\lambda_1 + q) n_1 \\ \frac{dn_2}{dt} &= q n_1 - \lambda_2 n_2 \end{aligned} \quad (1)$$

mit den Grenzbedingungen  $n_1(0) = N$ ,  $n_2(0) = 0$  und der Voraussetzung einer verschwindenden Entweichrate. Durch Lösen von (1) erhält man für  $n_2$

$$n_2(t) = \frac{Nq}{\lambda_1 - \lambda_2 + q} \left[ \exp[-\lambda_2 t] - \exp[-(\lambda_1 + q) t] \right] \quad (2)$$

Die relative Gesamtzahl von Annihilationsereignissen aus Defekten ergibt sich dann durch

$$\eta_2 = \frac{N_2}{N} = -\frac{1}{N} \int_0^{\infty} \lambda_2 n_2(t) dt = \frac{q}{\lambda_1 + q} \quad (3)$$

Die Einfangrate  $q$  wird der Konzentration der Einfangzentren  $C$  proportional vorausgesetzt:

$$q = \sigma \cdot \bar{v} \cdot C \quad (4)$$

$\sigma$  ist der Einfangquerschnitt eines Einfangzentrums für Positronen und  $\bar{v}$  die mittlere thermische Positronengeschwindigkeit. Nach Gl. (3) und (4) ändert sich  $\eta_2$  mit wachsender Defektkonzentration monoton von Null gegen Eins.

Der Anteil der in Defekten annihilierenden Positronen läßt sich aus den Experimenten wie folgt bestimmen [2]:

$$\eta_2 = (S - S_1) / (S_2 - S_1) \quad (5)$$

Dabei ist  $S$  ein für den Annihilationsprozeß charakteristischer Parameter, z.B. die mittlere Positronenlebensdauer oder die Peakhöhe der flächennormierten Winkelkorrelations- oder Dopplereffektspektren. Es ist üblich, bei Dopplereffektmessungen den für die Annihilationsliniengestalt charakteristischen Parameter  $S$  durch den Quotienten aus der Summe der Zählrate über eine feste Zahl von Kanälen am Maximum der Linie ( $510,9 \pm 1,30$ ) keV bei unseren Messungen und der Gesamtfläche zu berechnen.  $S_1$  und  $S_2$  sind die Größen von  $S$  im ungestörten Kristall, bzw. im defektreichen Kristall (Sättigung - alle Positronen annihilieren in Defekten). Die Gründe für die Änderung der Annihilationsparameter werden im Bericht 4.10 erklärt.

Die Gl. (3) bis (5) erlauben, bei bekanntem Einfangquerschnitt  $\sigma$  aus Positronenannihilationsmessungen die Defektkonzentration zu bestimmen, was bisher vor allem zur Bestimmung von Leerstellenbildungsenergien (über den Arrhenius-Ansatz) genutzt wurde [2].

Messungen der dopplerverbreiterten Annihilationsliniengestalt an unterschiedlich deformierten und ausgeheilten Nickelproben sollten Aussagen zur Kinetik des Positroneneinfanges in Versetzungen liefern und zur Klärung der Frage beitragen, ob bei gleichzeitigem Auftreten von Versetzungen und Leerstellen diese im Experiment unterschieden werden können. Die Messung erfolgte mit einem Ge(Li)-Spektrometer mit einer Auflösung von 1,64 keV und der Anordnung von Probe - Quelle in Sandwichtechnik (Bericht 4.10). Die Ni-Proben (99,95 %,  $2 \times 20 \times 30 \text{ mm}^3$ ) wurden 5 h bei  $1000^\circ\text{C}$  unter Argon von  $10^{-1}$  Torr rekristallisiert, danach erfolgte die Deformation durch Kaltwalzen ( $T \leq 0^\circ\text{C}$ ). Vor dem Walzen und vor den Messungen, die bei Zimmertemperatur erfolgten, wurden die Proben in 65%iger  $\text{HNO}_3$  geätzt. Das Ausheilen erfolgte 2 h bei  $300^\circ\text{C}$  im Ofen.

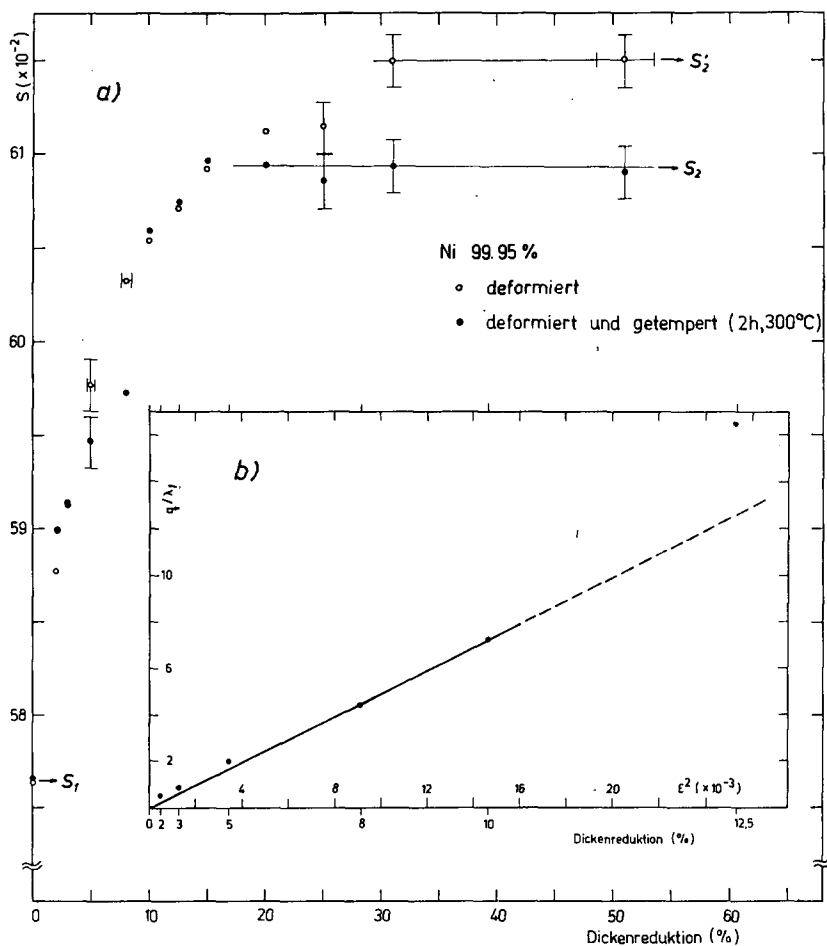


Abb. 1

S-Parameter aus Dopplereffektmessungen an deformiertem Ni

Abb. 1a zeigt die Änderung des S-Parameters mit wachsendem Deformationsgrad. Die Sättigung tritt bei etwa 30 % Dickenreduktion ein; hier ist die Defektkonzentration (Versetzungen und Leerstellen) so groß, daß alle Positronen in Defekten annihilieren. Die Temperung der Proben bei  $300^\circ\text{C}$  bewirkt eine Leerstellenausheilung ohne merkliche Beeinflussung der Versetzungsdichte [3]. Bis 15 % Dickenab-

nahme haben beide Kurven innerhalb der Fehlergrenzen einen gemeinsamen Verlauf, während ab 15 % schon eine Sättigung bei den ausgeheilten Proben und ein abweichendes Verhalten zu den nichtausgeheilten auftritt. Dieser Verlauf kann wie folgt interpretiert werden.

Bis etwa 10 % Dickenreduktion entstehen bei der Deformation in merklichem Maße Versetzungen. Dieser Anstieg entspricht dem Bereich II der Verfestigungskurve bei Einkristallen, für den eine quadratische Abhängigkeit der Versetzungsdichte  $C_{\perp}$  von der Verformung  $\epsilon$  erwartet wird.  $\epsilon$  berechnet sich aus der Dickenreduktion  $d/d_0$  nach der Relation  $\epsilon \sim \log d_0/d$  [4]. Abb. 1b zeigt den linearen Zusammenhang zwischen den aus dem Experiment (Gl. (3) und (5)) bestimmten Werten für  $q/\lambda_1 \sim C$  und  $\epsilon^2$ . Eine Abweichung vom linearen Verhalten erfolgt zwischen 10 und 12 % Dickenabnahme, was durch den Übergang vom Bereich II zum Bereich III der Verfestigungskurve erklärt werden kann. Durch Schneidprozesse von Versetzungen entstehen verstärkt Leerstellen, deren Konzentration zwischen 15 und 20 % Dickenreduktion so groß geworden ist, daß die Positronen bei ihrer Diffusion durch das Gitter mit wachsender Wahrscheinlichkeit auf Leerstellen treffen. Die Annihilation der Positronen in Leerstellen erfolgt zunehmend auf Kosten der Annihilation in Versetzungen und geht bei 30 % Deformationsgrad in die Sättigung über. Dagegen haben nach Ausheilung der Leerstellen alle Positronen wieder die Möglichkeit, in Versetzungen zu annihilieren. Der größere Betrag des Sättigungswertes für den S-Parameter der Leerstellen im Vergleich zu Versetzungen läßt sich durch die plausible Annahme erklären, daß die Annihilationswahrscheinlichkeit mit gebundenen Elektronen benachbarter Ionenrümpfe bei Lokalisation der Positronen in Leerstellen stärker abnimmt als bei Lokalisation im Dilatationsteil von Versetzungen. Dies würde zu einer Verschmälerung der Spektren (siehe Bericht 4.10) und zu einem höheren Wert für den S-Parameter führen.

Die Berechnung des Einfangquerschnittes  $\mathcal{G}$  erfolgte nach dem in [4] gegebenen Modell. Hier wird zwischen der Konzentration der Einfangzentren  $C$  und der Versetzungsdichte  $C_{\perp}$  der Zusammenhang  $C = C_{\perp}/b$  ( $b$  - Betrag des Burgersvektors) sowie die Beziehung  $C_{\perp} \sim \epsilon^2$  vorausgesetzt. Unter Benutzung des Sättigungswertes der ausgeheilten Proben für  $S_2$  (Gl. (5)) erhalten wir für den Einfangquerschnitt einen Wert von  $\mathcal{G} = 15 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ . In [4] wurde aus ähnlichen Messungen an deformiertem Ni (99,995 %) ein Wert von  $\mathcal{G} = 6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  ermittelt. Einen mit [4] vergleichbaren Wert von  $\mathcal{G} = 5,3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  erhalten wir, wenn für  $S_2$  der Sättigungswert der nichtausgeheilten Proben benutzt wird. Versteht man unter  $\mathcal{G}$  den Querschnitt für ein Einfangzentrum einer Versetzung, so erscheint uns die Verwendung des Sättigungswertes der ausgeheilten Proben realistischer, da hier der Leerstelleneinfluß weitgehend unterdrückt wird. Unter Benutzung von  $\mathcal{G} = 15 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  lassen sich Versetzungsdichten ermitteln, die von  $0,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  bei 3 % Dickenreduktion auf  $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  bei 10 % Dickenreduktion anwachsen.

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen:

1. Mittels Positronenannihilation können bei einmal bekanntem Einfangquerschnitt  $\mathcal{G}$  relativ schnell und genau Versetzungsdichten zerstörungsfrei bestimmt werden, wobei der Empfindlichkeitsbereich etwa bei  $10^7 - 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  liegt.

2. Auf Grund der Unterscheidbarkeit der verschiedenen Defektarten im Experiment sind zusätzliche Informationen beim Studium von Ausheilprozessen möglich.

Zu bestimmen sind in nächster Zeit die genauen Werte für die Einfangquerschnitte und die Wirkung unterschiedlicher Defektarten wie Versetzungen, Leerstellen und Leerstellenagglomeraten sowie von Fremdatomen.

#### L i t e r a t u r

- [1] Bergersen, B. und M.J. Stott, Solid State Commun. 7 (1969) 1203
- [2] Seeger, A., J. Phys. F: Metal Phys. 3 (1973) 248
- [3] Simson, P. und R. Sizmann, Z. Naturforschung 17a (1962) 596
- [4] Baram, J. und M. Rosen, phys. stat. sol. (a) 16 (1973) 263

#### 4.12 MESSUNGEN VON POSITRONENLEBENSDAUERN IN FLÜSSIGKRISTALLEN MIT UND OHNE EINFLUSS EINES ELEKTRISCHEN FELDES

O. Brümmer, U. Marx und G. Dlubek

Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Sektion Physik

W. Andrejtscheff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Während Aussagen zur Elektronenstruktur der Festkörper vor allem aus dem Zerfall freier Positronen gewonnen wurden, spielen für das Studium der Eigenschaften molekularer Stoffe die Prozesse der Positroniumbildung, -umwandlung und -vernichtung, modifiziert durch Reaktionen mit der molekularen Umgebung, die dominierende Rolle. Eine Fülle experimentellen Materials weist diese Vorgänge als äußerst komplex aus und konnte theoretisch noch nicht erschöpfend gedeutet werden [1].

Positronenlebensdauern sind an Flüssigkristallen gemessen worden [2-4], doch nach unserer Kenntnis noch nicht mit angelegtem elektrischen Feld. (Eine Übersicht über das Gebiet der Flüssigkristalle findet sich z.B. in [5].) Dabei wurde mit abnehmendem Ordnungsgrad der Moleküle (Temperaturanstieg, Phasenübergänge) eine Zunahme der langen Lebensdauerkomponente  $\tau_2$  gefunden, die von der Annihilation von Ortho-Positronium (o-Ps) durch Elektron-Pickoff herrührt.  $\tau_2$  ändert sich stark beim Übergang fest-mesomorph, weniger bei mesomorphen Übergängen und, wenn überhaupt, nur sehr schwach beim Übergang nematisch oder cholesterisch zu isotrop. In vier Fällen [3,4] wurde mit wachsendem  $\tau_2$  auch eine Zunahme der Intensität  $I_2$  dieser Komponente beobachtet, einmal nur die umgekehrte Tendenz [3]. Wegen der sehr geringen Dichteänderungen bei den Übergängen ( $\sim 0,1 \dots 0,6\%$  [6]) versagt eine Erklärung der großen Änderungen von  $\tau_2$  allein durch Zunahme des freien Volumens. Zur Deutung des beobachteten Verlaufs von  $\tau_2$  und  $I_2$  wird in [3] eine mit steigender Strukturregularität verringerte Ps-Bildung oder vergrößerte Pickoff-Rate in Betracht gezogen. Während die im ersten Fall angenommene Positronenbindung an negativen Dipolenden in einer Lebensdauer, nicht unterscheidbar von der freier Positronen, resultieren soll, hätte man im zweiten Fall weitere Pickoff-Komponenten ( $\tau_3 \dots$ ) zu erwarten. Der Einfluß verschiedener Parameter auf  $\tau_2$  sowie die tatsächlich stattfindenden Annihilationsprozesse sind noch ungeklärt, jedoch weisen die Messungen an Flüssigkristallen auf eine wesentliche Bedeutung der Strukturregularität und damit von Änderungen der intermole-

kularen Wechselwirkungen, besonders zwischen permanenten sowie zwischen permanenten und induzierten Dipolen [2], hin. (In Mesophasen sind überwiegend Dispersionskräfte für die Fernordnung verantwortlich [6].) So können die geringen Variationen von  $\tau_2$  und  $I_2$  während mesomorpher Übergänge auf die beteiligten Übergangsentropien bezogen werden [3]. In [4] wird neben  $\tau_2$  über drei weitere Komponenten in p-Azoxyanisol berichtet: ein nicht separierbar kleiner Wert wird dem Zerfall von p-Ps zugeordnet, eine kurze Komponente zwischen 0,33 und 0,37 ns soll von freien Positronen herrühren und eine mittlere Komponente von etwa 1 ns wird auf o-Ps bezogen, das durch Dipolanziehung in Bereichen höherer Elektronendichte lokalisiert ist.

Kristallin-flüssige Proben werden durch elektrische Felder von wenigen 100 V/cm (abhängig von der Schichtdicke) homogen orientiert. Stärkere Felder erzeugen Turbulenz und verringern wieder die molekulare Ordnung. An 4,4'-Di-n-butylanilin-4-benzyliden mit mehreren smektischen und einer nematischen Modifikation wurde z.B. bei Temperaturen jeweils wenig unterhalb mesomorpher Übergänge durch ein starkes elektrisches Feld die Umwandlung zur geringer geordneten Phase hervorgerufen [7].

Mit einer in der Kernphysik üblichen Anordnung wurden Lebensdauerspektren für 4,n-Propoxybenzyliden-4',n-oktylanilin (PBOA) (Festpunkt 38 °C, Klärpunkt 65 °C) in der festen, nematischen und isotropen Phase und für 4,n-...-pentylanilin (PBPA) (34 °C, 71 °C) in der nematischen Phase bei verschiedenen Feldstärken aufgenommen. Die  $^{22}\text{Na}$ -Quelle befand sich zwischen Glimmerscheiben (2,8 mg/cm<sup>2</sup>) in der Mitte eines wassertemperierten Teflonbehälters, beidseitig von 3 mm Substanz umgeben. Der Zeitmaßstab war 0,057 ns/Kanal bei Messung a (Abb. 1), sonst 0,232 ns/Kanal. Der große Wert von  $\tau_2$  ließ eine grafische Auswertung der Spektren zu. Die Intensität der kurzen Komponente(n), empfindlich gegen Nullpunkt-drifts, die nicht vermieden werden konnten, war dabei sehr unsicher. Einige Spek-

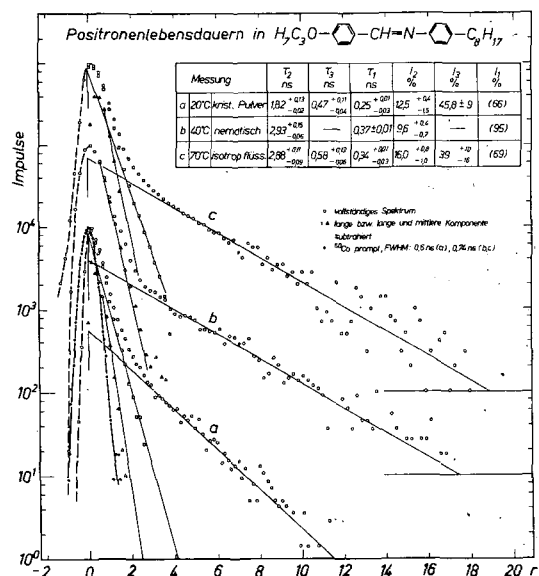


Abb. 1

Lebensdauerspektren in PBOA (Zur besseren Übersicht wurde von Kurve a nur jeder dritte Punkt gezeichnet und die Promptkurve zu b und c weggelassen.)

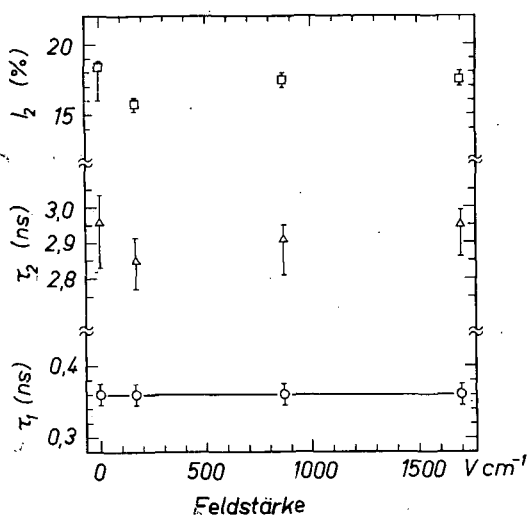


Abb. 2

Lebensdauern und Intensitäten in nematischem PBPA (40 °C) im elektrischen Feld. Es wurden jeweils nur zwei Komponenten beobachtet.

tren ließen sich in drei Komponenten auflösen, doch war hier die Anpassung nicht so befriedigend. Die Werte aus Abb. 1 bestätigen die zitierten Ergebnisse. Im elektrischen Feld (Abb. 2) liegen bei der gegebenen Genauigkeit zu wenig Messungen vor, um eindeutig eine Abhängigkeit nachzuweisen. Mit zunehmenden Feldstärken deutet sich zunächst ein leichter Abfall von  $\mathfrak{V}_2$  und  $I_2$  an; in stärkeren Feldern ist wieder ein Anstieg erkennbar.

Eine halbempirische Form des Freien-Volumen-Modells [8] betrachtet die Aufteilung des freien Volumens  $V_f$  in Zellen einer mittleren Größe  $v$  und setzt die Bildungswahrscheinlichkeit für  $P_s$  proportional  $V_f/v$ , also der Zahl solcher Zellen. Da  $\mathfrak{V}_2$  mit größer werdendem  $v$  wächst, ändern sich  $\mathfrak{V}_2$  und  $I_2$  gegenläufig. Bei Vorgängen, bei denen die molekulare Ordnung abnimmt, ist dagegen mit der (in Flüssigkristallen sehr geringen) Vergrößerung von  $V_f$  und  $v$  auch eine steigende Zahl der molekularen Zwischenräume ( $\sim V_f/v$ ) zu erwarten, die den Zuwachs in  $I_2$  erklärt. Mit der oben erläuterten Feldstärke-Ordnungs-Korrelation paßt auch der sich andeutende Feldstärkeverlauf von  $\mathfrak{V}_2$  und  $I_2$  in den Rahmen dieser Interpretation.

#### L i t e r a t u r

- [1] Goldanski, V.I., Positron Annihilation, Hrsg. A.T. Stewart und L.O. Roellig, Academic Press, New York 1967, S. 183
- [2] Cole, G.D. and W.W. Walker, J.Chem. Phys. 39 (1963) 850; 42 (1965) 1692  
Cole, G.D. et al., J. Chem. Phys. 49 (1968) 1980
- [3] Nicholas, J.B. und H.J. Ache, J. Chem. Phys. 57 (1972) 1597
- [4] McNutt, J.D. et al., Phys. Rev. B5 (1972) 826
- [5] Brown, G.H. et al., A Review of the Structure and Physical Properties of Liquid Crystals, Butterworths, London 1971
- [6] Maier, W. und A. Saupe, Z. Naturf. 14a (1959) 882; 15a (1960) 287
- [7] Marx, U., Diplomarbeit, Halle 1973
- [8] Thosar, B.V. et al., phys. stat. sol. (b) 55 (1973) 415

#### 4.13 BESTIMMUNG DER BORKONZENTRATION IN SILIZIUM MIT DER REAKTION $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$

R. Gröttschel, R. Klages, U. Kreibitz, R. Mann, W. Rudolph und Ch. Weise  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für eine quantitative Mikroanalyse wurden die Neutronenausbeuten der Reaktion  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  im Bereich der Schwellenergie gemessen. In der Abbildung 1 sind für drei homogen dotierte Si-Einkristallscheiben und ein Bornitrit-Target als Bezugsnormale die Anregungskurven dargestellt. Der Kurvenverlauf entspricht der Energieabhängigkeit der Neutronenausbeute am dicken Target. Die Verschiebung der Schwellenergie beim Bornitrit-Target wird durch eine dünne Al-Schicht verursacht, die zur Ableitung der Ladung auf das Bornitrit aufgedampft wurde. Aus dem Vergleich der Neutronenausbeuten der Si-Targets mit denen des Bornitrits läßt sich die absolute Borkonzentration der Si-Scheiben angeben.

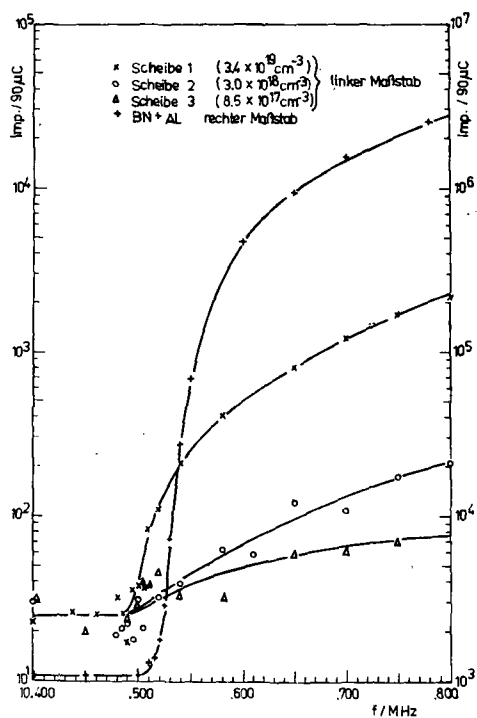


Abb. 1  
Neutronenausbeuten der Reaktion  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$   
im Bereich der Schwellenergie für drei ver-  
schiedene Borkonzentrationen und ein Ver-  
gleichstarget



5. PRÄPARATIVE UND ANALYTISCHE ARBEITEN UND ARBEITEN AM MASSENTRENNER

5.1 BESTIMMUNG VON IMPLANTATIONSPROFILIEN MITTELS ELEKTRISCHER MESSUNGEN

D. Panknin, A. Schmidt und A. Zetzsche  
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2  
 H. Beulich  
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 3

Die Anzahl und die Verteilung der elektrisch aktiven Ladungsträger in ionenimplantierten Schichten lassen sich durch kombinierte Widerstands- und Halleffektmessungen bestimmen. Zum Meßeffect tragen neben den implantierten Dotanten auch Verunreinigungen und Strahlenschäden bei. Elektrisch aktiv sind nur die Dotierungselemente, die auf Gitterplätzen sitzen. Nach der Implantation befindet sich nur ein Teil der Dotanten auf Gitterplätzen. Bei einer anschließenden Temperung heilen einmal die Strahlenschäden aus und zum anderen wandern die Dotanten auf Gitterplätze. Daher können die durch elektrische Messungen ermittelten Profile unterschiedlich zu denen nach anderen Methoden bestimmten sein. Die Lage und der Verlauf der Profile hängen von der Implantationsenergie, der Dosis, der Beschußrichtung, der Dotantenart und der Ausheiltemperatur ab.

Für die Messungen wurde ein Widerstands- und ein Hallmeßplatz aufgebaut. Es wurden Widerstandsprofile aufgenommen. Die sukzessive Messung erfolgte mit der Vier-Spitzen-Methode unter Anwendung der chemischen Abtragetechnik [1], (s. Bericht 4.4). Es wurden Schichten  $\approx 50 \text{ \AA}$  abgetragen. Als Implanter diente der Rossendorfer Massenseparator [2].

Abb. 1 zeigt ein Widerstandsprofil von P-implantiertem p-Si. ( $E = 29 \text{ keV}$ ,  $\phi = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ,  $T_A = 700 \text{ }^\circ\text{C}$ , 30 min).

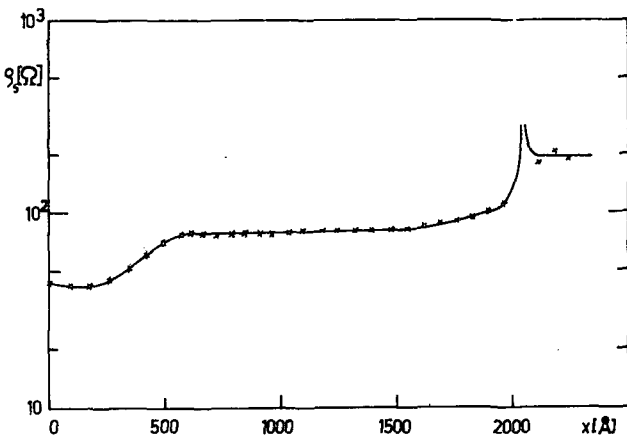


Abb. 1  
 Widerstandsprofil von Phosphor-implantiertem p-Si  
 $\phi = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ,  $E = 29 \text{ keV}$ ,  
 Ausheilung:  $700 \text{ }^\circ\text{C}$ , 30 min

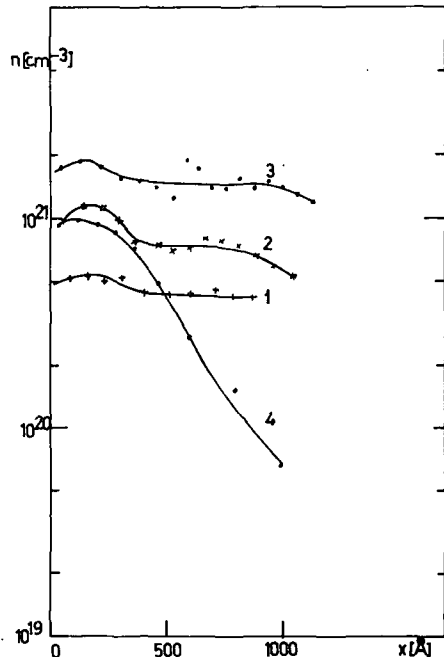


Abb. 2  
 Ladungsträgerprofile von Phosphor-implantiertem p-Si  
 Kurven 1, 2, 3:  $E = 29 \text{ keV}$ , Ausheilung  $700 \text{ }^\circ\text{C}$ , 30 min  
 Kurve 1:  $\phi = 10^{14} \text{ cm}^{-2}$   
 Kurve 2:  $\phi = 10^{15} \text{ cm}^{-2}$   
 Kurve 3:  $\phi = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$   
 Kurve 4:  $\phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$   
 $E = 15,2 \text{ keV}$ , Ausheilung:  $400 \text{ }^\circ\text{C}$ , 15 min

Die Kurve zeigt ein wenig ausgeprägtes Minimum, dann einen Bereich mit gering ansteigendem Widerstand und an der Stelle des pn-Überganges einen sehr hohen Widerstand ( $\rho_s > 10^6 \Omega$ ). Der pn-Übergang für 10 Ohm cm p-Si bei den angegebenen Ausheilbedingungen liegt bei etwa 2000 Å.

Abb. 2 zeigt die unter Verwendung von Literaturwerten für die Beweglichkeit berechneten Ladungsträgerkonzentrationen. Das Maximum der Ladungsträgerkonzentration liegt bei etwa 180 Å für eine Implantationsenergie von 29 keV (Kurven 1 - 3) und wird bei kleinerer Implantationsenergie zur Probenoberfläche verschoben (z.B. etwa 100 Å bei  $E = 12$  keV). Für höhere Implantationsdosen werden größere Ladungsträgerkonzentrationen bestimmt.

Entsprechende Widerstands- bzw. Ladungsträgerkonzentrationsprofile für B-implantiertes n-Si sind in den Abb. 3 und 4 zu sehen ( $E = 12$  keV). Hier liegt das Maximum der Ladungsträgerkonzentration bei 230 Å, die Lage des pn-Überganges bei  $\approx 1700$  Å für hochohmiges Material.

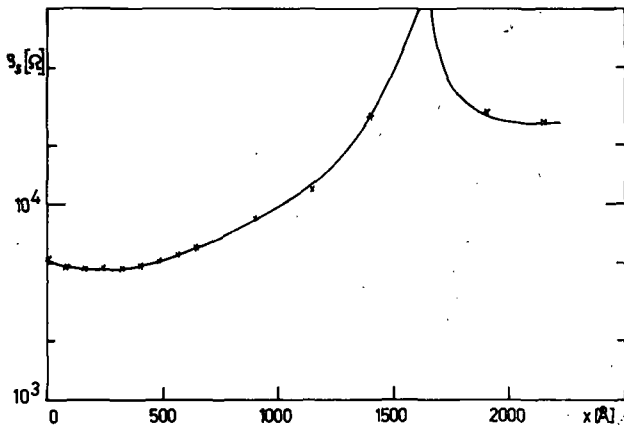


Abb. 3  
Widerstandsprofil von Bor-implantiertem n-Si  
 $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ,  $E = 12,2 \text{ keV}$   
Ausheilung:  $400 \text{ }^\circ\text{C}$ , 15 min

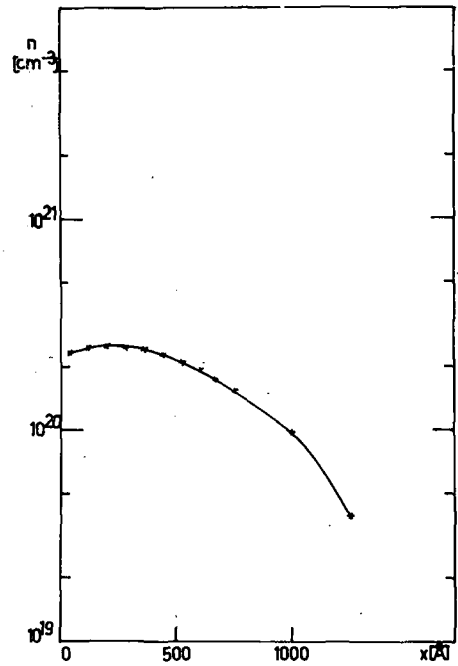


Abb. 4  
Ladungsträgerprofil von Bor-implantiertem n-Si  
 $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ,  $E = 12,2 \text{ keV}$   
Ausheilung:  $400 \text{ }^\circ\text{C}$ , 15 min

L i t e r a t u r

[1] Roß, R. et al., Internationale Arbeitstagung über Ionenimplantation in Halbleiter, (Rossendorf 29.-31.5.1972), ZfK-236 (1972) 151  
[2] Altmann, J. et al., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 135

## 5.2 DIE ANODISCHE OXYDATION ALS VORSTUFE ZUR PROFILUNTERSUCHUNG IMPLANTIERTER Si-SCHEIBEN

G. Mende und G. Küster

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 3

Durch anodische Oxydation des Si und anschließende Ätzung mit Flußsäure werden dünne Si-Schichten abgetragen. Die Dicke der abgeätzten Schicht wird aus der abgeätzten Si-Menge (die mit Hilfe von  $^{31}\text{Si}$  gemessen wird) berechnet.

Etwa 0,3 mm starke, geläppte, geätzte, polierte und HF-behandelte Si-Scheiben (Durchmesser = 18 mm) werden 1 Stunde im Reaktor bestrahlt (Neutronenfluß =  $10^{13}/\text{cm}^2 \text{ sec}$ ). Nach erneuter Ätzung mit konzentrierter Flußsäure, Spülung und Trocknung werden die Scheiben 1/2 Std. bei  $700^\circ\text{C}$ ,  $10^{-5}$  Torr, ausgeheilt. Nach erneuter HF-Behandlung werden die Scheiben bei konstanter Stromdichte ( $6 \text{ mA}/\text{cm}^2$ ) im Elypovist (Carl Zeiss, Jena) (Abb. 1) anodisch oxydiert [1], wobei der Zellspannungsverlauf mit der Zeit aufgezeichnet wird. Als Elektrolyt

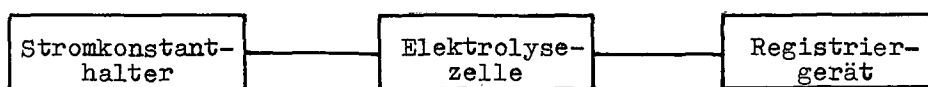


Abb. 1a

Blockschaltbild der Anordnung zur anodischen Oxydation

Stromkonstanthalter: 0 - 600 V ; 0,9 - 60 mA ;  $\frac{\Delta J}{J} < 1\%$

Elektrolysezelle: modifizierte Elektrolysezelle des Elypovist

Registriergerät: Spannungsschreiber

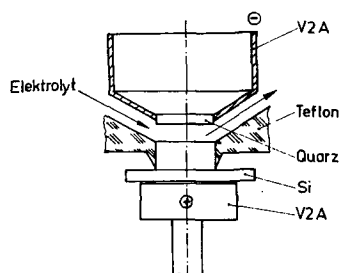


Abb. 1b

Prinzip der Elektrolysezelle

dient  $0,04\text{n KNO}_3$  in Äthylenglykol, der während des Versuches ständig umgepumpt wird. Nachdem eine bestimmte Zellspannungsänderung erreicht worden ist, wird der Elektrolysestromkreis unterbrochen und die Oxidschicht mit  $5,0\text{n HF}$  abgeätzt, gespült. Darauf kann weiter anodisiert werden.

Für p-Si von 7,5 bis  $12,5 \text{ Ohm cm}$  vergrößert sich bei konstanter Stromdichte während der anodischen Oxidation ständig die Zellspannung infolge der  $\text{SiO}_2$ -Bildung an der Phasengrenze Si/Elektrolyt (Abb. 2). Da alle anderen Widerstände in der Elektrolysezelle konstant gehalten werden, kann die

Zellspannungsänderung als Maß für die Dicke der oxydierten Si-Schicht dienen (s. Abb. 3). Es konnten mit Hilfe dieser Anordnung erstmalig reproduzierbar sehr dünne Si-Schichten

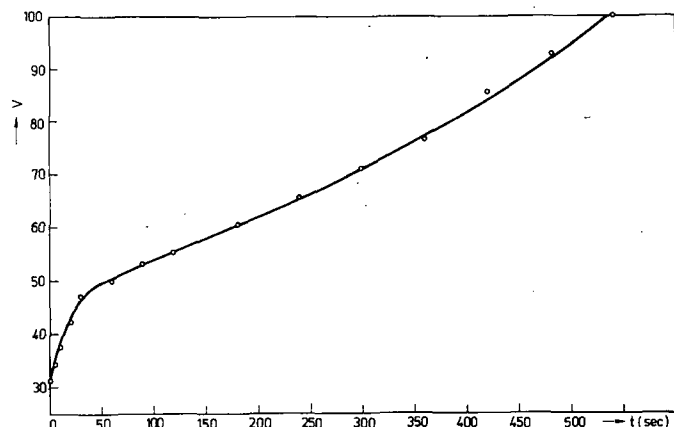


Abb. 2

p-Si ( $7,5 - 12,5 \text{ Ohm cm}$ )  
Die Zellspannung als Funktion der Elektrolysezeit bei konstanter Stromdichte ( $6 \text{ mA}/\text{cm}^2$ )

abgetragen werden ( $55 \text{ \AA}$  bzw.  $33 \text{ \AA}$ ). In der Literatur wird dagegen als Mindestschichtdicke  $100 - 200 \text{ \AA}$  [2,3] angegeben.

Für n-Si von 1,5 bis 2,5 Ohm cm zeigt die Zellspannungszeitkurve (s. Abb. 4) im Gegensatz zu Abb. 2 ein Minimum. Es wurde beobachtet, daß im Gebiet des Minimums nur ein Teil der Si-Oberfläche (Ring am Rande der kreisförmigen, vom Elektrolyt bedeckten Fläche) mit Oxid bedeckt ist. Erst wenn die gesamte Si-Oberfläche mit Oxid überzogen ist, steigt die Zellspannung an. Das bedeutet, daß beim n-Si (1,5 - 2,5 Ohm cm) unterhalb einer Mindestschichtdicke (ca.  $150 \text{ \AA}$ ) nicht reproduzierbar und gleichmäßig abgetragen werden kann.

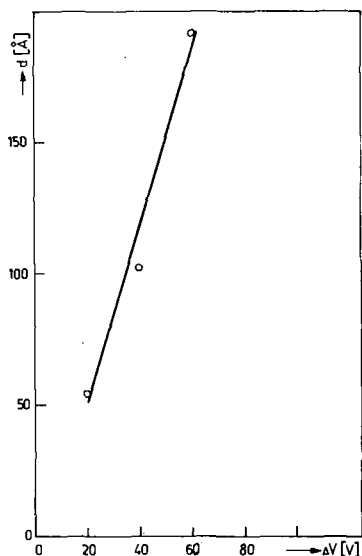


Abb. 3

Der Zusammenhang zwischen der abgetragenen Si-Schichtdicke und der Änderung der Zellspannung im Elypovist  
p-Si (7,5 - 12,5 Ohm cm)

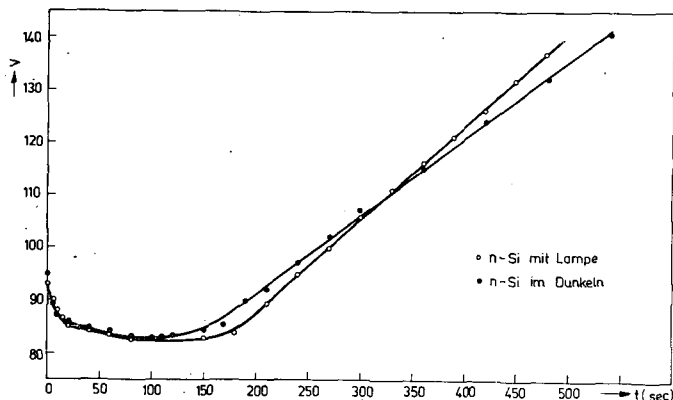


Abb. 4

n-Si (1,5 - 2,5 Ohm cm)  
Die Zellspannung als Funktion der Elektrolysezeit bei konstanter Stromdichte ( $6 \text{ mA/cm}^2$ )

## L i t e r a t u r

- [1] Modifiziertes Prinzip von H. Frey, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Sektion Physik
- [2] Manara, A. et al., Thin solid films 8 (1971) 359-375
- [3] Johansson, N.G.E. et al., Solid State Electronics 13 (1970) 317

## 5.3 OPTISCHE CHARAKTERISIERUNG DER OBERFLÄCHENGÜTE VON GEÄTZTEN Si-HALBLEITERSCHEIBEN

K. Wollschläger, L. Zollfrank und G. Küster  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 3

Geläppte Siliziumscheiben sind rau und haben ein hohes diffuses Reflexionsvermögen. Bei der Veredlung durch Polierätzen geht die diffuse Reflexion in zunehmendem Maße in reguläre (gerichtete) Reflexion über.

Mit Transmissionsmessungen oberhalb  $1200 \text{ nm}$  kann die diffuse Reflexion und damit die Oberflächenrauigkeit charakterisiert werden, weil dort die Absorption so gering ist, daß der durchgelassene Lichtanteil hauptsächlich um den Betrag

der regulären und diffusen Reflexion verringert wird. Mit zunehmender Ätzdauer nähert sich die durchgelassene Lichtintensität von Null an dem Vergleichswert eines beidseitig polierten, planparallelen Si-Standards, der mit einem hindurchgelassenen Anteil von 50 % und einem daraus berechneten Reflexionsvermögen von 33 % Literaturwerte erreicht.

Reflexionsmessungen mit sichtbarem Licht ergeben gleichfalls eine Zunahme des regulären Reflexionsvermögens R. Allerdings wird R zusätzlich von eventuell auftretenden Oberflächenschichten beeinflusst.

Die Halbwertsbreite der Winkelverteilung des Reflexionsvermögens läßt sich am besten zur Charakterisierung bei größerer Oberflächenrauigkeit verwenden. Mit zunehmender Ätzdauer nimmt diese Halbwertsbreite kontinuierlich von  $\sim 50^\circ$  bis auf  $1,3^\circ$  ab (Durchmesser des parallelen Einfallsbündels sowie der Eintrittsblende der Meßeinrichtung: 3,8 mm; Entfernung Präparat - Eintrittsblende: 8 cm).

#### 5.4 ZUR FOTOEMPFLINDLICHKEIT IONENIMPLANTierter Si-KERNSTRAHLUNGSDETEKTOREN

M. Deutscher, K. Hohmuth und Ch. Weise

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

K. Wollschläger

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 3

Die Untersuchung der spektralen Fotoempfindlichkeit im kurzwelligen Bereich erlaubt es, Rückschlüsse auf die Ladungsträgersammlung im vorderen Teil der implantierten Schicht zu ziehen und damit das effektive Eintrittsfenster besser zu charakterisieren als durch Messungen mit  $\alpha$ - und Röntgenstrahlung. Für erste Versuche wurde von drei verschiedenen Halbleiterdetektoren die Metallschicht des Eintrittsfensters bis auf einen etwa 2 mm breiten Ring beseitigt, um dadurch den Lichteintritt in die implantierte Schicht zu ermöglichen.

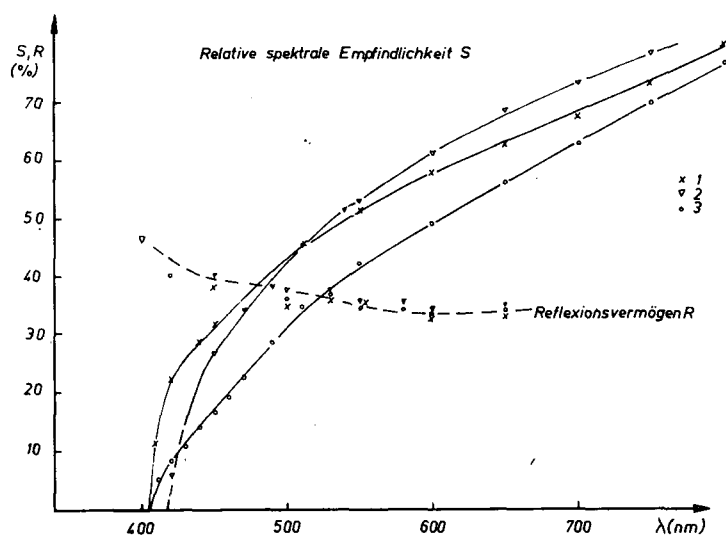


Abb. 1

Relative spektrale Fotoempfindlichkeit und Reflexionsvermögen von drei verschiedenen Halbleiterdetektoren (Charakterisierung in Tab. 1)

Abb. 1 zeigt die gemessenen Verläufe der relativen spektralen Empfindlichkeit S sowie des Reflexionsvermögens R. Zur Messung des Fotostromes (Kurzschlußstrom) wurde ein energiegleiches Lichtspektrum vorgegeben. Die aufgestrahlte Lichtleistung betrug  $1,6 \mu\text{W}$ . Im untersuchten Bereich bestand Linearität zwischen Fotostrom und Lichtleistung. Die aus der Ladungsträgerbilanz bestimmten effektiven Fensterdicken  $D_{\text{eff}}$  für verschiedene Fotoenergien sind neben den projizierten Reichweiten  $R_p$  der zur Fensterdotierung eingeschossenen Ionen

sowie den Angaben des äußeren Wirkungsgrades in Tabelle 1 zusammengestellt. Daraus ist zu entnehmen, daß  $D_{eff}$  mehr als doppelt so groß ist wie  $R_p$ . (Für Diode 1 gilt bei größeren Wellenlängen  $D_{eff} \approx R_p$ .) Die beobachtete Wellenlängenabhängigkeit von  $D_{eff}$  unterhalb von 450 nm deutet auf Oberflächeneinflüsse und Änderung des Absorptionskoeffizienten im implantierten Gebiet hin (letztere sollte bei geringen Implantationsdosen klein sein; R unterscheidet sich nur wenig von Werten für nichtimplantiertes Material).

Tabelle 1

Dioden-Nr.	Basis-Si		Fenster-implantation		effektive Fensterdicke in [Å]	projizierte Reichweiten [Å]	äußerer Wirkungsgrad im Maximum bei $\lambda = 1000$ nm [%]
	Typ	$\rho$ [Ω cm]	Element	Energie [keV]			
1	p	4000	P	12	~ 500	200	9,1
2	p	4000	P	28	~1800	370	10,0
3	p	4000	B	28	~2500	1000	4,6

### 5.5 IONENIMPLANTIERTE Si(pn)-DETEKTOREN MIT OXIDPASSIVIERTEM RAND

M. Deutscher, H. Richter, J. Schöneich und Ch. Weise

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Zur Stabilisierung implantierter Si(pn)-Detektoren [1] gegenüber atmosphärischen Einflüssen wurde das im ZfK installierte Laborverfahren zur Oxidpassivierung durch Sputtern [2] eingesetzt. Die Dichte der positiv geladenen Oberflächenzustände konnte durch Änderung der Passivierungsbedingungen so gesteuert werden, daß sich das Verfahren sowohl für p- wie auch für n-Si-Basismaterial einsetzen ließ. Die Untersuchungen wurden vorwiegend an Mesadioden durchgeführt (Abb. 1).

Bei n-Si bildet sich an der Si-Oberfläche eine Anreicherungsschicht, die relativ hohe Feldstärken am Diodenrand zur Folge hat. In diesem Fall sind zur Erzielung

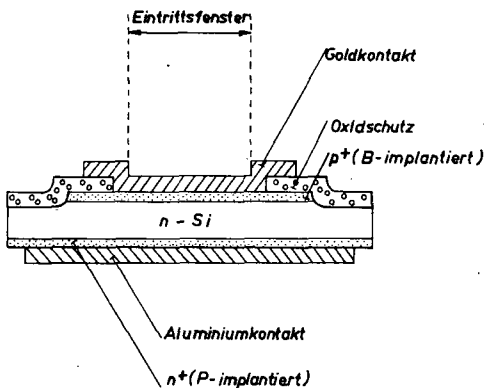


Abb. 1

Schematischer Querschnitt durch einen ionenimplantierten Si(pn)-Detektor mit oxidpassiviertem Rand (Mesastruktur)

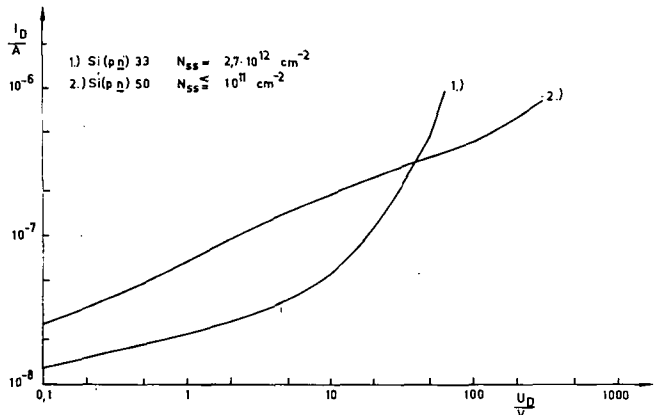


Abb. 2

Sperrkennlinien von zwei n-Si-Dioden mit verschiedenen Oberflächenzustandsdichten

hoher Durchbruchsspannungen geringe Oberflächenzustandsdichten ( $\leq 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) erforderlich (Abb. 2).

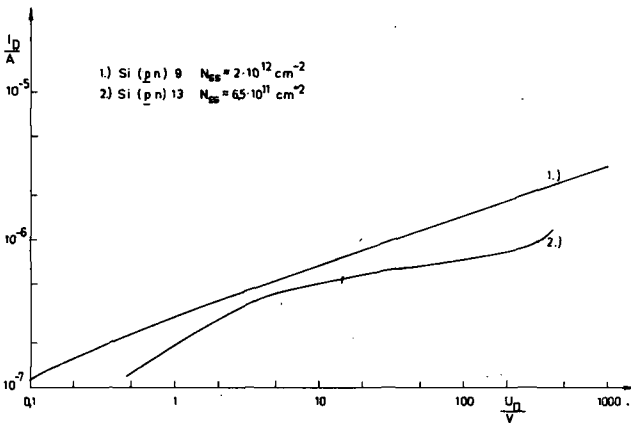


Abb. 3 Sperrkennlinien von zwei p-Si-Dioden mit verschiedenen Oberflächenzustandsdichten

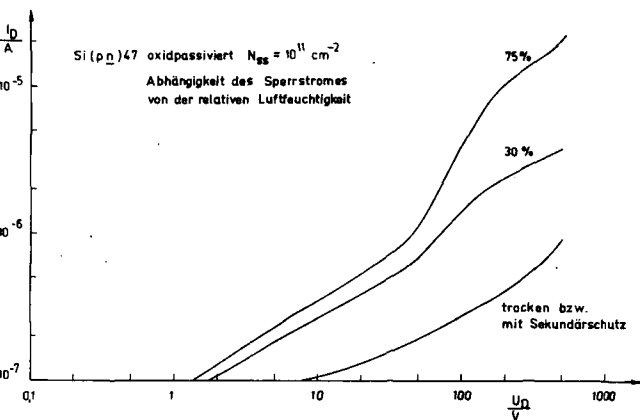


Abb. 4 Abhängigkeit der Sperrkennlinie von der relativen Luftfeuchtigkeit bei einer n-Si-Diode

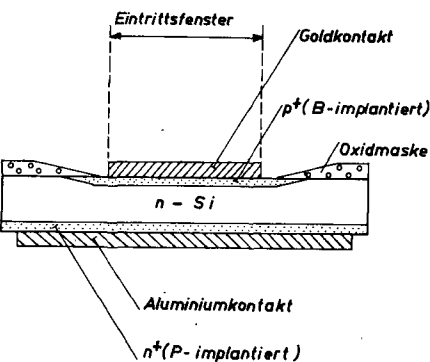


Abb. 5 Schematischer Querschnitt durch einen oxidmaskierten Si(pn)-Detektor

Im Gegensatz dazu entsteht bei p-Si eine Inversionsschicht und damit ein Channel am Diodenrand. In Abb. 3 sind charakteristische Sperrkennlinien von zwei p-Si-Dioden mit verschiedenen Oberflächenzustandsdichten dargestellt. Die Diode mit der höheren Zustandsdichte besaß eine Durchbruchspannung von 1000 V und ein spektrometrisches Rauschen von 10 keV. Die andere Diode brach bereits bei 200 V durch und das Rauschen betrug trotz des geringeren Stroms 16 keV.

Die Überprüfung der Atmosphärenabhängigkeit ergab für die Mehrzahl der untersuchten Dioden eine Abhängigkeit des Stromes und des Rauschens von der relativen Luftfeuchtigkeit. Dabei zeigten p-Si- und n-Si-Dioden in der Tendenz ein entgegengesetztes Verhalten. Ein besonders krasses Beispiel ist in Abb. 4 dargestellt. Dieser Effekt läßt sich durch eine Sekundärabdeckung (z.B. mit Silikonlack) beseitigen.

In einigen Fällen erfolgte die Implantation des Sperrkontaktes durch eine Oxidmaske (Abb. 5).

Die Böschung der etwa 2000 Å dicken Oxidschicht hatte eine Ausdehnung von etwa 1 mm und sorgte für die Bildung einer Schelfstruktur am Diodenrand. In diesem Fall konnte auf eine Mesaätzung verzichtet werden. Die Dioden besaßen die gleichen spektroskopischen Eigenschaften wie die Mesadioden. Ihre Atmosphärenempfindlichkeit war äußerst gering.

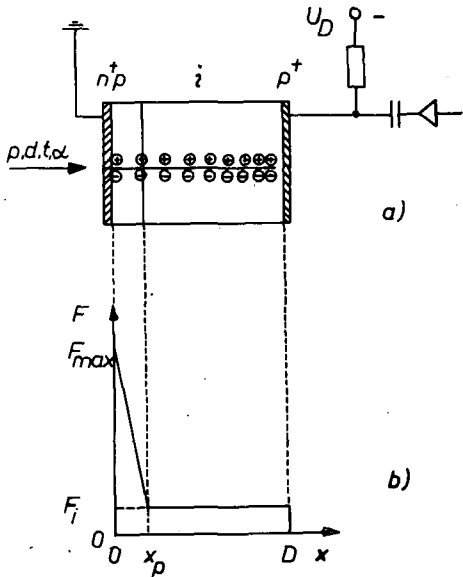
#### L i t e r a t u r

- [1] Deutscher, M. und J. Schöneich, Jahresbericht ZfK-243 (1972) 154
- [2] Weise, Ch., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 156

5.6 ÜBER DEN SIGNALANSTIEG FÜR TEILCHENSTRAHLUNG IN EINEM HALBLEITERSPERRSCHICHTZÄHLER MIT HETEROGENEM BASISWIDERSTAND

M. Deutscher und R. Klages

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2



Bei Messungen mit Halbleiterdetektoren hängt der Signalanstieg von der Ladungsträgersammlungszeit und diese wiederum von der Feldstärke  $F$  in der Raumladungszone ab. Bisher wurden Untersuchungen dieses Sachverhaltes stets an pn- und pin-Strukturen vorgenommen. In der hier vorgestellten Arbeit werden Ergebnisse von Rechnungen mitgeteilt, die den Signalanstieg bei einem Halbleiterdetektor mit heterogenem Basiswiderstand am Beispiel einer  $n^+pip^+$ -Struktur beschreiben.

Der Feldstärkeverlauf einer solchen Struktur (Abb. 1) zeichnet sich durch eine dünne Zone sehr hoher Feldstärke im Bereich des Einschussfensters und eine daran anschließende dicke Zone niedriger Feldstärke aus.

Die Rechnungen wurden anhand des Kastenmodells mit dem Energiebilanzansatz durchgeführt. Die Änderung der Ladungsträgerdichte längs der Teilchenspur sowie die Feldstärkeabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeit  $\mu$  wurden im Programm berücksichtigt.

Abb. 1

- a) Querschnitt
- b) Feldstärkeverlauf einer  $n^+pip^+$ -Struktur nach dem Kastenmodell

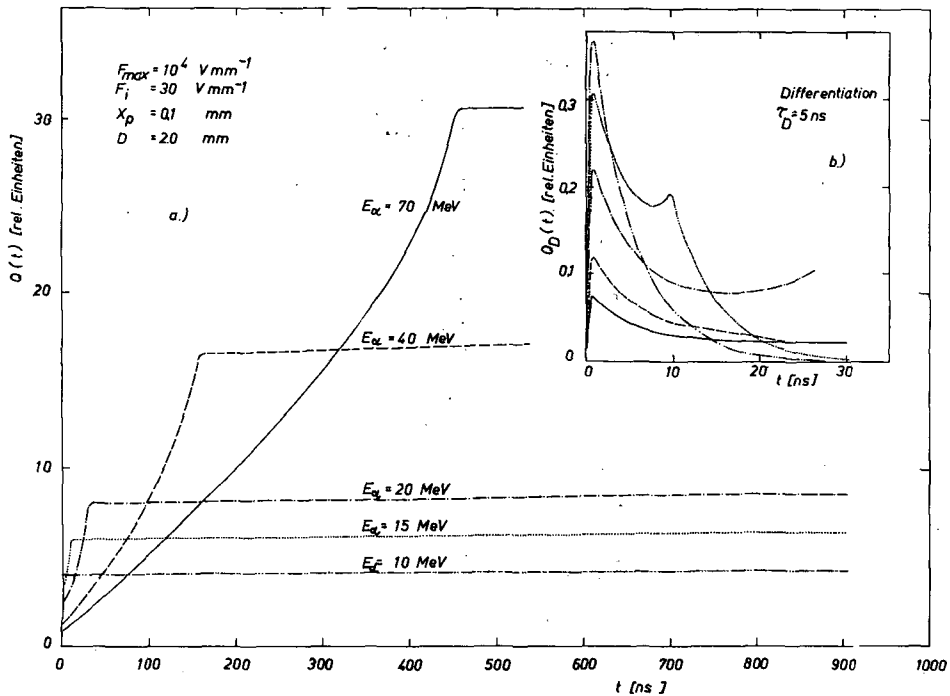


Abb. 2

- a) Signalform für  $\alpha$ -Teilchen verschiedener Energie
  - b) Mit  $\tau = 5$  ns differenzierte Signale
- Die Detektorparameter sind in Teil a) verzeichnet.



Das Ergebnis bestätigte die Erwartung, daß durch die schnelle Bewegung der in der Hochfeldzone generierten Ladungsträger ein Knick im Anfangsteil ( $t \leq 2$  ns) der Ladungssammlungsfunktion  $Q(t)$  verursacht wird (Abb. 2a).

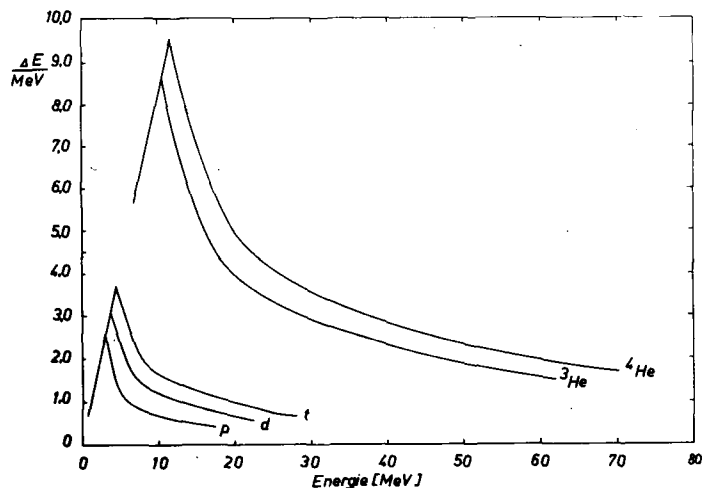


Abb. 3  
Die  $\Delta E$ -E-Teilchendisersion für  $x_p = 200 \mu\text{m}$

Da die Q-Koordinate des Knicks von der spezifischen Ionisation der Teilchen abhängt, sollte sich durch entsprechende elektronische Verarbeitung daraus eine Information über die Teilchenart gewinnen lassen. In Abb. 2b sind die stark differenzierten Signale dargestellt. Im  $dE$ -E-Diagramm erhält man für das gewählte Beispiel eine Teilchendisersion mit guter Trennung zwischen den Teilchenarten (Abb. 3). Gegenüber einer  $dE$ -E-Zählerkombination würde im vorliegenden Falle das volle Energiesignal erhalten bleiben. Zudem kann der schnelle Anfangsteil des Signals für Timingprobleme genutzt werden.

### 5.7 RÖNTGENSPEKTROMETER MIT HALBLEITERDETEKTOR

U. Lorenz, H. Ulrich und Chr. Weise

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

K. Schöps

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 6

K. Matauschek und K. Schwerd

VEB Meßelektronik Dresden

Zur Untersuchung der Röntgenanregung mit schweren geladenen Teilchen wurde die Entwicklung eines Röntgenspektrometers begonnen. Als Strahlungsempfänger wird ein Si(Li)-Driftdetektor mit einem dünnen Einschlußfenster auf der p-Seite verwendet. Die Oberfläche des i-Gebietes ist durch ein rf-sputtering-Verfahren mit Siliziumoxid passiviert. Die aus MOS-Kapazitätsmessungen ermittelte Oberflächendichte beträgt ca.  $10^{11}/\text{cm}^2$ . Eine Beeinflussung der oxidgeschützten Oberfläche durch die umgebende Atmosphäre wurde bisher nicht beobachtet.

Der Detektor wird zusammen mit dem Feldeffekttransistor der Eingangsstufe des Vorverstärkers mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Detektor und FET befinden sich auf Saphir-Unterlagen in einem weiterentwickelten Meßkryostaten nach [1].

Der Detektor ist galvanisch mit dem FET gekoppelt. Die Stabilisierung des Arbeitspunktes erfolgt über eine Rückkopplung zum Drain (s. Abb. 1) [2,3].

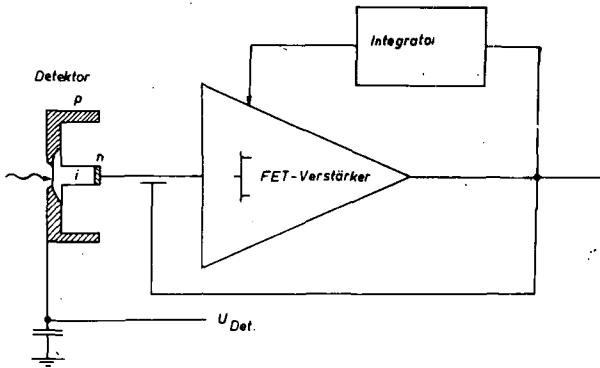


Abb. 1  
Blockschaltbild für das System Detektor - FET - Vorverstärker mit Drain-Feedback

am Schwerionen-Zyklotron im VIK Dubna mit einem in Gemeinschaftsarbeit zwischen dem VIK, dem ZfK und dem VEB MKD gebauten Spektrometer durchgeführt. Abb. 4 zeigt ein Spektrum, das beim Beschuß eines Tb-Targets mit W-Gitter aufgenommen wurde. Für diese Messungen wurde ein Vorverstärker des VIK eingesetzt.

In Abb. 2 sind typische Meßwerte für die sich entsprechend dem Detektorstrom einstellende Drain-Source-Spannung, des FET und das elektronische Rauschen bei einem derartigen System in Abhängigkeit von der Detektorspannung angegeben.

Für die  $N_B-L_{B1}$ -Linie (17,74 keV) wurde eine Halbwertsbreite von 380 eV erzielt (Spektrum s. Abb. 3).

Durch Kaun und Mitarbeiter werden seit Anfang 1973 Untersuchungen zur Röntgenanregung bei Beschuß mit 150 MeV-Xe-Ionen

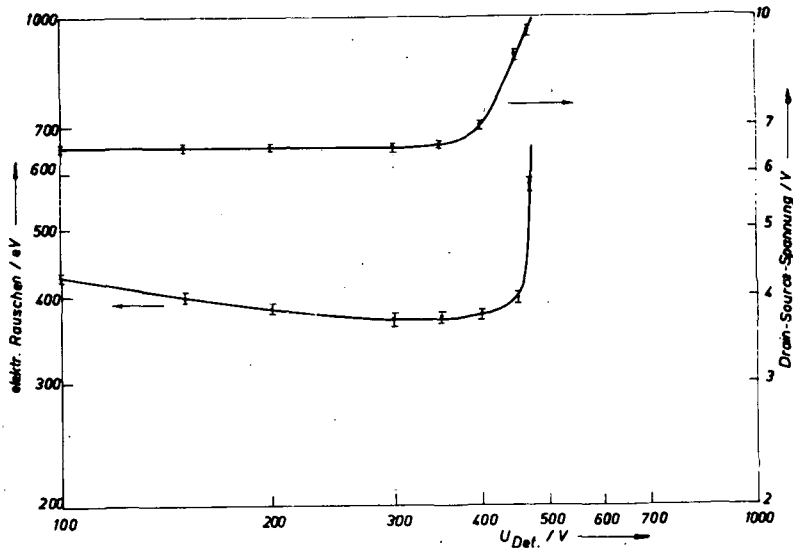


Abb. 2  
Drain-Source-Spannung des  $N_2$ -gekühlten FET (Typ 2N4416 TI) und elektronisches Rauschen des Drain-Feedback-Systems in Abhängigkeit von der Detektorspannung ( $i_{\text{Drain}} = 8 \text{ mA}$ )

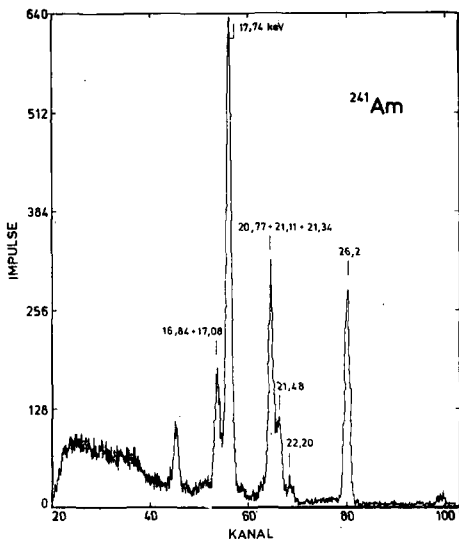


Abb. 3  
N $\beta$ -Röntgenspektrum  
(Energieangaben in keV)

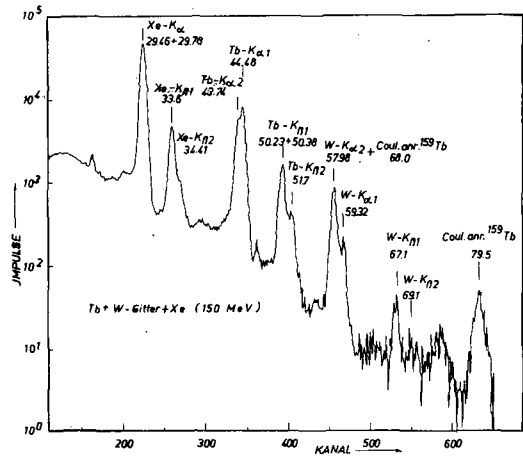


Abb. 4  
Anregungsspektrum eines Tb-Targets mit  
W-Gitter bei Beschuß mit 150 MeV Xe,  
aufgenommen im LJaR des VIK durch Kaun  
und Mitarbeiter  
(Energieangaben in keV)

## L i t e r a t u r

- [1] Nötzold, F., ZfK-224 (1971)
- [2] Elad, E., IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-19 (1972) 1
- [3] Kalinin, A.I., persönl. Mitteilungen, 1972

## 5.8 ELEKTROMAGNET FÜR EINEN MASSENTRENNER

J. Altmann, A. Schmidt, J. Schöneich und H. Schuster  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für den Rossendorfer Massenseparator wurde ein Elektromagnet entwickelt und gebaut, mit dem Ionen der Massenzahl  $A = 250$  und einer Energie von 100 keV zu trennen sind. Die ionenoptischen Eigenschaften wurden entsprechend dem in [1] beschriebenen Elektromagneten gewählt.

Die Magnetjoche sind aus Dynamostahl GS-45.9 gegossen, die Polschuhe aus Armco-Eisen MK3A1 gefertigt (Abb. 1). Die Feldspule besteht aus zwei Teilspulen, die elektrisch in Reihe geschaltet sind und aus Vierkant-Hohlkupfer gewickelt wurden. Die Kühlung erfolgt mit Wasser. Der gesamte Magnet ruht auf einem in der Höhe justierbaren Unterbau.

Die transistorisierte Stromversorgung wurde im Bereich TA des ZfK entwickelt und gebaut. Eine Messung der Stabilität des Magnetstromes ergab die unter Kennwerte angeführte Größe.

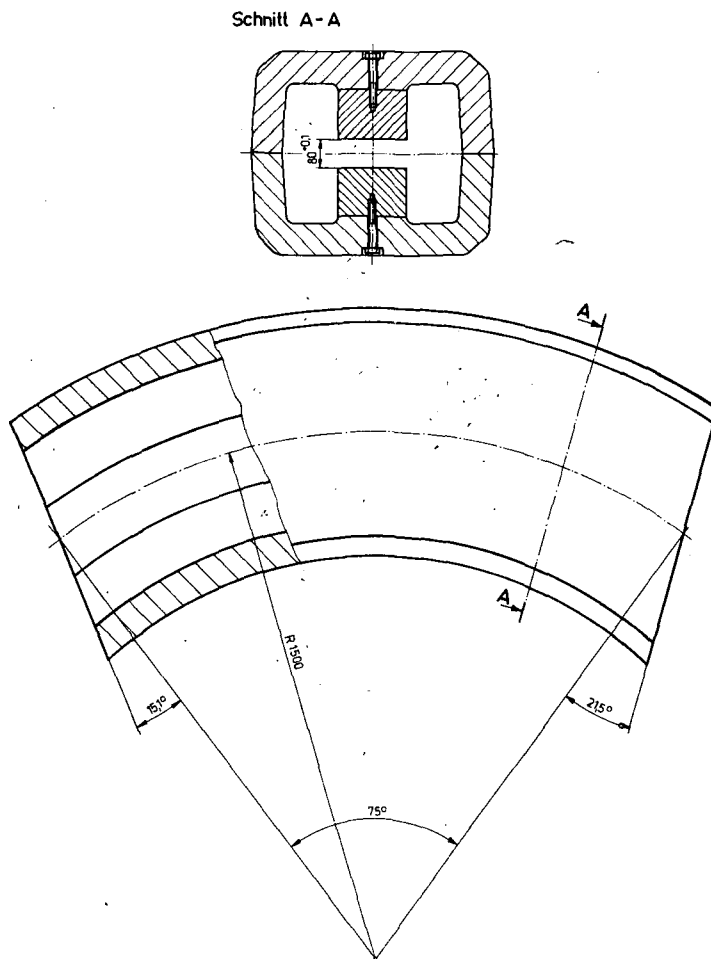


Abb. 1  
Eisenkern des Elektromagneten

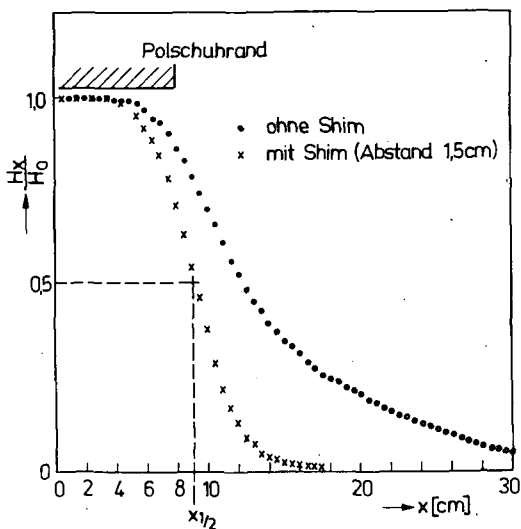


Abb. 2  
Verlauf des magnetischen Streufeldes

Die Inhomogenität des Magnetfeldes wurde sowohl längs der mittleren Ionenbahn als auch quer (radial) zu ihr mittels Hallsonde in Kompensationsschaltung gemessen.

Um ein definiertes Streufeld mit möglichst geringer Ausdehnung zu erhalten, wurden Magnet-Shims eingesetzt. Abb. 2 zeigt den mit einer Hallsonde gemessenen Verlauf des Streufeldes mit und ohne Shim. Es ergibt sich eine recht gute Übereinstimmung mit dem nach [2] errechneten Wert  $x_{1/2}$ , an dem  $\frac{H_x}{H_0} = 0,5$  ist.

Kennwerte:

Mittlerer Anlenkradius	R = 1500 mm
Ablenkwinkel	= 75°
Neigung der Magnetfeldkanten	$\epsilon_1 = 21,5^\circ$
	$\epsilon_2 = 15,1^\circ$
Dispersion bei $\frac{\Delta M}{M} = 1\%$	$D_{\perp} = 14 \text{ mm}$
Luftspalt	d = 80 mm
Inhomogenität des Magnetfeldes	$\frac{\Delta H}{H} = 0,3\%$
Maximale Feldstärke im Luftspalt	H = 5500 Oe
Maximaler Erregerstrom	J = 280 A
Maximale Leistung	N = 13 kW
Instabilität des Erregerstromes	$\frac{\Delta J}{J} = 5 \cdot 10^{-5} / 7,5 \text{ h}$
Gesamtgewicht des Magneten	G = 4,5 Mp

L i t e r a t u r

- [1] Bogh, E. et al., Aarhus Universität, June 1965
- [2] König, L.A. und H. Hintenberger, Z. Naturforschg. 10a (1955) 877

5.9 STROMSTABILISIERUNG FÜR DEN ELEKTROMAGNETEN EINES MASSENTRENNERS

G. Kluttig

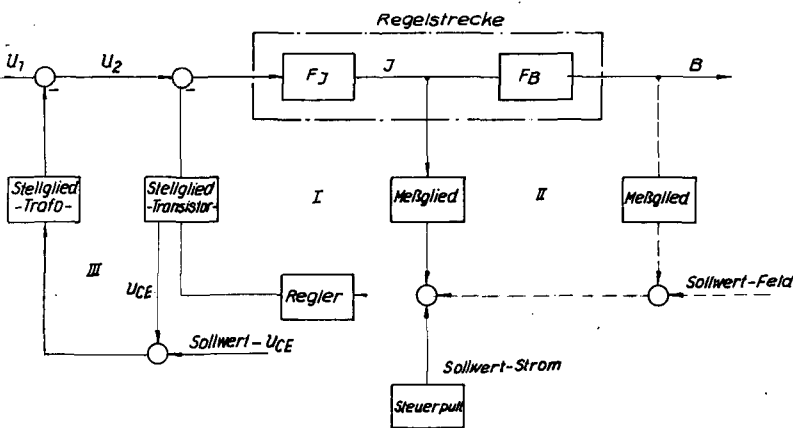
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 6

Ein 280 A-Stromregler mußte entwickelt und gebaut werden. Das Gerät dient der hochkonstanten Stromeinspeisung des Ablenkmagneten am Massentrenner (siehe Bericht 5.8).

Die geforderten technischen Daten sind

Strombereich	20 ... 280 A kontinuierlich
Kurzzeitkonstanz	$5 \cdot 10^{-5}$
Langzeitkonstanz	$5 \cdot 10^{-5} / 7,5 \text{ h}$

Die Prinzipschaltung zeigt Abb. 1.



Der Regelkreis I hält den Strom auf dem vorgegebenen Strom-Sollwert. Zur Messung des Strom-Istwertes wird ein Meßwiderstand von 20 mΩ benutzt, der im Ölbad temperaturstabilisiert wird. Eine im Direktionsbereich Technik entwickelte Konstantspannungsquelle mit

$$\frac{\Delta U}{U} \leq 2 \cdot 10^{-5}$$

Abb. 1  
Prinzipschaltung - Blockschaltbild

bei T = 10...30 °C dient als Strom-Sollwert.

Als Verstärkerelement wurde der Typ  $\mu$ A 709 eingesetzt. Ein zusätzlicher Spannungsregelkreis III hält die Betriebsspannung  $U_2$  über einen Stelltrafo auf einem Wert, für den die Kollektor-Emitter-Spannung über den Leistungstransistoren einen maximalen und minimalen Wert nicht über- bzw. unterschreitet. Die Gesamtstromversorgung  $U_1$  erfolgt vom Dreiphasennetz über eine Drehstrombrückenschaltung. Die Anlage erfüllte die geforderten technischen Daten. Eine höhere Feldgenauigkeit (B) kann durch Überlagerung eines Feldregelkreises II erreicht werden. Benötigt wird dazu ein entsprechendes genaues Feldmeßgerät, z.B. ein Kernresonanzfeldmeßgerät.

### 5.10 DREIECKIMPULSGENERATOR

J. Altmann und K.-D. Butter

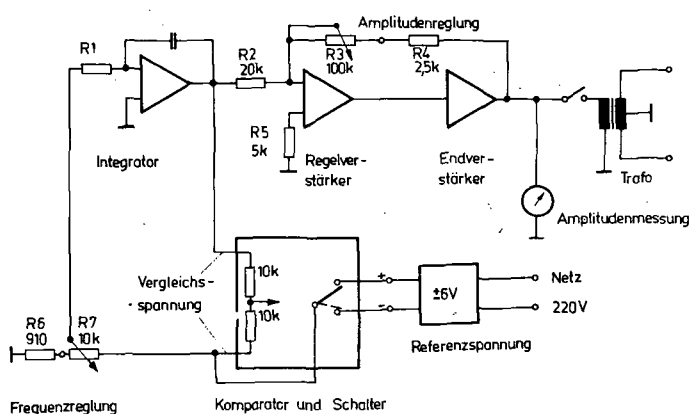
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

B. Fuder und V. Mieth

Technische Universität Dresden, Sektion 9

Zur periodischen Ablenkung (Wobbelung) des Ionenstrahles am Massentrenner wurde ein Dreieckimpulsgenerator entwickelt. Die Ausgangsspannung ist von 200...6000 V kontinuierlich einstellbar. Die Frequenz beträgt 25 Hz.

Die Erzeugung der Hochspannungsimpulse erfolgt mittels Übertrager (M102b) mit einem Übersetzungsverhältnis von 1:350. Durch die Verwendung des Übertragers ist kein Hochspannungsnetzteil mit entsprechenden Röhren und deren Heizung erforderlich.



Der Generator ist nur mit Transistoren und integrierten Schaltkreisen aufgebaut und liefert eine Spannung von  $\pm 20 V_{ss}$ . Er enthält die Baugruppen: Integrator, Komparator, Referenzspannung und Leistungsendstufe (Abb. 1).

Der Dreieckimpulsgenerator kann bei ohmscher Last 1 mA liefern und mit etwa 100 pF kapazitiver Last betrieben werden.

Abb. 1  
Prinzipschaltbild

## 5.11 UNIVERSELLER MESSPLATZ ZUR MESSUNG DES SPEZIFISCHEN WIDERSTANDES VON HALBLEITERMATERIAL

D. Franz

VEB Spurenmetalle Freiberg - WIB

H. Muschter und D. Pröhl

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 6

A. Schmidt

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Der Meßplatz ist zur Bestimmung des spezifischen Widerstandes von Halbleitermaterialien vorgesehen. Das Meßverfahren beruht darauf, daß ein dem Meßbereich entsprechender konstanter Strom durch eine Probe geschickt und der Spannungsabfall über eine bestimmte Strecke in der Probe leistungsarm gemessen wird. Dazu wird auf die Probe ein Meßkopf mit mehreren Spitzen oder Schneiden aufgesetzt, so daß die Meßgeometrie eindeutig fixiert ist. Es wird in Abhängigkeit von den verwendeten Sonden und von der Form des Halbleitermaterials der Stromwert automatisch so eingestellt, daß der auftretende Spannungsabfall zahlenmäßig gleich dem spezifischen elektrischen Widerstand ist. Die gemessene Sondenspannung wird in einen digitalen Meßwert transformiert und zur Anzeige gebracht. Gleichzeitig kann der Meßwert über Drucker- und/oder Streifenlochersystem ausgegeben werden. Der Meßplatz ist ferner mit einer automatischen Meßbereichswahl, einem digitalen Grenzwertüberwachungssystem und einer Einrichtung zur Erkennung von Kontaktfehlern ausgestattet. Der Meßablauf ist weitgehend automatisiert.

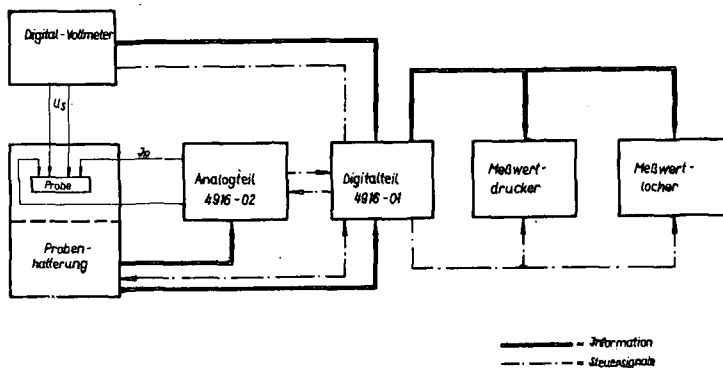


Abb. 1

Blockschaltbild des universellen Meßplatzes

Der Meßplatz ist wegen seiner vielseitigen Eigenschaften sowohl für Routinemessungen als auch für spezielle Labormessungen an den verschiedensten Halbleitermaterialien geeignet. Mit einem Zusatzgerät, das z.Zt. entwickelt wird, können neben dem erwähnten Widerstandswert auch andere analoge Größen automatisch gemessen werden, wie z.B. Ströme, Spannungen, Magnetfeldwerte, Temperaturen usw.

Der Meßplatz besteht aus folgenden Hauptgruppen:

1. Analogteil zur Einstellung des Probenstromes,
2. Digitalvoltmeter zur Umwandlung der analogen Meßwerte in digitale Meßwerte,
3. Digitalteil mit Zentralsteuerung zur Meßwarterfassung und Meßwertverarbeitung,
4. Ausgabesystem mit Anzeige-, Drucker- und Lochersystem.

## 1. Analogteil

- 1.1. Stromart bei Zwei- oder Viersondenmessung Gleichstrom, umpolbar
- 1.2. Stromstärke
- 1.2.1. bei Zweisondenmessung 0,002; 0,02; 0,2; 2 mA/cm<sup>2</sup>
- 1.2.2. bei Viersondenmessung (Kompaktmaterial) 0,00063; 0,0063; 0,063; 0,63; 6,3 und 63 mA
- 1.2.3. Viersondenmessung (Scheibenmaterial) 0,00045; 0,0045; 0,045; 0,45; 4,5; 45 mA/mm Scheibendicke
- 1.3. Meßbereich für den spezifischen Widerstand  $10^4 \dots 10^{-2}$  Ohm·cm
- 1.4. Stromkonstanz =  $5 \cdot 10^{-4}$
- 1.5. Korrekturfaktor (bei Viersondenmessung Scheiben) 0...1 mit Wendepotentiometer einstellbar
- 1.6. Meßkopfkorrektur  $\pm 5$  % des eingestellten Probenstromes
- 1.7. Meßbereiche 7, automatisch oder von Hand umschaltbar
- 1.8. Nachverstärkung der Sondenspannung  $V = 10$  bei  $\rho = 10^{-3} - 10^{-2}$  Ohm·cm  
 $V = 1$  in allen anderen Meßbereichen
- 1.9. Meßspannung 1 - 10 mV in allen Bereichen
- 1.10. Kontaktfehlerinformation Wird ausgegeben, wenn die Ausgangsspannung der Konstantstromquelle nicht ausreicht, um den programmierten Strom durch die Probe zu schicken.

## 2. Digitalvoltmeter

- 2.1. Typ 4027 vom VEB Funkwerk Erfurt
- 2.2. Auflösung 10  $\mu$ V,  $R_e \gg 10^{10}$  Ohm, 60 db-Filter für 50 Hz.

## 3. Digitalteil

- 3.1. Rückwärtszähler für Parallelübernahme der Meßwerte vom Digitalvoltmeter und serielle Übergabe an den Vorwärtszähler 4-stellig
- 3.2. Vorwärtszähler für Übernahme der Werte vom Rückwärtszähler bzw. vom Digitalvoltmeter 4-stellig
- 3.3. Vorwärtszähler für Meßposition 2-stellig mit Ziffernanzeige
- 3.4. Automatische Meßbereichswahl (abschaltbar) Probenstrom wird so umgeschaltet, daß der Meßwert am Digitalvoltmeter zwischen 00100 und 01000 liegt.
- 3.5. Anzeige des Meßbereiches über Ziffernanzeige
- 3.6. Grenzwertüberwachung oberer und unterer Grenzwert sind beliebig digital vorwählbar zwischen 0001 und 9999.



- |      |   |  |
|------|---|--|
| 3.7. | Signalisation bei Grenzwertüberschreitung | Lampenanzeige, Rotdruck                    |
| 3.8. | Signalisation bei Fehlern                 | Lampenanzeige, Ausgabe des Meßwertes 0000. |
| 3.9. | Umschaltung der Stromrichtung             | Nach jeder Messung möglich, abschaltbar.   |

Alle Zähler und Speicher sind mit integrierten TTL-Schaltkreisen aufgebaut ( $f_{\max} \approx 10$  MHz).

4. Ausgabe

- |      |               |  |
|------|---------------|--|
| 4.1. | Druckersystem | Lage des Meßwertes in bezug auf den Grenzwert<br>Meßwertdruckersystem (Umsetzer + Drucker) vom VEB Funkwerk Erfurt |
| 4.2. | Lochersystem  | Typ 3518 vom VEB Funkwerk Erfurt mit Zeichengeber  |

5. Betriebsarten

1. Bildung des Mittelwertes von  $Q$  aus zwei getrennten Messungen mit unterschiedlicher Polarität
2. Getrennte Messung und Ausgabe bei verschiedenen Stromrichtungen

6. Äußere Ausführung

Analog- und Digitalteil je ein ESEG-Volleinschub der Breite 480 mm und der Höhe 240 mm vereint in einem ESEG-Gehäuse, Verbindung zu den anderen Meßplatzteilen erfolgt über Kabel

## 6. BERICHTE ZU DEN BESCHLEUNIGERN

Die Hauptaufgabe der Abteilung Beschleuniger des Bereichs G im Berichtszeitraum war die Inbetriebnahme und die Durchführung des dreischichtigen Probetriebes des Tandem-Generators EGP-10-1. Diese Aufgabe wurde gut gelöst. Durch die zielstrebige Arbeit des deutsch-sowjetischen Kollektivs konnte die Inbetriebnahme 7 Wochen vor dem geplanten Termin erfolgen. Die erzielten technischen Parameter, die schnelle Qualifizierung der deutschen Beschleunigungstechniker unter Anleitung sowjetischer Spezialisten aus dem NIIEFA Leningrad und der aktive Einsatz der Experimentatoren und des Betriebspersonals ermöglichten bereits in den ersten Monaten des Probetriebes die Durchführung effektiver physikalischer Experimente, deren Ergebnisse im vorliegenden Jahresbericht dargelegt sind. Neben den experimentellen Arbeiten der kernphysikalischen Grundlagenforschung wurden erste Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Vervollkommnung der Beschleunigeranlage zur Erweiterung der Experimentiermöglichkeiten durchgeführt.

Das Strahlstundenangebot des Zyklotrons U-120 lag gegenüber dem Vorjahr um annähernd 6 % niedriger. Ursache ist der Neubau eines Kühlturmes für den äußeren Kühlkreislauf des Zyklotrons, wodurch die Revisionszeit verlängert wurde. Als charakteristisch kann festgestellt werden, daß die Anforderung an Strahlstunden am Zyklotron bei fast allen Nutzern gestiegen ist, wobei besonders die steigenden Forderungen von Nutzern außerhalb der kernphysikalischen Grundlagenforschung zu vermerken sind.

Da der Aufbau und der Probetrieb des Tandems vorrangig waren, konnte der Van-der-Graaff-Generator nur in geringerem Umfang betrieben werden. Aus dem gleichen Grund wurden auch nur wenig beschleunigungstechnische Arbeiten an diesem Gerät durchgeführt.

Mit dem Prozeßrechner wurde nach der Inbetriebnahme des Tandem-Generators EGP-10-1 der Betrieb wieder aufgenommen. Er ist wie bereits 1971 am Zyklotron U-120 eingesetzt.

R. Weibrecht

### 6.1 DIE INBETRIEBNAHME DES TANDEM-GENERATORS EGP-10-1

H. Matthes, E. Richter und R. Weibrecht

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Die komplexe Inbetriebnahme aller Teilsysteme und das Einfahren des Tandem-Generators EGP-10-1 wurde im Mai 1972 begonnen [1]. In einer Erklärung vom 18. Mai 1972, die über den Präsidenten der Akademie der Wissenschaften der DDR, Prof. Dr. Hermann Klare, an den Ersten Sekretär des ZK der SED, Gen. Erich Honecker, gegeben wurde, verpflichtete sich das deutsch-sowjetische Kollektiv, den Plan zur Inbetriebnahme des Tandem-Generators bis zum 55. Jahrestag der Großen Sozialistischen Oktoberrevolution am 7. November 1972 in hoher Qualität zu erfüllen. Dank des vorbildlichen Einsatzes des deutsch-sowjetischen Kollektivs konnte diese Aufgabe mit einem Planvorsprung von 7 Wochen am 20. September 1972 abgeschlossen werden.

Die beim Einfahren demonstrierten Parameter des Beschleunigers übertreffen die vertraglich zugesicherten teilweise erheblich. Im einzelnen wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- Der Regelungsbereich der Beschleunigungsspannung beträgt 0,9 MV bis 5,0 MV.
- Der Regelungsbereich der Energie der beschleunigten Ionen (Protonen) beträgt 1,8 MeV bis 10 MeV.
- Die Stabilität der Energie der beschleunigten Ionen (Protonen), gemessen über 10 Stunden bei einer Energie von  $E_p \approx 6,0$  MeV, beträgt  $\Delta E = \pm 170$  eV (siehe Bericht 6.8).
- Der Strahlstrom und die Fokussierung wurden in drei Energiebereichen (3,0 - 3,5 MeV; 5,0 - 6,0 MeV; 9,5 - 10,0 MeV) am Ende von jeweils mindestens vier Kanälen gemessen. Der Strahlstrom lag bei allen Messungen in den Grenzen von 3,0 - 4,0  $\mu$ A. Der Strahldurchmesser war in allen Fällen kleiner als 10 mm und lag in den Grenzen  $2 \times 4$  mm<sup>2</sup> bis  $3 \times 8$  mm<sup>2</sup>.

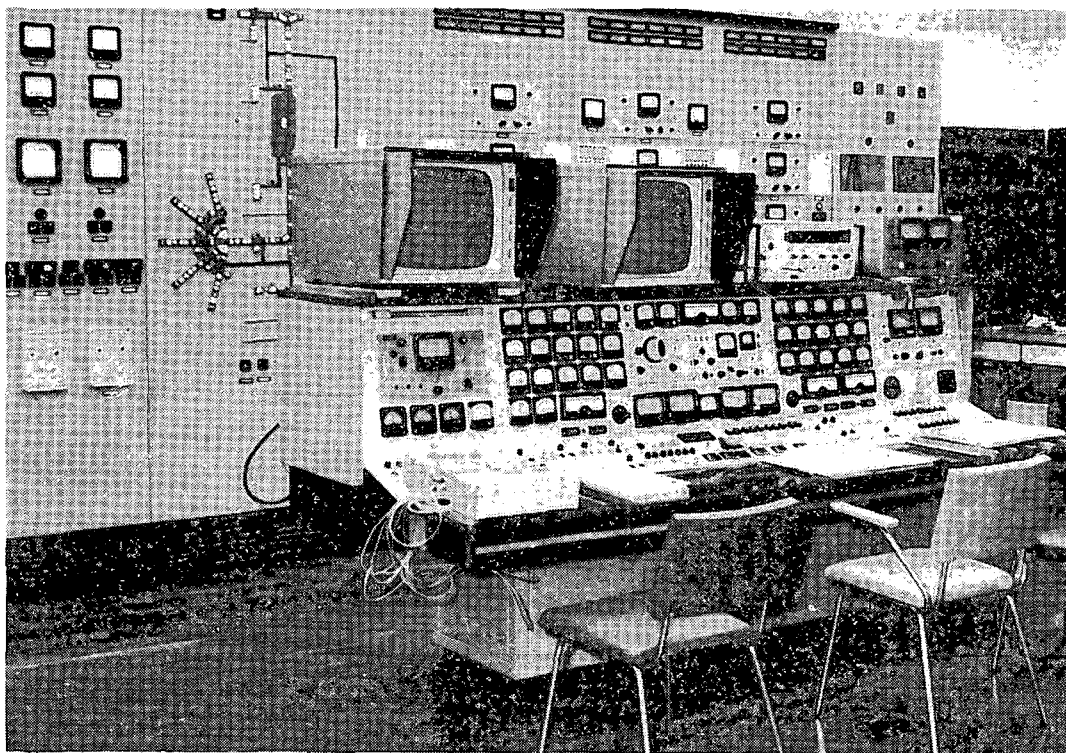


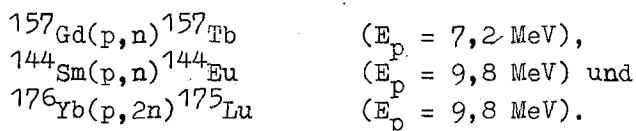
Abb. 1

Das Steuerpult des Tandem-Generators EGP-10-1

Die gewonnene Zeit wurde genutzt, um gemeinsam mit Wissenschaftlern des Bereichs 2 des ZfK Rossendorf die ersten physikalischen Experimente vorzubereiten und durchzuführen.

- Es wurde die Borkonzentration im Halbleitersilizium mit Hilfe der Reaktion  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$  bei einer Energie der beschleunigten Protonen von  $E_p = 3,016$  MeV bestimmt. Im Ergebnis wurde die Möglichkeit nachgewiesen, unter den gegebenen experimentellen Bedingungen die Borkonzentration in Siliziumproben zu messen (siehe Bericht 4.13).

- Angeregte Zustände von Atomkernen wurden mit Hilfe der Gammaskopie am Protonenstrahl untersucht. Im einzelnen wurden die Gammaskopie aus folgenden Reaktionen gemessen:



Die feierliche Inbetriebnahme des Tandem-Generators EGP-10-1 erfolgte am 2. November 1972. An diesem bedeutsamen wissenschaftlichen Ereignis am Vorabend des 55. Jahrestages der Großen Sozialistischen Oktoberrevolution nahmen der Sekretär der Bezirksleitung Dresden der SED, Genosse Hans Barthel, der Präsident der Akademie der Wissenschaften der DDR, Prof. Dr. Hermann Klare, Vertreter der Botschaft der UdSSR in der DDR, der staatlichen Organe sowie hervorragende Gelehrte und Spezialisten teil.

In einer Ansprache würdigte Professor Dr. Klare die Montage und Inbetriebnahme des Tandem-Generators EGP-10-1 als ein eindrucksvolles Kapitel der deutsch-sowjetischen Freundschaft. In seiner Rede führte er weiter aus: "Wir sind uns der Tatsache bewußt, welche Verpflichtung daraus erwächst, daß die erste Anlage dieser Art, die die Sowjetunion exportiert, in der DDR aufgestellt wurde, und werden alles tun, um den Beschleuniger in vollem Umfang in die gemeinsame Forschung der sozialistischen Länder einzubeziehen". Prof. Dr. Klare anerkannte vor allem die hervorragende wissenschaftlich-technische Leistung, die in der Sowjetunion mit der Entwicklung und dem Bau dieses Beschleunigers vollbracht wurde, der sich, wie die beim Einfahren demonstrierten Parameter bewiesen, zum Beispiel hinsichtlich der Energiestabilität den analogen Beschleunigern der High Voltage Engineering Corporation überlegen zeigt.

In einem Brief beglückwünschte der Erste Sekretär des ZK der SED, Erich Honecker, das gemeinsame Spezialistenkollektiv am Tandem-Generator. In dem Schreiben heißt es unter anderem: "Mit der vorfristigen Inbetriebnahme dieses hochleistungsfähigen Beschleunigers haben Sie in würdiger Weise beigetragen zur Erfüllung der Beschlüsse des VIII. Parteitages der Sozialistischen Einheitspartei Deutschlands und zur Vorbereitung des 50. Jahrestages der Gründung des Sowjetstaates. Ihre Leistungen sind lebendiges Beispiel der festen Freundschaft und der immer engeren kooperativen wissenschaftlich-technischen Zusammenarbeit unserer beiden sozialistischen Staaten. Mit diesem Gerät eröffnen sich für die Wissenschaftler der Deutschen Demokratischen Republik weitere Möglichkeiten und Perspektiven zur Erforschung wissenschaftlicher Grundlagen und deren Anwendung in der wissenschaftlichen und volkswirtschaftlichen Praxis. Dadurch werden noch günstigere Bedingungen geschaffen zur Vertiefung der sozialistischen Integration auf dem Gebiet der Wissenschaft und Technik."

Grüße und Glückwünsche des Botschafters der UdSSR in der DDR, Genossen M.T. Jefremow, überbrachte Botschaftsrat Gen. L.P. Malkewitsch. Im Namen des Sekretariats der Bezirksleitung Dresden der SED und ihres 1. Sekretärs, Genossen Werner Krolikowski, Mitglied des Politbüros des ZK der SED, dankte Genosse Hans Barthel den sowjetischen Genossen und dem ganzen Kollektiv. Der 1. Sekretär des Bezirksvorstandes der Gesellschaft für Deutsch-Sowjetische Freundschaft, Genosse Otto Kasper, zeichnete das Kollektiv mit der Ehrennadel der DSF in Gold aus.



Abb. 2

Die Chefspezialisten Dipl.-Ing. W.D. Michailow und Dr.R. Weibrecht bei der Unterzeichnung des Übergabe-Übernahme-Protokolls

Nach der Unterzeichnung des Übergabe-Übernahme-Protokolls durch die beiden Chefspezialisten Dipl.-Ing. W.D. Michailow und Dr. R. Weibrecht gaben die deutschen und sowjetischen Mitarbeiter am Tandem-Generator EGP-10-1 die Verpflichtung ab, "den Beschleuniger optimal für die Grundlagenforschung und die angewandte Forschung entsprechend dem vorliegenden Experimentierprogramm zu nutzen", "ab



Abb. 3

Demonstration der Funktion des Tandem-Generators EGP-10-1 durch deutsche und sowjetische Spezialisten



Abb. 4

Austausch von Erinnerungsgeschenken zwischen Mitgliedern des deutsch-sowjetischen Kollektivs

6. November 1972 den Dreischichtbetrieb zu gewährleisten" und mit Hilfe sowjetischer Berater die weitere Qualifizierung der Beschleunigungstechniker des ZfK Rossendorf auf hohem Niveau und mit großer Intensität durchzuführen. Wie der Bericht 6.2 über den Betrieb des Tandem-Generators beweist, wurde diese Verpflichtung bisher erfüllt.

#### L i t e r a t u r

[1] Matthes, H., et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 156

#### 6.2 ERSTE BETRIEBSERGEBNISSE AM TANDEM-GENERATOR EGP-10-1

H. Matthes und Sh. Turuc

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Am Tandem-Generator EGP-10-1 wurde am 6.11.1972 der dreischichtige Probetrieb aufgenommen. Bis zum 7.7.1973, dem Beginn der planmäßigen technischen Durchsicht, arbeitete der Beschleuniger im Strahlbetrieb.

Die Nutzung im Rahmen des Probetriebes verteilte sich wie folgt:

Kernphysikalische Arbeiten	85,9 %
Festkörperphysikalische Arbeiten	7,5 %
Beschleunigungstechnische Arbeiten	6,6 %.

Es wurden vorwiegend Protonen beschleunigt (94 %). Der Anteil der Beschleunigung von Stickstoffionen betrug etwa 6 % (Versuch, siehe Bericht 6.3).

Im Betriebszeitraum arbeitete der Beschleuniger zum größten Teil im Energiebereich zwischen 6 MeV und 10 MeV. Die Maximalenergie von 10 MeV wurde jeweils nach kurzem Trainierprozeß problemlos erreicht. Im Rahmen des Probetriebes wurden keine Versuche zur weiteren Spannungserhöhung durchgeführt. Im gesamten Energiebereich zwischen 2 MeV und 10 MeV arbeiteten alle Systeme der Steuerung, Regelung und Stabilisierung normal. Der Injektor arbeitete ohne nennenswerte Störungen. Die Betriebseigenschaften der Katoden der Duoplasmatronionenquelle sind sehr gut. Die durchschnittliche Lebensdauer der Katoden betrug 700 Stunden. Die Lebensdauer der Ladungstransportbänder war noch unbefriedigend. Inzwischen wurde die Technologie der Bandklebung verbessert. Seit Einführung dieser Technologie gab es an den Klebestellen keine Schwierigkeiten mehr.

Zur Verbesserung der Einrichtearbeiten und der Betriebsführung wurden alle Bandrollenlager mit Temperaturfühlern ausgerüstet. Die Lagertemperatur der Antriebsrolle wird im Steuerraum angezeigt.

Um die Betriebsdurchführung rationeller gestalten zu können, wurde das System der Blockierung strahlengefährdeter Räume geändert, ohne das Risiko für die Mitarbeiter zu erhöhen.

Schwierigkeiten traten am Beladesystem des Hochspannungserzeugers und in der Gaswirtschaft auf. Zur Verringerung der Isoliergasverluste und zur Arbeitserleichterung wurden eine Reihe von Ventilen durch Kugelhähne ersetzt und an allen Lukendeckeln des Beschleunigerdruckgefäßes Rundgummidichtungen eingeführt.

Das Kühlwassersystem des Tandem-Generators wurde durch den Einbau von Filtern und Vergrößerung eines Rücklaufbehälters verbessert.

### 6.3 DIE BESCHLEUNIGUNG VON STICKSTOFFIONEN MIT DEM TANDEM-GENERATOR EGP-10-1

H. Matthes und L. Steinert

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Der Tandem-Generator EGP-10-1 wurde für die Erzeugung und Beschleunigung von Protonen und Deuteronen konstruiert und gebaut. Im folgenden werden die Ergebnisse einer Reihe von Experimenten beschrieben, die mit dem Ziel durchgeführt wurden, mit der vorhandenen technischen Einrichtung Stickstoffionen zu erzeugen, zu beschleunigen und zu analysieren.

Im besonderen wurde die Eignung der Duoplasmatronionenquelle vom Typ EKTON 4 für die Erzeugung eines negativ geladenen Stickstoffionenstrahles untersucht. Es wurden die Bedingungen für die Zündung und Aufrechterhaltung der Bogenentladung sowie der Einfluß folgender Parameter auf eine optimale Teilchenemission der Quelle ermittelt:

- prozentuale Zusammensetzung des Wasserstoff-Stickstoffgemisches
- Gasdruck in der Quelle (gemessen zwischen Diffusionspumpe und Quelle)
- Erregerstrom des Quellenmagneten
- Absaugspannung
- Bogenstrom.

Es gelang, eine Bogenentladung in der Duoplasmatronionenquelle mit einem Wasserstoff-Stickstoffgemisch zu zünden und einen Stickstoffionenstrahl zu extrahieren.

Die Auswertung aller Meßergebnisse ergab folgendes optimales Arbeitsregime:

Gasmischung:	70 % H <sub>2</sub> , 30 % N <sub>2</sub>
Druck:	6,5 · 10 <sup>-6</sup> Torr
Erregerstrom des Quellenmagneten:	170 mA
Absaugspannung:	10,5 kV
Bogenstrom:	2 A.

Die Ionenquelle arbeitete unter den angegebenen Bedingungen stabil. Die emittierte Teilchenart wurde näherungsweise mit Hilfe des Erregerstromes des Injektormagneten bestimmt. Die Identifizierung der Teilchenart nach (NH)<sup>-</sup> bzw. (NH<sub>2</sub>)<sup>-</sup> war nicht möglich. Für die weiteren Betrachtungen wurde angenommen, daß aus der Duoplasmatronionenquelle (NH<sub>2</sub>)<sup>-</sup>-Ionen extrahiert wurden.

Zur Interpretation der Experimente mit den beschleunigten Stickstoffionen wurden die bekannten Beziehungen zwischen Masse, Energie, Beschleunigungsspannung und Feldstärke des Analysiermagneten bei Protonenbetrieb herangezogen. Im einzelnen gilt:

Die kinetische Energie eines Stickstoffions, welches vor dem Stripptarget des Tandem-Generators als (NH<sub>2</sub>)<sup>-</sup> vorliegt, berechnet sich aus

$$E = \frac{m_N}{2} v^2 = eU \left( \frac{m_N}{2m_H + m_N} + n \right) \quad (1)$$

mit  $m_N$  = Masse des N-Atoms,  $m_H$  = Masse des H-Atoms,  $n$  = Ladungszahl,  $v$  = Geschwindigkeit des Teilchens,  $U$  = Beschleunigungsspannung und  $e$  = Elementarladung.

Ferner gilt die Ablenkbedingung des Analysiermagneten

$$R = \frac{v m_N}{e n B} \quad (2)$$

bzw.

$$v = \frac{R e n B}{m_N} \quad (3)$$

mit  $R$  = Ablenkradius und  $B$  = magnetische Induktion.

Aus (3) und (1) folgt

$$B = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{2m_N}{e(2m_H + m_N)}} \sqrt{\frac{U[n(2m_H + m_N) + m_N]}{n}} \quad (4)$$

Die Stabilisierung des Magnetfeldes des Analysiermagneten erfolgt mit Hilfe des Kernresonanzeffektes. Die Resonanzfrequenz  $f$  beträgt

$$f = K \cdot B \quad (5)$$

mit  $K$  = gyromagnetische Konstante für Protonen.

Aus Gleichung (4) und (5) ergibt sich

$$f = \frac{K}{R} \sqrt{\frac{2m_N}{e(2m_H + m_N)}} \sqrt{\frac{U[n(2m_H + m_N) + m_N]}{n}}$$

Im Experiment wurde die Induktion des Analysiermagneten gewählt, die eine rechtwinklige Ablenkung von Protonen bei einer Beschleunigungsspannung von  $U_H = 6,87$  MV bewirkt. Die nach (5) zugehörige Frequenz beträgt 22 MHz.



Die Stickstoffionen wurden entsprechend ihrer Ladung gemäß (4) und (5) bei den in Tab. 1 angegebenen Beschleunigungsspannungen nach dem Analysiermagneten nachgewiesen.

Tabelle 1

Beschleunigungsspannungen, bei denen  $N^{n+}$ -Ionen nach dem Analysiermagneten nachgewiesen wurden  
 $f = 22$  MHz

	$N^+$	$N^{2+}$	$N^{3+}$	$N^{4+}$	$N^{5+}$
$U_{\text{berechnet}}/\text{MV}$	0,52	1,36	2,28	3,21	4,17
$U_{\text{gemessen}}/\text{MV}$	-	1,4	2,3	3,25	-

In Tabelle 2 sind die berechneten und gemessenen Frequenzen sowie die nach dem Analysiermagneten gemessenen Ionenströme angegeben. Die Beschleunigungsspannung betrug 2 MV.

Tabelle 2

Frequenzen und Ionenströme der verschiedenen Stickstoffionenkomponenten  
 Beschleunigungsspannung 2 MV

	$N^+$	$N^{2+}$	$N^{3+}$	$N^{4+}$	$N^{5+}$
$f_{\text{berechnet}}/\text{MHz}$	43,7	26,9	20,9	17,55	15,45
$f_{\text{gemessen}}/\text{MHz}$	42,5	28,7	20,5	17,7	15,4
$J/\text{nA}$	200	800	1000	600	1,8

Die gemessenen und berechneten Werte stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit gut überein. Die Berechnung für  $(NH)^-$ -Ionen ergab größere Abweichungen gegenüber den gemessenen Werten, womit die oben gemachte Annahme bestätigt wird, daß die Duoplasmatronionenquelle vom Typ EKTON 4 unter den genannten Bedingungen vorwiegend  $(NH_2)^-$ -Ionen emittiert.

Während der Experimente mit Stickstoffionen arbeiteten alle Systeme der Steuerung und Regelung des Tandem-Generators normal. Wie nachgewiesen wurde, können mit dem Tandem-Generator EGP-10-1 Stickstoffionen erzeugt, beschleunigt und fokussiert sowie stabile Experimentierbedingungen gewährleistet werden.

#### 6.4 DER BETRIEB DES ZYKLOTRONS U-120

B. Anders und H. Odrich

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Das Zyklotron U-120 wurde im Berichtszeitraum vom 1.9.1972 bis zum 31.8.1973 im dreischichtigen Einsatz betrieben. Dabei wurden 82 % der verfügbaren Zeit als Strahlbetrieb genutzt.

Statistik des Beschleunigerbetriebes:

Kernphysikalische Arbeiten	36,0 %
Produktion radioaktiver Nuklide	30,0 %
Biophysikalische Arbeiten	2,4 %
Neutronentherapeutische Arbeiten	9,4 %
Aktivierungsanalyse	1,9 %
Oberflächenaktivierung für Verschleiß- untersuchungen	0,6 %
Beschleunigungstechnische Arbeiten	1,7 %
Wartung, Reparatur, planmäßige Revision und Einrichtarbeiten	18,0 %

Die für den Strahlbetrieb genutzte Zeit liegt um 5,7 % niedriger als im Vorjahr. Ursache ist die Umrüstung des Kühlturmes für die Kühlwasserversorgung des Zyklotrons, wodurch die Revisionszeit verlängert wurde.

Im Rahmen der beschleunigungstechnischen Arbeiten und der Wartung wurden einige gerätetechnische Veränderungen durchgeführt, die die Bedienung des Zyklotrons während des Betriebes erleichtern. Dazu gehören Motorantriebe für Leuchtschirme zur Strahlbeobachtung, Schnellantrieb für Target und Entwicklung von Meßstellen zur Meßwerterfassung über die EDVA.

Die kernphysikalischen Arbeiten, die im Berichtszeitraum mit dem Teilchenstrahl des Zyklotrons durchgeführt wurden, werden im vorliegenden Jahresbericht behandelt.

Die Haupttrichtungen der übrigen Arbeiten wurden in [1] angegeben. Wie festzustellen ist, stieg die Zahl der Bestrahlungsstunden für die Produktion radioaktiver Nuklide gegenüber dem Vorjahr um etwa 50 %. Eine Steigerung an Bestrahlungsstunden ist auch bei der Neutronentherapie, die vom Zentralinstitut für Krebsforschung Berlin-Buch mit Unterstützung vom Zentralinstitut für Molekularbiologie Berlin-Buch durchgeführt wird, vorhanden.

Die ersten Ergebnisse der Neutronentherapie wurden im April dieses Jahres in einer internationalen Konferenz im Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf dargelegt.

Wie allgemein festgestellt werden kann, ist die angeforderte Strahlstundenzahl stark angestiegen. Das betrifft unter anderem auch Oberflächenaktivierungen mit 13,5 MeV-Deuteronen für Kurzzeitverschleißuntersuchungen, die die Zentrale Prüf- und Entwicklungsstelle des Verkehrswesens, Leitstelle für Isotopentechnik in Brandenburg-Kirchmöser durchführt.

L i t e r a t u r

[1] Anders, B. und H. Odrich, Jahresbericht ZfK-243 (1972) 159

## 6.5 MAGNETFELDMESSUNG AM ZYKLOTRON U-120

B. Hartmann und G. Kerber

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Mit Hilfe eines Prozeßrechners wurde eine Methode zur automatischen Aufnahme der Topographie des Zyklotronmagnetfeldes erarbeitet. Die Messung wird mit einem Hallmeßgerät durchgeführt. Die Temperaturdrift des Hallmeßgerätes wird auf Grenzwert überwacht.

Die Meßsonde wird auf einer Führungsschiene entlang dem Radius von  $R = 110$  mm bis  $R = 510$  mm geführt. Die Führungsschiene ist mit einem Ende drehbar im Zentrum des Magnetfeldes befestigt. Die kreisförmige Bewegung der Schiene ist in Schritten von je  $15$  Grad möglich. Die analogen Meßwerte werden in digitale Meßwerte umgewandelt und zur EDVA übertragen. Nach erfolgter Verarbeitung werden von der EDVA Steuerwerte an das Steuergerät gegeben. Das Steuergerät hat die Aufgabe, die von der EDVA abgegebenen Steuerimpulse in die geforderte mechanische

Bewegung der Meßsonde umzuwandeln. Durch die Zwischenschaltung eines Digitalvoltmeters Typ elpo V 524 zwischen Hallmeßgerät und EDVA konnte die digitale Information der Meßwerte von 10 bit auf 20 bit erhöht werden. Die digitale Information wird von der EDVA nach  $H_n = \frac{\Delta H}{H}$  normiert. Danach schließt sich eine Aufbereitung der Meßwerte zur Ausgabe an den x-y-Schreiber an.

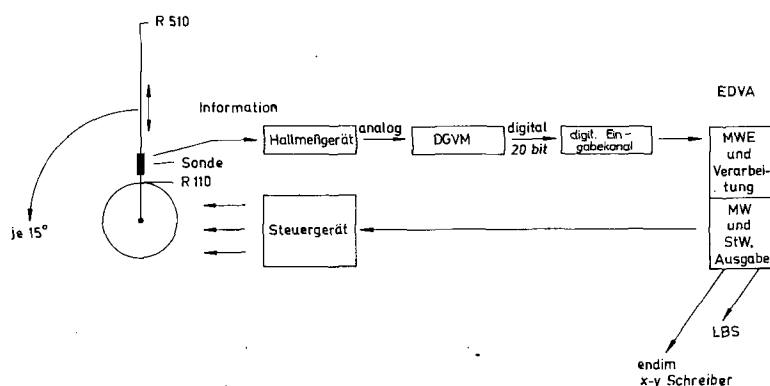


Abb. 1

Prinzipschaltbild der Magnetfeldmessung

DGVM - Digitalvoltmeter  
 MWE - Meßwerterfassung  
 MW - Meßwert  
 StW - Steuerwert  
 LBS - Lochbandstanzer

$R = 510$  mm bewegt. Während dieser Bewegung werden über einen Nockenkontakt Impulse ausgelöst, die das Signal zur Aufnahme der Meßwerte an jeweils einen Punkt geben. Insgesamt werden dabei 40 Meßwerte aufgenommen und in den Speicher der EDVA übertragen. Nach Aufnahme des letzten Meßwertes fährt die Sonde in die Ausgangsstellung zurück.

Die Grenzwertüberwachung entscheidet, nachdem die Sonde die Grundstellung erreicht hat, ob die Meßreihe mit den Werten  $H_n = f(R)$  auf dem x-y-Schreiber ausgegeben wird oder ob sie wiederholt werden muß. Die Ausgabegeschwindigkeit beträgt hierbei 240 analoge Meßwerte pro Minute. Liegt keine Grenzwertüberschreitung vor, werden wahlweise die Meßwerte auf den x-y-Schreiber oder auf Lochstreifen ausgegeben.

Danach wird automatisch der Steuerwert für die Kreisbewegung (Schritt von  $15^\circ$ ) der Führungsschiene ausgegeben. Nach ausgeführtem Schritt beginnt die neue Meßreihe. Der Meßzyklus wird beendet, wenn sich die Führungsschiene um  $360^\circ$  gedreht hat.

Nach erfolgtem Start des Meßprogrammes wird die Sonde von  $R = 110$  mm auf

Mit der angewandten Methode ist es möglich, das Magnetfeld des Zyklotrons in kurzer Zeit auszumessen und gleichzeitig graphisch darzustellen.

## 6.6 DER BETRIEB DES 2 MV-VAN-DE-GRAAFF-GENERATORS

H. Matthes und Sh. Turuc

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Im Berichtszeitraum wurde der 2 MV-Van-de-Graaff-Generator in geringerem Umfang als im Vorjahr betrieben. Die Verminderung des Strahlstundenangebotes wurde durch die vorrangige Inbetriebnahme des Tandem-Generators EGP-10-1 und die Aufnahme des dreischichtigen Probetriebes notwendig.

Statistik des Beschleunigerbetriebes:

Festkörperphysikalische Arbeiten	29,5 %
Festkörperchemische Arbeiten	20,0 %
Beschleunigungstechnische Arbeiten	18,8 %
Wartung, Reparatur und Einrichtarbeiten	31,7 %.

Dabei betrug der Anteil der einzelnen Ionenarten:

p	56 %
$^4\text{He}^+$	43 %
$^4\text{He}^{++}$	0,7 %
$^{40}\text{Ar}^+$	0,3 %.

Die beschleunigungstechnischen Arbeiten konzentrierten sich auf die Optimierung des Beschleunigerbetriebes mit  $^4\text{He}$  und auf Änderungen am Vakuumsystem.

Um der Forderung nach Öldampffreiheit der Ionenleitung und der Experimentierkammer nachzukommen, wurde die Vakuumanlage geändert. Die Öldiffusionspumpen wurden einschließlich der Baffles entfernt und durch eine Turbomolekularpumpe sowjetischer Produktion vom Typ TMH-200 mit einer effektiven Sauggeschwindigkeit von 200 l/s ersetzt. Nach über tausend Betriebsstunden kann man einschätzen, daß die rekonstruierte Vakuumanlage zuverlässig arbeitet. Der in der Ionenleitung erreichte Druck beträgt etwa  $1 \cdot 10^{-6}$  Torr.

## 6.7 DER EINSATZ EINES PROZESSRECHNERS AM ZYKLOTRON U-120

M. Borkenhagen und B. Hartmann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich G

Die im April 1971 begonnene automatische Tagebuchführung wurde nach mehrmonatigem Dauerbetrieb ausgewertet. Die sich ergebenden Änderungen beziehen sich vor allem auf die Erhöhung der Genauigkeit der erfaßten Meßwerte und auf die Verringerung der Anzahl und die Auswahl der Meßstellen, die im Tagbuch erfaßt werden sollen. Darüber hinaus zeigte es sich als zweckmäßig, die Eingriffsmöglichkeit in den Programmablauf durch den Operator des Zyklotrons so zu erweitern, daß die Meßwerte mit größerer Aussagekraft bezüglich des Zyklotronbetriebes erfaßt werden. Nach der Tandemmontage wurden die notwendigen Arbeiten verwirklicht.

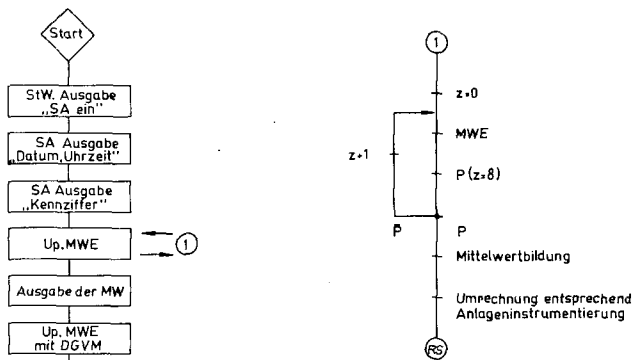


Abb. 1  
Flußdiagramm des Tagebuchprogrammes

- StW - Steuerwertausgabe
- SA - Schreibautomat
- Up - Unterprogramm
- MWE - Meßwerterfassung
- MW - Meßwerte
- DGVM - Digitalvoltmeter
- RS - Rücksprung

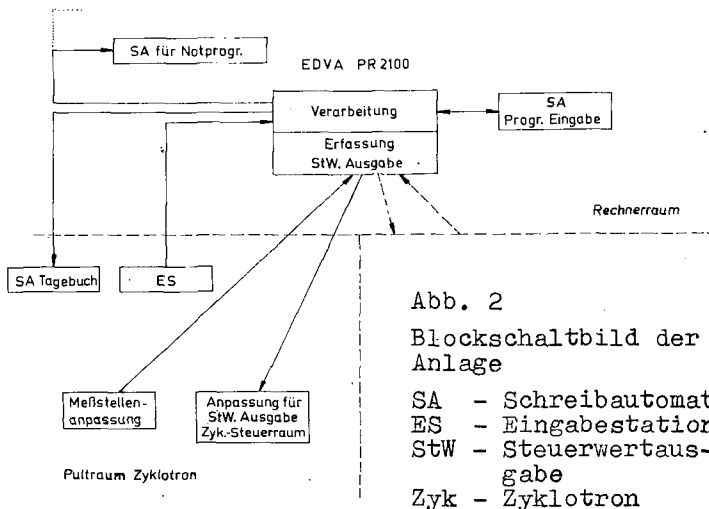


Abb. 2  
Blockschaltbild der Anlage

- SA - Schreibautomat
- ES - Eingabestation
- StW - Steuerwertausgabe
- Zyk - Zyklotron

Seit Mai 1973 wird das Tagebuch mit dem überarbeiteten Programm wieder geführt. In Abb. 1 ist das Flußdiagramm dargestellt. Die notwendigen Eingriffe beziehungsweise das Auslösen und die Organisation der Meßwerterfassung erfolgt über die im Pultraum des Zyklotrons stationierte Eingabestation. Das Blockschaltbild der Anlage (Abb. 2) stellt den augenblicklichen Einsatzfall der EDVA dar. Zum effektiveren Betrieb der EDVA wurde die Eingabestation zusätzlich mit einer neu entwickelten externen Fehlerüberwachung ausgerüstet. Dadurch ist es möglich, die Überwachung des Betriebes der EDVA vom Steuerraum des Zyklotrons aus durchzuführen und den Rechner nicht dreischichtig zu besetzen.

Die Ausgabe der Meßwerte erfolgt alphanumerisch, wobei ein Umrechnungsprogramm eine Aufbereitung der Meßwerte entsprechend der Anlagensinstrumentierung realisiert. Um aussagekräftige Maschinenparameter vom Zyklotron zu erhalten, entscheidet der Operator über den Zeitpunkt der Messung. Hierdurch kann die Meßwerterfassung nach Optimierung der Zyklotronparameter ausgelöst werden. Bei

einer Auslösung der Meßwerterfassung durch Uhrvorrang ist dies nicht möglich. Die Meßwerterfassung wird von 15 Meßstellen mit einer Genauigkeit von 0,6 % und von 5 Meßstellen mit einer Genauigkeit von 0,01 % durchgeführt. Die Verbesserung der Genauigkeit wurde durch Zwischenschaltung eines Digitalvoltmeters erreicht.

Der Analog-Digitalumwandler der EDVA besitzt 9 bit + Vorzeichen. Durch das Digitalvoltmeter werden der EDVA 20 bit zur weiteren Verarbeitung angeboten. Durch die 8 aufeinanderfolgenden Meßwertabfragen, bei der Meßwerterfassung ohne Digi-

talvoltmeter, wird der Fehler, der durch die Rundung im Analog-Digitalumsetzer auftritt, vermindert. Alle Werte werden im Tagebuch vierstellig ausgedruckt. Neben der Tagebuchführung für das Zyklotron U-120 wird die EDVA auch für Kurzzeitmessungen und Durchführung spezieller Messungen (Magnetfeldmessung) eingesetzt. Um die dabei gewonnenen Meßwerte schnell in graphischer Form zu erhalten, wurde ein x-y-Schreiber vom Typ endim 620.01 eingesetzt. Die dazu notwendige gerätetechnische Anpassung und Programmierarbeit ist abgeschlossen. Durch die Entwicklung einer Anpaßelektronik für einen schnellen Leser wurde die Eingabegeschwindigkeit erhöht. Nach erfolgter Umrüstung der Regelkreise auf motorisch angetriebene Sollwertgeber ist eine Regelung der Sollwertgeber durch die EDVA möglich.

### 6.8. ENERGIEEICHUNG DES ROSSENDORFER TANDEM-GENERATORS

R. Göhler, B. Kühn und J. Mösner

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für Messungen am Tandem-Generator ist es notwendig, die Energie des Strahles, die Reproduzierbarkeit, Homogenität und Langzeitstabilität der Energie und den Einfluß der Parameter des Strahlführungssystems auf die Energie zu kennen. Zu diesem Zweck wurden Messungen durchgeführt, wie sie für die Eichung von Tandem-Generatoren allgemein üblich sind [1].

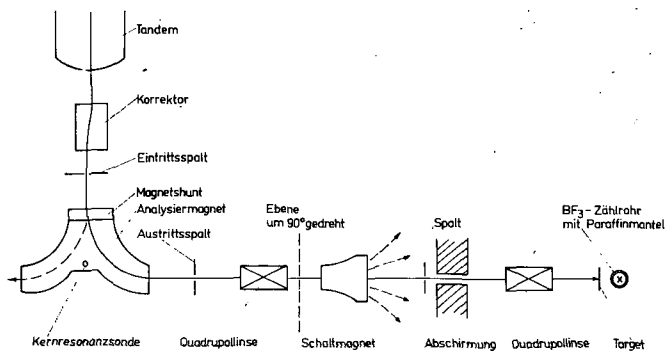


Abb. 1  
Schematischer Verlauf des Strahlenganges nach der Beschleunigung

exakt proportional zu derjenigen am Ort der Kernresonanzsonde ändert, hängt K schwach von der Energie ab. Als Energiefixpunkte wurden die Schwellenergien der in Tabelle 1 aufgeführten (p,n)-Reaktionen benutzt. In Abb. 2 sind die Ergebnisse für die beiden Experimentiersäle graphisch dargestellt. Beide Meßreihen beziehen sich auf eine definierte Magnetvorgeschichte (Standardvorgeschichte), deren Realisierung etwa 2 Stunden benötigt.

Um die Reproduzierbarkeit der Energie zu bestimmen, wurde die  $^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$ -Schwelle mehrmals hintereinander gemessen, wobei keine anderen Parameter als der Strom des Analysiermagneten geändert wurden. Wenn vor jeder Messung die Standardmagnetvorgeschichte realisiert wurde, ließ sich die Schwelle mit einer maximalen

Zunächst wurde der Eichfaktor K des Analysiermagneten bestimmt. Der Strahlverlauf nach der Beschleunigung ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Zwischen der Protonenenergie  $E_p$  und der Frequenz f der Kernresonanzsonde besteht folgende Beziehung:

$$E_p \left( 1 + \frac{E_p}{2m_p c^2} \right) = Kf^2 .$$

Da sich die magnetische Induktion entlang des Strahlenweges im Analysiermagneten nicht

Tabelle 1

Schwellenergien und zugehörige gemessene Frequenzen

Reaktion	Schwellenergie [keV]	gemessene Frequenz	
		linker Exp.-Saal [kHz]	rechter Exp.-Saal [kHz]
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	$1880,6 \pm 0,07$ nach [2]	8304,5	8275,2
${}^{65}\text{Cu}(p,n){}^{65}\text{Zn}$	$2168,0 \pm 0,8$ nach [1]	8912,8	
${}^{13}\text{C}(p,n){}^{13}\text{N}$	$3235,7 \pm 0,7$ nach [2]	10874,7	10833,2
${}^{63}\text{Cu}(p,n){}^{63}\text{Zn}$	4214,8 nach [3]	12400,2	12352,8
${}^{27}\text{Al}(p,n){}^{27}\text{Si}$	$5802,1 \pm 1,0$ nach [1]	14543,7	14483,1
${}^{60}\text{Ni}(p,n){}^{60}\text{Cu}$	$7027,8 \pm 1,6$ nach [1]	16013,4	15945
${}^{58}\text{Ni}(p,n){}^{58}\text{Cu}$	$9511,0 \pm 1,7$ nach [1]	18620	

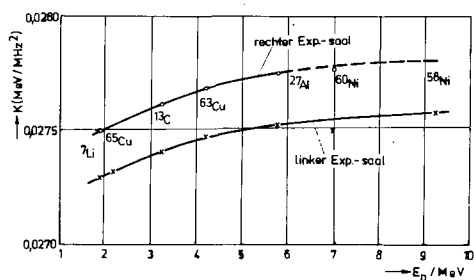


Abb. 2

Eichkonstanten als Funktion der Energie

Bei einer Vergrößerung des Austrittsspalt des Analysiermagneten von 1 auf 3 mm betrug die Energieverschiebung weniger als 1 keV. Änderungen von Parametern des Strahlführungssystems vor der Beschleunigungsstrecke hatten keinen meßbaren Einfluß auf die Energie.

Die Energiehomogenität des Strahles konnte bisher nicht direkt gemessen werden. Aus dem Verlauf der Neutronenausbeute bei dicken Targets in unmittelbarer Nähe der (p,n)-Schwellen läßt sich die Energiehomogenität abschätzen.

Die Ausbeutekurve der  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ -Reaktion lieferte als obere Grenze eine Halbwertsbreite von  $1,5 \pm 0,5$  keV bei 1 mm Ein- und Austrittsspalt des Analysiermagneten.

Die Langzeitstabilität der Energie wurde mit Hilfe der  ${}^{27}\text{Al}(p,n){}^{27}\text{Si}$ -Reaktion an einem dünnen Al-Target von etwa  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  bestimmt. Zunächst wurde die Neutronenausbeute als Funktion der Frequenz gemessen; sie ist in Abb. 3 dargestellt. Danach wurde die in Abb. 3 durch einen Pfeil gekennzeichnete Frequenz 14610 kHz auf der Flanke der Resonanz eingestellt. In Intervallen von etwa 100 s wurden bei festgehaltener Frequenz die Neutronenausbeuten gemessen. Entsprechend der Flankensteilheit ist die Neutronenausbeute eine Funktion der Einschußenergie. Die Messung wurde über eine Zeit von 10 Stunden durchgeführt, die Ergebnisse sind

Abweichung von  $\pm 1$  keV reproduzieren. Größere Abweichungen ergaben sich, wenn andere Parameter des Strahlführungssystems geändert wurden. So führte eine andere Kombination der Spannungen am Korrektor (Abb. 1) zu einer maximalen Änderung der Energie von 2 keV. Wurde der Magnetshunt vor dem Analysiermagneten, der zur Abschirmung des Randfeldes dient, entfernt, verschob sich die Energie um 20 bis 30 keV. Wurde der Magnetshunt entfernt und wieder an gleicher Stelle befestigt, ergaben sich Energieänderungen von etwa 4 keV.

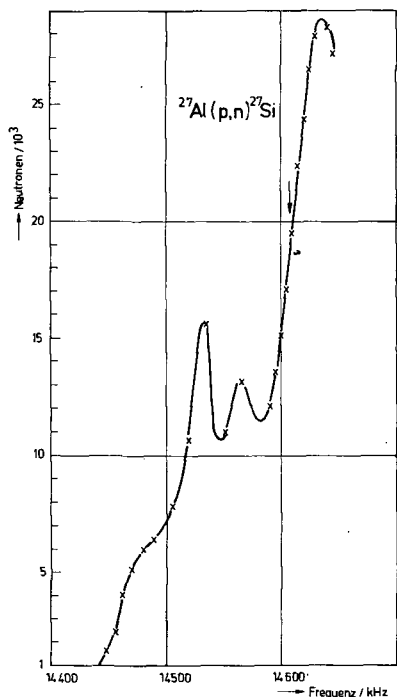


Abb. 3

Anregungsfunktion der Reaktion  $^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$  zwischen 5,8 und 6,1 MeV

Wir danken den Herren A. Bortnjanski und M. Afanasjev aus Leningrad, die die ersten Schwellenmessungen nach Inbetriebnahme des Tandem-Generators mit einer gesonderten Apparatur durchführten sowie den Herren Dr. Kumpf, Dr. Schmidt, Dr. Möller und Dr. Stiehler, die an den späteren Messungen teilgenommen haben.

### L i t e r a t u r

- [1] Overley, J.C. et al., Nucl. Instr. and Meth. 68 (1969) 61 sowie die dort zitierten Arbeiten
- [2] Marion, J.B., Rev. Mod. Phys. 38 (1966) 660
- [3] Berechnet aus den Massenwerten.

### 6.9 STRAHLEITUNG AM TANDEM-GENERATOR FÜR EXPERIMENTE MIT GERINGEM UNTERGRUND

H.-U. Gersch

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Um die geringe Energiebreite und Emittanz des Tandem-Generators für das Experiment voll nutzen zu können, ist eine sorgfältige Anpassung des im Beschleuniger erzeugten Ionenstrahles an die experimentelle Anordnung (Target) notwendig. Dabei ist zu berücksichtigen, daß durch das Spaltpaar vor dem Analysatormagneten zwar der Ort und die Abmessung des Strahles fixiert sind, seine Richtung aber in gewissen Grenzen noch Schwankungen unterliegen kann. Die ionenoptische Abbildung auf dem Target muß - abgesehen von der gewünschten Vergrößerung - diesem Umstand Rechnung tragen. Weiterhin muß die Ortsstabilität auch bei Änderung der Energie des Ionenstrahles - wie etwa beim Messen von Anregungsfunktionen - gewährleistet sein.

in Abb. 4 dargestellt. Nach Berücksichtigung der statistischen Fehler der Zählraten ergab sich eine Halbwertsbreite von 340 eV.

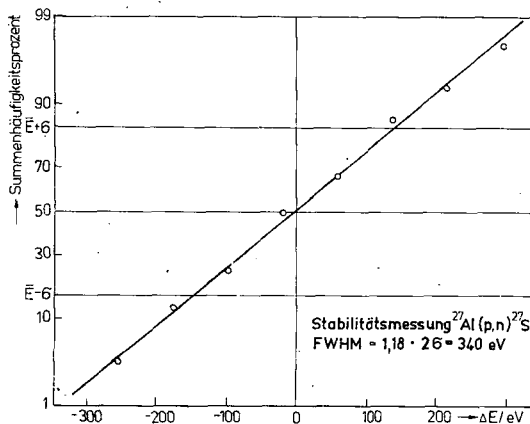


Abb. 4

Auswertung der Stabilitätsmessung



Die Forderung nach weitgehender Untergrundfreiheit verbietet im allgemeinen die Verwendung von Kollimatoren oder strahlbegrenzenden Blenden in der Nähe des Targets. Notwendige Strahlverluste, wie z.B. am Regelungsspalt des Schaltmagneten, sollten so weit wie möglich vor dem Experiment erfolgen.

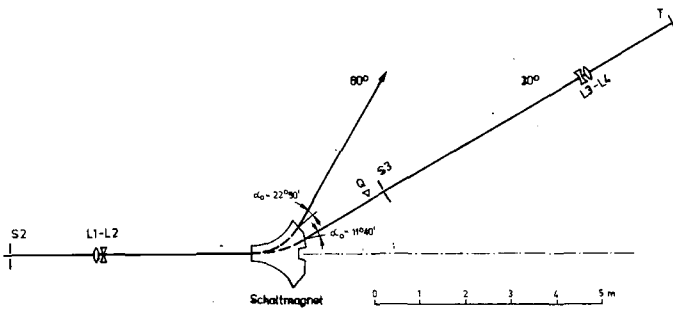


Abb. 1  
30°-Strahlleitungssystem des Rossendorfer Tandem-Generators hinter dem Analysiermagneten

Abb. 1 nicht gezeichnet) hinter dem Schaltmagneten am Ort eines weiteren gekreuzten Spaltpaars (S3) sowie am Target T. Dabei wird die Strahlage am Targetort nur durch das Spaltpaar S3 fixiert und ist unabhängig vom Eintrittswinkel des Strahles in das ionenoptische System. Hinter S3, dessen Entfernung vom Austritt des Schaltmagneten zu etwa 2 m gewählt wurde, erfolgt keine weitere Begrenzung des Strahles. Der vertikale Spalt von S3 dient zur Regelung des Schaltmagneten.

Bei der Einstellung des Spaltpaars S1 auf  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  ergeben sich die Bündeldimensionen am Orte S3 zu  $2,3 \times 1,5 \text{ mm}^2$  und am Targetort T zu  $0,6 \times 1,1 \text{ mm}^2$  (der erste Wert entspricht der vertikalen Ausdehnung des Strahlverlaufes). Eine Verengerung der Strahlmessungen am Targetort kann einfach durch Begrenzung mittels der Spalte S3 erfolgen.

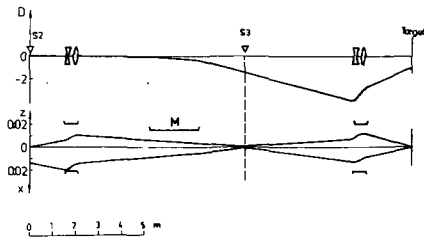


Abb. 2  
Verlauf der Dispersion sowie der Enveloppen in z- und x-Richtung des Systems mit 30°-Ablenkung mit der eingezeichneten Folge von Linsenpaaren und Schaltmagneten. Die Aperturen der Linsen und des Magneten sind eingezeichnet. Die Charakterisierung der Linsen als defokussierende und fokussierende Elemente gilt für die vertikale (z-)Richtung.

Die vorgeschlagene Anordnung der Ionenoptik für ein 30°-Bündel ist vom Austrittsspalt des Analysators S2 an in Abb. 1 dargestellt.

Die Optimierung des Systems erfolgte mit dem ionenoptischen Programm SYS2 [1] auf der Grundlage der Matrixtheorie 1. Ordnung [2]. Durch das System erfolgt eine Abbildung des gekreuzten Spaltpaars am Analysatoreingang (S1, in

Bei einer Emittanz von  $2 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$  wird der Strahl, wie auch Abb. 2 zeigt, durch die Linsenaperturen noch nicht begrenzt.

Die Untersuchungen zeigen, daß die Wahl der Polarität der Linsenpaare einen großen Einfluß auf die Eigenschaften der Abbildung hat. Die durchgeführten Betrachtungen gelten nur für den Fall, in dem alle Elemente korrekt auf der Achse des Strahles angeordnet sind. Justierfehler machen sich durch Abbildungsfehler höherer Ordnung sowie durch eine Dispersion in vertikaler Richtung bemerkbar. Sie werden in [3] behandelt.

L i t e r a t u r

- [1] Gersch, H.-U. et al., Preprint 9-6253, Dubna, 1972
- [2] Steffen, K.G., High Energy Beam Optics, New York-London-Sydney 1965
- [3] Gersch, H.-U., ZfK-246 (1973)

6.10 AUFBAU UND ERPROBUNG EINES OPTIMIERTEN IONENLEITERS AM TANDEM-GENERATOR

H.-U. Gersch, H. Kumpf, J. Mösner, W. Neubert, G. Schmidt und T. Stiehler  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Mit dem Programm SYS 2 wurde der  $30^\circ$ -Kanal zur Streukammer am Tandem-Generator EGP-10-1 optimiert. Soweit es technisch möglich war, versuchten wir die im Bericht 6.9 vorgeschlagene Variante des ionenoptischen Systems zu realisieren. Mit Hilfe der Quadrupollinse 1 wird nach dem Schaltmagneten auf dem Quarz vor dem Vertikalspalt ein Zwischenbild des Spaltsystems am Eingang des Analysiermagneten erzeugt. Dieses Zwischenbild wird durch die Quadrupollinse 2 (in zwei

Polungsvarianten) auf das Target in der Streukammer abgebildet. Die geometrischen Verhältnisse ergeben einen Abbildungsmaßstab von insgesamt etwa 1:1. Die am Targetort auf einem Quarzleuchtschirm beobachteten Strahlquerschnitte von etwa  $1 \times 2 \text{ mm}^2$  bei einer Breite des Eintrittsspalts am Analysator von 1 mm entsprechen den berechneten. Die mit der Optimierung der Ionenoptik angestrebte Stabilisierung der Strahlage (Bericht 6.9) konnte erreicht werden.

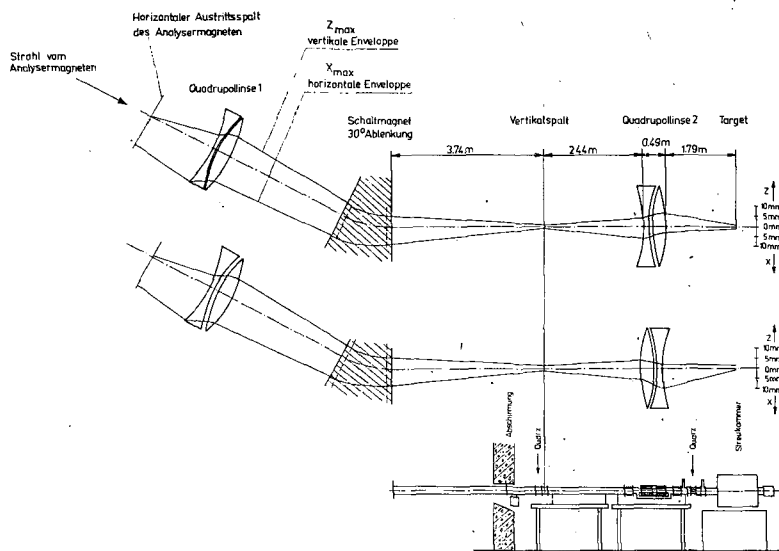


Abb. 1  
Strahlprofil im Ionenleiter des  $30^\circ$ -Kanals zur Streukammer. Es sind zwei Polungsvarianten für Quadrupollinse 2 gezeichnet. Der mechanische Aufbau ist schematisch im unteren Teil dargestellt.

Das an den Backen des Vertikalspaltes abgegriffene elektrische Signal dient zur Stabilisierung des Ablenkmagneten. Bei einer Spaltbreite von 1 mm reicht ein Strahlstrom von 10 nA für die Stabilisierung aus.

Für die gute Zusammenarbeit beim schnellen Umbau des Ionenleiters und die erwiesene Unterstützung danken wir dem Betriebskollektiv am Tandem-Generator.

## 6.11 NANOSEKUNDEN PULSUNG DES TANDEM-GENERATORS EGP-10M IM PEI OBNINSK

A.I. Glotow, G.N. Lowtschikowa, W. Nesterenko, W.A. Romanow, W.I. Spirin  
und A. Trufanow

Physikalisch-Energetisches Institut Obninsk

P. Eckstein, H. Helfer, D. Lehmann, W. Linke und D. Seeliger

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Die Arbeiten zur Überführung des Tandem-Generators EGP-10M des PEI Obninsk in das Pulsregime [1] wurden fortgesetzt und abgeschlossen. Das Pulsungssystem vor der Beschleunigung, bestehend aus Strahlablenkung und Klystrongruppierung, wurde durch ein Strahlablenksystem auf der Hochenergieseite ergänzt, das in seinem prinzipiellen Aufbau sowie den mechanischen und elektronischen Daten ähnlich dem System für den EGP-10-1 des ZfK [2] ist. Dieses wurde einzeln sowie im Zusammenspiel mit der Pulsung vor der Beschleunigung erprobt.

Die Messungen der Ionenimpulsdauer erfolgten mittels Flugzeitspektrometrie der  $\gamma$ -Quanten aus der Reaktion  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ ; die Protonenenergie betrug 5,5 MeV, die Eigenauflösungszeit des verwendeten Spektrometers lag bei  $2\tau_{\text{Sp.}} \approx 1,5$  ns.

Bei verschiedenen HF-Spannungsamplituden am chopper-Plattenpaar und bei unterschiedlich großen Pulsungsblendenöffnungen wurden jeweils die Impulsform, der mittlere Targetstrom und die Gesamtzählrate der registrierten Ereignisse bestimmt. Die Messungen erfolgten sowohl bei Betrieb der gesamten Pulsungsapparatur wie auch bei alleiniger Verwendung des choppers für die Hochenergieseite des Tandems.

Im letzten Falle wurde als minimal erreichbare Halbwertsbreite des Flugzeitpeaks die Größe  $2\tau_{\gamma} = 1,9$  ns erhalten, die Strahlausnutzung beträgt 2,5 % bei einer Impulsfolgefrequenz von 10 MHz.

Bei Zuschalten der Pulsungseinrichtung vor der Hauptbeschleunigung verringert sich die Größe für die minimal erreichbare Impulsdauer nur wenig auf 1,8 ns Halbwertsbreite, dagegen erhöht sich die Strahlausnutzung auf 12 %.

Die Zuschaltung der Pulsung vor der Beschleunigung führt zu einer drastischen Verbesserung des Effekt-Untergrundverhältnisses infolge der besseren Strahlausnutzung und der reduzierten Erzeugung von Untergrundstrahlung an der Pulsungsblende auf der Hochenergieseite. Bei der gewählten Geometrie und Abschirmung des Spektrometers verbesserte sich dieses Verhältnis von  $(2-4) \cdot 10^2$  (Impulsfolgefrequenz 10 MHz) auf  $(2-4) \cdot 10^5$  (Impulsfolgefrequenz 5 MHz), d.h. um drei Größenordnungen. Andererseits führt die zusätzliche Impulsbescheidung im Vergleich zu der alleinigen Pulsung vor der Beschleunigung zu einer wesentlichen Erhöhung der Flankensteilheit der Ionenimpulse und Reduzierung des Ionenstroms in der Entfernung einiger Halbwertsbreiten vom Impulszentrum auf  $10^{-1}$  bis  $10^{-3}$  des vorherigen Wertes.

Berücksichtigt man die endliche Auflösungszeit des Spektrometers, so kann aus den o.g. gemessenen Peakbreiten im Flugzeitspektrum auf Impulsbreiten des Ionenstroms am Target von  $2\tau_i = 1,2$  ns bzw. 0,95 ns geschlossen werden.

In Langzeittests wurden die Amplituden- und Phasenstabilität des Systems bestätigt.

Im Ergebnis der Untersuchungen konnte die Eignung zum Einsatz im physikalischen Experiment nachgewiesen werden. Eine ausführliche Publikation der Ergebnisse ist in Vorbereitung [3].

L i t e r a t u r

- [1] Glotow, A.I. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 165
- [2] Lehmann, D., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 169
- [3] Institutsbericht PEI (1973)

## 7. ARBEITEN ZUR EXPERIMENTELLEN MESSMETHODIK UND ZUR KERNPHYSIKALISCHEN ELEKTRONIK

### 7.1 ZWEI NEUE STREUKAMMERN ZUR UNTERSUCHUNG VON KERNREAKTIONEN

J. Mösner, G. Schmidt und T. Stiehler

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

M. Rahn

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 6

In den Jahren 1969 - 1973 wurden vom Bereich Technik zwei Streukammern konstruiert und gebaut. Während eine der Kammern zur Messung von Winkelverteilungen eingesetzt werden soll, hat die andere Kammer (siehe Abb.1) zwei Detektordreharme, um mit ihr Mehrteilchenreaktionen untersuchen zu können.

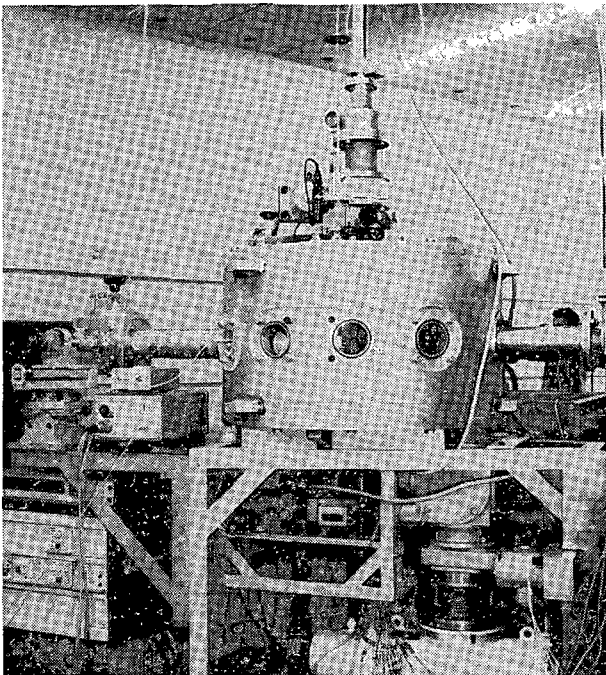


Abb. 1  
Ansicht der Streukammer

der ein unterhalb der Kammer an der Drehdurchführung angebrachtes Schneckenrad dreht. An der Welle des Schneckenrades sitzt im Kammerinnern eine Scheibe. Auf ihr lassen sich aller 10 bzw. 15° die Detektorhalter montieren, die sich in der Höhe um  $\pm 3$  mm und in radialer Richtung im Bereich 50 bis 350 mm Abstand vom Kammerzentrum verstellen lassen. Die Winkelanzeige erfolgt durch ein am Schneckenantrieb gekoppeltes mechanisches Zählwerk oder durch einen Inkrementalgeber zur Fernanzeige.

Das Target läßt sich über eine Schleuse auswechseln, von wo es durch Motorantrieb in 5 Minuten in die Kammermitte eingefahren werden kann. Das Target kann von außen gedreht werden. Der Drehwinkel wird an einem Zählwerk abgelesen.

Der Kollimator ist 300 mm lang, besteht aus 3 auswechselbaren Blenden ( $\varnothing_{\max} = 6$  mm) und läßt sich um die Eintrittsblende schwenken.

Die Strahlenfalle befindet sich in einem Würfel NW 100. In diesem läßt sich ein Pentaprisma einschieben. Mit Hilfe eines unter 90° zur Strahlrichtung angebrach-

Die Innenmaße der Kammer sind  $\varnothing 850$  mm, Höhe 490 bzw. 312 mm. Die Kammerwand enthält 11 Bohrungen NW 100. Im Boden befinden sich je eine Öffnung NW 150 für die Drehdurchführung und das Vakuumssystem. Neben der Targetdurchführung NW 100 enthält der Deckel 6 Öffnungen NW 150.

Auf einem Gestell ruht die Kammer durch ihr Eigengewicht. Sie ist gegen Verschiebung gesichert. Das Gestell hat eine Dreipunktlagerung, läßt sich in der Höhe durch Spindeln und seitlich auf Luftlagerfüßen bewegen. Weiterhin trägt es den Antrieb der Detektordreharme und die Turbomolekularpumpe. Am Gestell ist eine Konsole angebracht, auf der das Justierfernrohr steht. Die Winkelverstellung der Detektordreharme erfolgt über je einen Getriebemotor,

ten Fluchtfernrohres können die Kollimator- und Detektorblenden mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,02$  mm justiert werden.

Es wurden folgende Genauigkeiten erreicht:

Mittlerer Fehler des Drehwinkel der Detektorarme:	$\pm 0,01^\circ$
Mittlerer Fehler des Targetwinkels:	$\pm 0,3^\circ$
Maximale Abweichung der Detektor- von der Targetdrehachse:	$\pm 0,05$ mm

Aus diesen Fehlern und der Abweichung der Einfallrichtung des Strahles von der Kollimatorachse läßt sich der effektive Fehler des Detektorwinkels berechnen. Er liegt etwa bei  $0,1^\circ$ .

Mit einer Drehschieber- und dahinter geschalteten Rootspumpe läßt sich die Kammer in 5 Minuten auf  $5 \cdot 10^{-3}$  Torr evakuieren. Ein Vakuum von  $\leq 1 \cdot 10^{-4}$  Torr wird nach weiteren 15 Minuten mit einer Turbomolekularpumpe (250 l/sec) erreicht. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Kammer nur kurzzeitig ( $\leq 1$  h) belüftet war. Mit eingesetztem Kollimator erhält man keine merkliche Rückwirkung auf das Vakuum ( $5 \cdot 10^{-6}$  Torr) der Ionenleitung.

## 7.2 ZUM SCHWÄRZUNGSVERMÖGEN VON PROTONEN (0,25 - 1,2 MeV) AM FOTOTECHNISCHEN ORWO-FILM FU-5

V. Geist und R. Flaggmeyer

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Zur Auswertung von Protonogrammen, speziell bei der Fotometrierung von Richtungs- und Flächenschatten, ist die Kenntnis der Wirkung von Protonen auf die Emulsion des Fotomaterials notwendig. Einmal interessiert der Verlauf der Schwärzungskurve, d.h. die Abhängigkeit der Schwärzung von Teilchenzahl, Teilchenenergie und Spektrenform, um die Schwärzung des Protonogramms in die entsprechende Teilchenzahl umrechnen zu können, bzw. um von vornherein im linearen Teil der Schwärzungskurve zu arbeiten. Zum anderen ist für die Aufnahme von Protonogrammen ein Fotomaterial mit möglichst hoher Protonenempfindlichkeit, geringer Lichtempfindlichkeit und guter Feinkörnigkeit günstig.

Wir führten zu dieser Problematik eine Reihe von Messungen mit Protonen verschiedener Energie an unterschiedlichen Fotomaterialien durch. Erste Ergebnisse für den FU-5-Film (unsensibilisiert) sollen hier kurz angeführt werden.

Die Schwärzung des Filmes erfolgte sowohl mit relativ monoenergetischen Protonen (Streuung an einem dünnen Au-Target), als auch mit Protonen, die ein breites Energiespektrum besaßen (Rückstreuung an einem dicken Ta-Target). Der bestrahlte Film wurde bei diesen Messungen im ORWO-Entwickler A-71 bei  $19^\circ\text{C}$  vier Minuten entwickelt. Abb. 1 zeigt die Schwärzungskurven für beide Spektrenformen bei einer Inzidenzenergie von 750 keV. Man sieht, daß in beiden Fällen ein relativ großer linearer Bereich existiert. Im Fall "b" wurden nur Protonen mit einer Energie  $\geq 250$  keV gezählt, da nur diese eine auswertbare Schwärzung erzeugen. Alle anderen werden wahrscheinlich in einer unempfindlichen Schicht auf dem Film abgebremst.

Aus Abb. 2 ist dieser Sachverhalt gut zu erkennen: Der relative Anstieg des linearen Teils der Schwärzungskurve ist für verschiedene Inzidenzenergien darge-

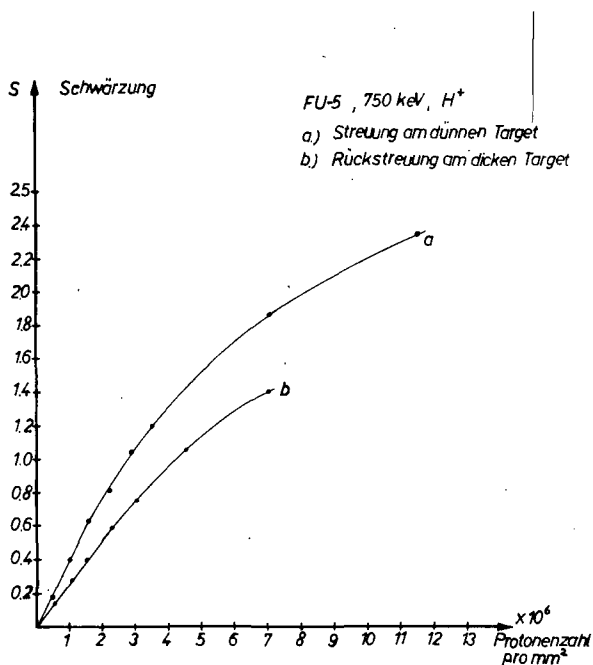


Abb. 1

Abhängigkeit der Schwärzung des ORWO-Films FU-5 von der Protonendichte für monoenergetische Protonen (Kurve a) und für Protonen mit breitem Energiespektrum (Kurve b)

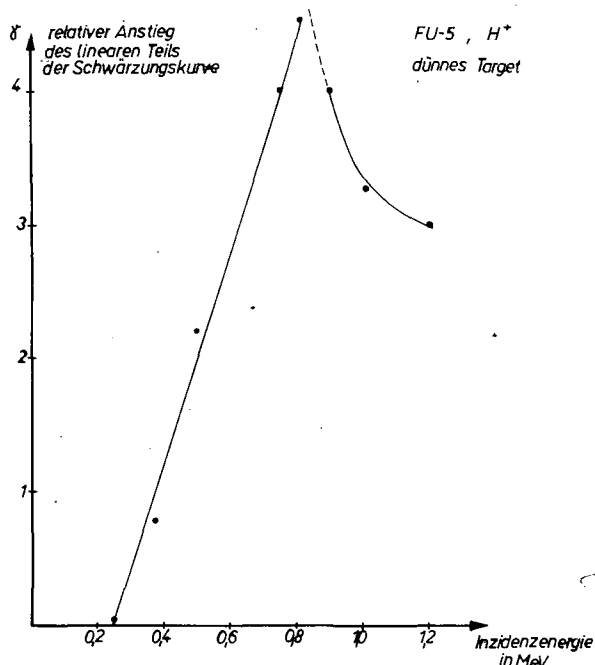


Abb. 2

Abhängigkeit des relativen Anstiegs im linearen Teil der Schwärzungskurve von der Protonenenergie

stellt. Für Protonen mit einer Energie < 250 keV wird der Anstieg gleich Null, und bei 800 - 850 keV existiert ein Maximum des Schwärzungsvermögens, bei höheren Energien werden die Protonen wahrscheinlich nicht mehr vollständig in der Emulsion abgebremst.

Eine weitere wichtige Frage ist, ob das I · t-Gesetz bei Protonenschwärzung erfüllt ist, d.h. ob die erzielte Schwärzung nur vom Produkt aus Intensität mal Bestrahlungszeit abhängt und nicht von der Größe der jeweiligen Faktoren. Abb. 3 zeigt unsere Ergebnisse für 1 MeV-Protonen dazu. Vier unterschiedliche Schwärzungen, die vier verschiedenen Protonendosen entsprechen, wurden mit jeweils unterschiedlichen Strahlströmen und somit Bestrahlungszeiten erzeugt. Eine Veränderung der Zeiten um drei Größenordnungen brachte keine Abweichung vom I · t-Gesetz, dessen Gültigkeit in [1] schon früher für eine Schwärzung durch α-Teilchen gezeigt wurde.

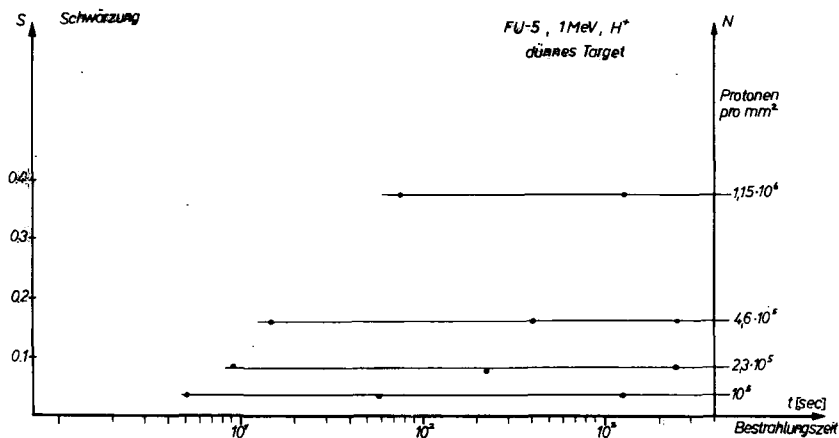


Abb. 3

Abhängigkeit der Schwärzung von der Bestrahlungszeit bei vier Protonendosedosen

wurden, die vier verschiedenen Protonendosen entsprechen, wurden mit jeweils unterschiedlichen Strahlströmen und somit Bestrahlungszeiten erzeugt. Eine Veränderung der Zeiten um drei Größenordnungen brachte keine Abweichung vom I · t-Gesetz, dessen Gültigkeit in [1] schon früher für eine Schwärzung durch α-Teilchen gezeigt wurde.

## L i t e r a t u r

[1] Meidinger, W., Handbuch der wiss. u. angew. Photographie, Bd. 5, Wien 1932

### 7.3 TEMPERIERUNG VON EINKRISTALLEN FÜR CHANNELING- UND BLOCKINGEXPERIMENTE

L. Bauriegel

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Die Eigenschaften eines Kristalls sind u.a. von dessen Temperatur abhängig. Beim Channeling- und Blockingeffekt [1] beeinflusst das mittlere thermische Auslenkungsquadrat  $\langle g^2 \rangle = f(T)$  der Gitteratome die Minimausbeute im Dip einer Richtung [ $\chi_{\min} = \chi_{\min}(\langle g^2 \rangle)$ ] und Ebene [2]. Entsprechend sind auch Winkelbreite des Dips, Flankenanstieg der Minimumkurve und die Dechannelingrate von der Temperatur T abhängig.

Zur Untersuchung dieser Abhängigkeiten ist eine Temperierung des einkristallinen Targets notwendig, wobei eine kontinuierlich meßbare Temperaturvariation in einem weiten Bereich anzustreben ist. Auch Strukturveränderungen als Folge von Phasenumwandlungen in Kristallen können dann mittels obengenannter Effekte untersucht werden.

Gleichzeitig kann die Kristallheizung auch für Ausheilprozesse in der Meßkammer eingesetzt werden.

Bei der Konstruktion der Heizvorrichtung waren folgende Forderungen zu erfüllen:

1. Maximale Kristalltemperatur bis mindestens 600 °C
2. Maximale Lokalisierung der Heizwirkung auf das Target
3. Keine Beeinträchtigung der Winkeleinstellung und Eigenrotation der Kristallhalterung durch Anschlußdrähte
4. Temperaturmessung am Kristall und an besonders kritischen Stellen (z.B. Detektor) in der Targetkammer
5. Einsatzmöglichkeit für Kristalle mit maximalen Abmessungen bis 15 mm Durchmesser und 5 mm Dicke
6. Einsatz in vorhandener Targetkammer [3]
7. Heizbetrieb auch an Luft

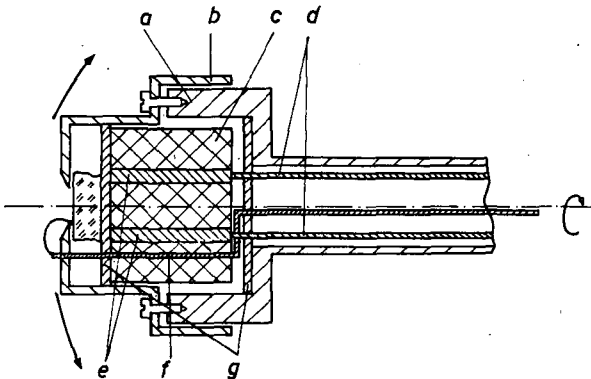


Abb. 1

Schema der Kristall-Target-Heizung

- a - Führungsstück im Goniometerkopf
- b - Hülse zum Andrücken des Kristalls
- c - Keramikgrundkörper der Heizung
- d - Stromzuführung zur Heizung
- e - Kanthalheizung
- f - Thermoelement
- g - Glimmerscheibe zur Isolation

Das Material der Teile a und b ist Chrom-Nickel-Stahl mit geringer Wärmeleitfähigkeit. Die Wandstärke des Führungsstückes (a) beträgt nur 0,7 mm, wodurch die Wärmeleitung zum Goniometer gering gehalten wird.



Der Keramikgrundkörper (c) wurde aus Rohkeramik gefertigt und gebrannt. Auf ihm sind die Heizbänder (e) befestigt. Durch eine Bohrung kann das Thermoelement (f) an die Kristallvorderfläche geführt werden. Die Heizbänder sind durch Kontaktblättchen mit dem Keramikkörper verschraubt.

In (b) können Abdeckblenden mit verschiedener Bohrung eingesetzt werden.

Durch die gewählte Strom- und Meßdrahtzuführung wird die Drehung um eine Achse in der Streuebene und die Veränderung des Einstellwinkels des Kristalls nicht behindert. Für die Heizung (e) wurde Kanthalband DSI  $0,3 \times 2 \text{ mm}^2$  gewählt. Es gestattet Elementtemperaturen von  $1200 \text{ }^\circ\text{C}$  in Luft [4].

Bei Betrieb im Vakuum war kein Gasen und Verdampfen des Materials feststellbar. Die gebaute Heizung hat bis jetzt 80 h fehlerfrei gearbeitet.

Als Thermoelement wird ein Eisen-Konstantanpaar verwendet. Die Temperaturmessung erfolgt an der Oberfläche des Kristalls, da bei gleicher Heizleistung die Oberflächentemperatur von der Kristalldicke, Kristallart und verwendeten Unterlage abhängt. Das Thermoelement wird durch die Abdeckblende auf die Kristalloberfläche gedrückt.

Um eine mögliche Aufheizung einzelner Teile der Targetkammer zu messen, wurden Thermoelemente noch am Detektor bzw. der Filmhalterung und an der vertikalen Drehdurchführung des Goniometers angebracht.

Bei Kristalltemperaturen bis  $800 \text{ }^\circ\text{C}$  wurden unzulässige Temperaturüberhöhungen an den betreffenden Meßpunkten festgestellt. Bei entsprechendem Schutz vor Wärmestrahlung und Kühlung des Detektors oder der Filmhalterung besteht keine Gefahr der Beeinträchtigung der Messungen.

Die oben beschriebene Heizung wurde bei Messungen erfolgreich verwendet.

#### L i t e r a t u r

- [1] Tusshnov, A.F., Uspekhi Fizicheskikh Nauk 87 (1965) 4
- [2] Andersen, I.U. et al., Phys. Rev. B1 (1970) 2063
- [3] Haan, G. et al., Exp. Tech. Phys. 20 (1972) 1
- [4] Kanthalhandbuch, AB Kanthal (1958)

#### 7.4 TARGETHEIZUNGEN FÜR DIE MESSUNG MAGNETISCHER MOMENTE AM TEILCHENSTRAHL

L. Schneider<sup>1)</sup> und H. Prade

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Grundlage für die Messung magnetischer Momente am Teilchenstrahl ist die durch eine Kernreaktion erzeugte Spinausrichtung der Endzustände. Als Folge davon zeigt die abregende  $\gamma$ -Strahlung eine anisotrope Winkelverteilung. Ein äußeres Magnetfeld senkrecht zur Strahlrichtung führt zu einer Präzession der Kernspins um die Richtung des Magnetfeldes und ruft dadurch eine Störung der Winkelverteilung hervor. Diese Störung äußert sich in einer Modulation des Zeitspektrums der unter einem festen Winkel zur Strahlachse beobachteten  $\gamma$ -Strahlung, aus der die Größe des magnetischen Momentes bestimmt werden kann.

<sup>1)</sup> Praktikant der TU Dresden

Um die Störung durch das Magnetfeld in dem interessierenden Zustand beobachten zu können, muß die ursprünglich erzeugte Spinausrichtung wenigstens für die Lebensdauer des Zustandes erhalten bleiben. Demnach müssen Wechselwirkungen der Kerne mit ihrer Umgebung, die zu einer Zerstörung der Ausrichtung führen (sog. Relaxationsprozesse), ausgeschaltet bzw. klein gehalten werden. Wie zahlreiche Experimente gezeigt haben, erzeugt die Dynamik von Gitterstörungen, die durch den Teilchenstrahl bzw. die Rückstoßkerne in festen Targets hervorgerufen werden, über die Quadrupolwechselwirkung Relaxationszeiten in der Größenordnung von  $1 \mu\text{s}$ . Die bei Targetkernen mit einem Spin  $I \neq 0$  auftretende Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Rückstoß- und Targetkernen ist mit Relaxationszeiten von  $10^{-3}$  bis  $10^{-4}$  s verknüpft. Für die Relaxationszeit dieser zeitabhängigen elektromagnetischen Störungen gilt

$$T_{\text{Relax.}} = 1/\omega^2 \tau_c, \quad (1)$$

wobei  $\omega$  die charakteristische Wechselwirkungsfrequenz und  $\tau_c$  die Korrelationszeit sind. Unter der Korrelationszeit  $\tau_c$  versteht man die Zeit, während der eine wahrnehmbare Änderung des augenblicklich wirkenden Feldes auftritt.

Um eine Reorientierung der ursprünglichen Ausrichtung der Kernspins zu verzögern, muß nach (1) die Korrelationszeit  $\tau_c$  verkürzt werden. Das kann durch die Verwendung flüssiger Targets oder auch bereits durch starkes Aufheizen der Targetsubstanz bis nahe an den Schmelzpunkt erreicht werden. Für die Messung magnetischer Momente von angeregten Kernzuständen mit Lebensdauern im Mikro- bzw. Millisekundenbereich muß folglich eine Targetheizeinrichtung zur Verfügung stehen.

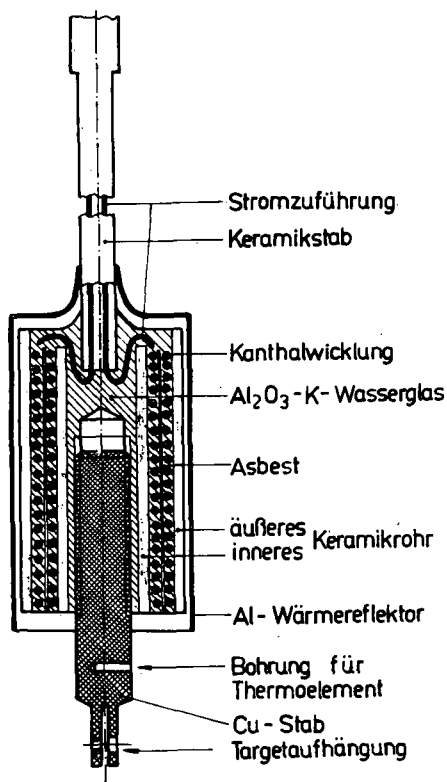


Abb. 1  
Aufbau der Targetheizung für Temperaturen bis 500 °C

Im folgenden sollen zwei Targetheizungen beschrieben werden, die für Temperaturen bis 500 °C bzw. 1000 °C gebaut wurden.

Für den Aufbau einer Targetheizung für Temperaturen bis 500 °C wurde das Prinzip eines Lötkolbens verwirklicht. Der Aufbau des Heizofens ist in Abb. 1 dargestellt. Der Widerstand des Ofens beträgt 18,8 Ohm. 500 °C werden bei einer Leistung von 20 W ( $J = 1$  A,  $U = 20$  V) erreicht.

Für den Temperaturbereich bis 1000 °C wurde ein Heizofen in Form eines Heizrohres gebaut. Dieser Ofen besteht aus einer Heizspirale aus Kanthaldraht ( $\varnothing = 0,5$  mm,  $R = 6,02$  Ohm/m), die mit einer  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -K-Wasserglas-Mischung in der vorderen Hälfte eines Keramikrohres von etwa 90 mm Länge eingekittet wurde. Der Widerstand dieses Ofens beträgt  $R = 23$  Ohm. In Abb. 2 wird die Abhängigkeit der erreichten Temperatur von der zugeführten Heizleistung angegeben.

Für eine Temperatur von 1060 °C wurde beispielsweise eine Leistung von 172 W ( $J = 2,65 \text{ A}$ ,  $U = 65 \text{ V}$ ) benötigt.

Mit diesen Targetheizungen werden unsere experimentellen Möglichkeiten beträchtlich erweitert.

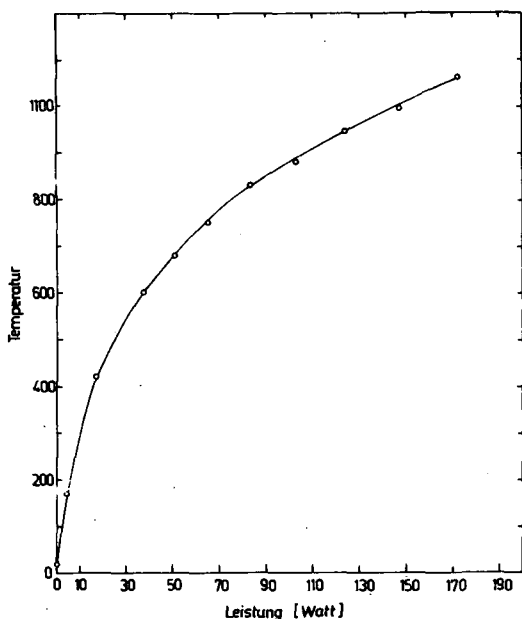


Abb. 2

Targettemperatur in Abhängigkeit von der Heizleistung

## 7.5 EFFEKTIVITÄTSDARSTELLUNG FÜR Ge(Li)-DETEKTOREN

W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die genaue Kenntnis der Effektivität von Ge(Li)-Detektoren ist in spektroskopischen Experimenten Voraussetzung für die Intensitätsbestimmung der beobachteten  $\gamma$ -Übergänge. Um Intensitätsfehler von  $\leq 5\%$  zu erreichen, müssen einige Vorbedingungen erfüllt werden:

- Die Effektivität des Detektors wird mit einem Satz von radioaktiven Präparaten bestimmt, von denen die im Zerfall beobachtbaren  $\gamma$ -Intensitäten mit kleinen Fehlern bekannt sind (z.B.  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{155}\text{Eu}$ ,  $^{169}\text{Yb}$ ,  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ).
- Zur Vermeidung systematischer Fehler wird die Effektivitätsbestimmung in der gleichen Geometrie wie bei den Messungen am Strahl durchgeführt. Die räumliche Verteilung der Präparatsubstanz entspricht etwa der bestrahlten Targetfläche. Die Effektivitätsmessungen werden bei etwa der gleichen Impulsbelastung wie im Experiment am Beschleuniger ausgeführt, um elektronische Effekte auszuschließen, die zu Linienformänderungen führen können.
- Die erhaltenen Effektivitätswerte müssen mit guter Genauigkeit durch eine glatte Kurve beschrieben werden können. Diese Kurve soll von möglichst wenigen Parametern abhängen und die Form der Ge(Li)-Effektivitätskurve gut wiedergeben, damit durch die analytische Darstellung kein beträchtlicher Fehleranteil entsteht.

In diesem Beitrag sollen zwei ihrem Wesen nach unterschiedliche Lösungen der mit Punkt c) verbundenen Probleme diskutiert werden. Die Effektivitätskurve eines Ge(Li)-Detektors weist nach einem Maximum einen im doppeltlogarithmischen Maßstab annähernd linearen Abfall auf. Die Beschreibung dieser Kurve mit einem

Polynom ist bei kleiner Parameterzahl schwer möglich, bei größerer Parameterzahl treten dagegen starke Durchbiegungen zwischen den Stützpunkten auf. Nach einem Vorschlag von Winter [1] werden von uns zwei Parabeln benutzt, die in einem Punkte  $p_3$  stetig aneinander angeschlossen werden:

$$\ln \dot{\varepsilon} = \sum_{i=0}^2 p_{i+j} (\ln E)^i \quad \begin{array}{l} \text{mit } j = 0 \text{ für } E < p_3 \\ \text{mit } j = 4 \text{ für } E \geq p_3 \end{array} \quad (1)$$

Das Programm EFF2PM [1] bestimmt die 5 freien Parameter (durch das Anschließen werden 2 der 7 Parameter festgelegt) nach der Methode der kleinsten Quadrate. Der Fehler der Anpassungsfunktion (1) für die Effektivität  $\varepsilon$  liegt bei etwa 1...2 %. Die Fehler der Eingabewerte betragen 3 bis 10 %. Gemessen an der für die Stützpunkte erreichbaren Genauigkeit ist die Anpassung gut. Nach diesem Verfahren sind von den etwa 20 in den Spektroskopieabteilungen verwendeten Ge(Li)-Detektoren Effektivitätsparameter bestimmt worden. Nach ihrer Eingabe in das Programm IXOPTI [1] werden die Intensitäten der  $\gamma$ -Übergänge berechenbar, wobei der durch die Darstellung der Effektivitätsfunktion verursachte Fehlerbeitrag gegenüber dem statistischen Fehler der Peakfläche vernachlässigt wird.

Das obige Verfahren hat sich als praktikabel erwiesen, verzichtet aber auf eine tiefere Bedeutung der Parameter. Es ist daher nach Wegen gesucht worden, die Effektivität von Detektoren als halbempirische Funktion darzustellen, wobei die Parameter aus der z.T. idealisierten Geometrie der Detektoren abgeleitet werden. Verbunden werden mit einem solchen Zugang drei Hoffnungen:

- a) bessere Anpassung einer halbempirischen Funktion an die wahre Effektivitätskurve,
- b) geringere Fehlermöglichkeit bei ungünstigen Stützpunktlagen und
- c) Vorhersagbarkeit der Effektivitätskurve.

Ausgangspunkt der Betrachtung sind hierbei die Wechselwirkungen im Detektor, die zur Bildung des Photopeaks führen. Neben dem im niederenergetischen Gebiet dominierenden Photoabsorptionsprozeß ( $\tau$ ) ist auch Comptonstreuung ( $\mathcal{G}$ ) zu berücksichtigen, die bei nachfolgender Photoabsorption des gestreuten  $\gamma$ -Quants auch zum Photopeak beiträgt. Von Freeman und Jenkin [2] ist ein Ausdruck für die Effektivität  $\varepsilon$  angegeben worden, der die Querschnitte für die beiden Prozesse enthält:

$$\varepsilon = p_0 [\tau + \mathcal{G} p_2 \exp(-p_3 E)] \quad (2)$$

Für die Beschreibung der Effektivität im Energiegebiet unter 200 keV ist die zusätzliche Berücksichtigung der Photonenabsorption ( $\mu$ ) in nachweisunempfindlichen Detektorschichten erforderlich, ferner ist die Entwicklung von  $\exp(-\tau p_4)$  nicht mehr möglich:

$$\varepsilon = p_0 [\exp(-\mu p_1)(1 - \exp(-\tau p_4) + p_2 \mathcal{G} \exp(-p_3 E))]. \quad (3)$$

Von Mowatt [3] wurde ebenfalls eine Formel angegeben, die Absorption in Detektortotschichten berücksichtigt. Zur Anpassung des Ausdrucks (3) ist die analytische Kenntnis der entsprechenden Querschnitte für Ge erforderlich. Diese Größen sind von Storm und Israel [4] tabelliert und wurden von uns nach Umrechnung auf die Dimension  $\text{cm}^{-1}$  logarithmisch in 3. Ordnung parametrisiert. Die erhaltenen Parameter sind in Tabelle 1 angegeben. Ein Beispiel für die mit dem halbempirischen

Tabelle 1

Parametrisierung der Photonenwirkungsquerschnitte für Ge. Die Querschnitte werden nach der Vorschrift  $\ln \sigma = \sum p_i (\ln E)^i$  gebildet, wobei die Energie in  $\text{keV}^{-1}$  angegeben werden muß und die Querschnitte die Dimension  $\text{cm}^{-1}$  besitzen.

Prozeß	$p_0$	$p_1$	$p_2$	$p_3$
Photoabsorption	9,575	0,2859	-0,7249	0,0531
Comptonstreuung	-0,6042	0,3596	-0,0707	0,0009
Totalabsorption	24,62	-9,296	1,122	-0,0462

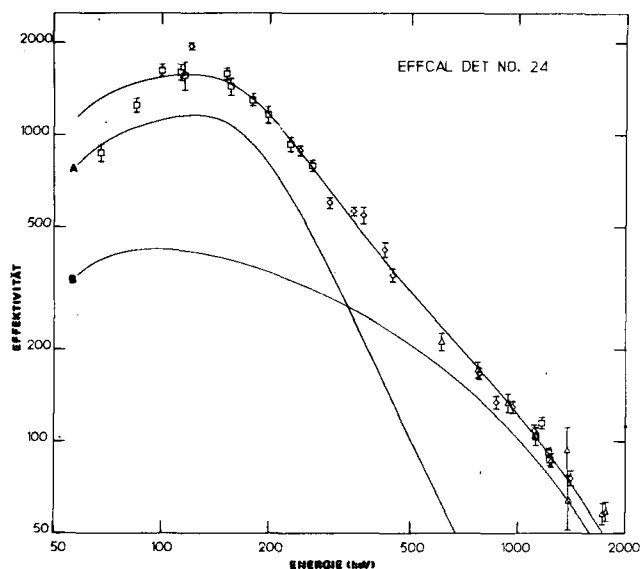


Abb. 1

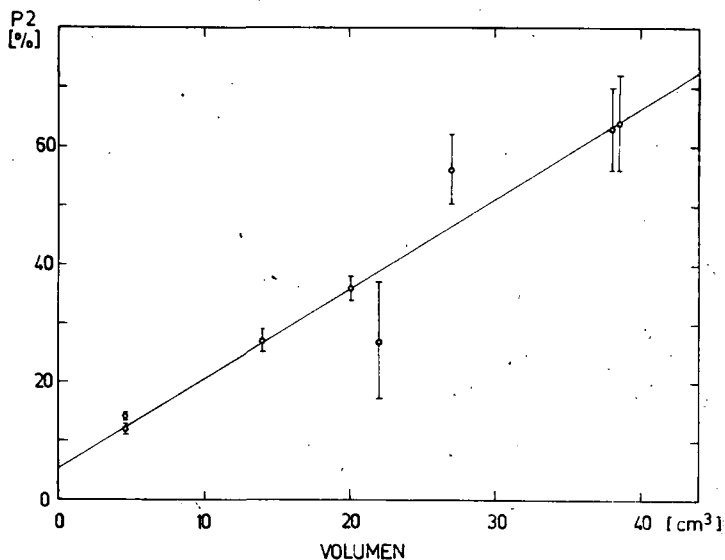
Halbempirische Darstellung der Effektivität im Photopeak eines Ge(Li)-Detektors in Abhängigkeit von der  $\gamma$ -Energie.

Kurve A: Anteil der Photoabsorption  
Kurve B: Anteil der Absorption beider  $\gamma$ -Quanten bei Comptonstreuung. Die Stützpunkte für die Anpassung wurden mit folgenden Präparaten bestimmt:

◇  $^{152}\text{Eu}$    □  $^{182}\text{Ta}$    △  $^{226}\text{Ra}$

abweichungsquadrat als bei Ansatz (1). Paradellis und Hontzeas [5] haben nach der Untersuchung von vier Volumendetektoren Aussagen über die Abhängigkeiten der Parameter gemacht. Danach sollte die effektive Dicke  $p_4$  proportional zur 3. Wurzel aus dem Volumen sein, was nach unseren Ergebnissen zu stark von den geometrischen Besonderheiten (Drifftiefe und Durchmesser) abhängt, um eine allgemeine Aussage treffen zu können. Dagegen zeigt der Comptonanteil  $p_2$  für einen konstanten Wert seiner Energieabhängigkeit  $p_3 = 0,0008 \text{ keV}^{-1}$  eine deutliche Volumenabhängigkeit (Abb. 2) für die untersuchten coaxialen Detektoren. In [5] wurde für diesen Parameter die Beziehung  $p_2 = 0,012 \cdot V$  ( $V = \text{Volumen}$ ) aufgestellt. Wir finden  $p_2 = 0,05 + 0,015 \cdot V$  als beste Darstellung unserer Ergebnisse. Die Dicke der Absorptionsschicht ergab sich für die coaxialen Detektoren zu 2 bis 3,5 mm, für die planaren Detektoren erhielten wir 0,2 und 0,9 mm effektive Totschichtdicke.

Ansatz erreichte Anpassung zeigt Abb. 1 für einen coaxialen Detektor von  $17 \text{ cm}^3$  aktivem Volumen. Die mit A bezeichnete Kurve gibt den Photoabsorptionsanteil, Kurve B den durch Comptonstreuung hervorgerufenen Beitrag an, der ab etwa 500 keV bedeutsam wird. Auf die Berücksichtigung der unter 100 keV zunehmenden Absorption durch Kammer und Detektormontierung wurde verzichtet, da in diesem Energiegebiet nur sehr wenige Stützpunkte vorhanden sind. Die Bestimmung der Parameter wurde mit Hilfe des Programmes VAROPTI (siehe Bericht 8.15) für 10 Detektoren durchgeführt, darunter für zwei planare Detektoren ( $V = 2,5$  und  $7 \text{ cm}^3$ ). Die Volumina der coaxialen Detektoren lagen zwischen  $4,5$  und  $38 \text{ cm}^3$ . Das Optimum der Anpassung für den halbempirischen Ansatz lag im Mittel bei einem etwas geringeren Wert für das Ab-



Diese Angaben zeigen, daß eine Effektivitätsdarstellung mit physikalisch sinnvollen Parametern möglich ist.

Abb. 2

Comptonanteil  $p_2$  aus Formel (3) in Abhängigkeit vom Volumen koaxialer Ge(Li)-Detektoren. Die eingezeichnete Gerade folgt der Beziehung  $p_2 = 0,05 + 0,015 \cdot V \cdot [\text{cm}^{-3}]$ .

### L i t e r a t u r

- [1] Fromm, W.D. und G. Winter, Jahresbericht ZfK-223 (1971) 169
- [2] Freeman, J.M. und J.G. Jenkin, AERE-Bericht R 5142 (1966)
- [3] Mowatt, R.S., Nuclear Instr. and Methods 70 (1969) 237
- [4] Storm, E. und H.I. Israel, Nuclear Data Tables A7 (1970) 565
- [5] Paradellis, T. und S. Hontzeas, Nucl. Instr. and Methods 73 (1969) 210

### 7.6 DIE TASTUNG VON KURZZEITFOTOVERVIELFACHERN IM NANOSEKUNDENBEREICH

R. Arlt, D. Hoffmann und G. Musiol

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für verschiedene kernphysikalische Experimente ist es erforderlich, neben gepulsten Teilchenstrahlen auch Szintillationsdetektoren zu besitzen, deren Empfindlichkeit im Impulsbetrieb gesteuert werden kann. Die Notwendigkeit folgt aus den Forderungen nach Unterdrückung des Stromimpulses im SEV während der Dauer des Beschleunigungsimpulses ( $\Delta t \sim 1 - 10 \text{ ns}$ ) sowie der Teilchenregistrierung während der Beschleunigungspausen ( $t \sim 100 \text{ ns}$ ). Eine SEV-Tastung im Nanosekundengebiet sollte sowohl an Standardtypen (z.B. FEU 36) als auch an Sekundärelektronenvervielfachern mit speziellen Modulationssystemen (z.B. SKP 1) [1] realisierbar sein. Bei Standardtypen kann die Tastung beispielsweise durch sprunghafte Veränderung von Spannungspotentialen am Dynodensystem erreicht werden [2]. Dazu sind Impulssteuerspannungen mit Amplituden von 50 - 100 V erforderlich, wenn hinreichend hohe Unterdrückungsfaktoren ( $> 10^2$ ) erreicht werden sollen. Das eigentliche Problem dieser Art der Tastung besteht daher in der Erzeugung von Nanosekundenimpulsen hinreichend großer Amplitude bei hohen Folgefrequenzen ( $\geq 1 \text{ MHz}$ ). Im Gegensatz dazu sollten bei Sekundärelektronenvervielfachern mit speziellen Modulationssystemen Impulsamplituden von wenigen Volt ausreichen, um die gleichen Unterdrückungsfaktoren ( $> 10^2$ ) zu erhalten.

Der steuerbare Kurzzeitfotovervielfacher SKP 1, der für die Lasertechnik entwickelt wurde, besitzt ein spezielles Modulationssystem in Form zweier Steuer-

gitter, die zwischen Kathode und Dynodensystem angeordnet sind. Wir untersuchten speziell den Stromimpuls bei der Tastung des SKP 1. Zur elektronischen Erprobung wurde der gepulste Beschleuniger durch eine Lumineszenzdiode modelliert. Während der Sperrimpuls anliegt, wird der Stromimpuls des SEV unterdrückt (Abb. 1).

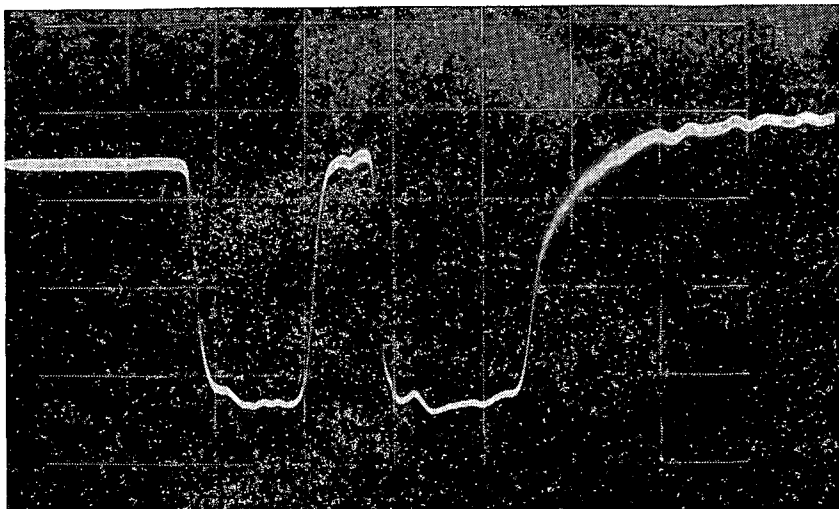


Abb. 1

Oszillogramm des Stromimpulses an der Anode des SKP 1 bei Ansteuerung durch eine Lumineszenzdiode mit anliegendem Tastimpuls  
Zeitmaßstab = 30 ns/cm; Empfindlichkeit = 2 V/cm;  
Breite des Tastimpulses = 20 ns, Amplitude 10 V;  
Folgefrequenz = 100 kHz; Breite des Lichtimpulses = 120 ns

Elektronen, die während des Anliegens des Tastimpulses im Modulationssystem abgebremst werden, erreichen jedoch nach dem Impuls noch das Dynodensystem und liefern einen Nachimpuls. Qualitativ ähnlich zeigte sich das Verhalten des SKP 1 als Bestandteil eines Neutronendetektors an dem im Nanosekundenbereich gepulsten Neutronengenerator der Sektion Physik an der TU Dresden ( $E_n = 14$  MeV,  $\Delta t = (2-3)$  ns,  $f = 5$  MHz). Zur Tastung eines FEU 36 wurden verschiedene Prinzipien zur Erzeugung von Nanosekundenimpulsen großer Amplitude und hoher Folgefrequenz untersucht (Formung von Sinusspannungen mit Hilfe von Dioden, Schaltungen mit Lawinentransistoren, komplementäre Transistorkaskaden [3], das Schaltprinzip der aktiven Last). Mit einem Impulsgenerator, der auf der letztgenannten Methode beruht, lieferte die Steuerung eines FEU 36 in bezug auf das Unterdrückungsverhältnis ähnliche Ergebnisse wie beim SKP 1. Nachimpulse wurden jedoch nicht beobachtet, was offenbar damit zusammenhängt, daß der Spannungsimpuls zur Unterdrückung der Sekundäremission an der angesteuerten Dynode führt.

#### L i t e r a t u r

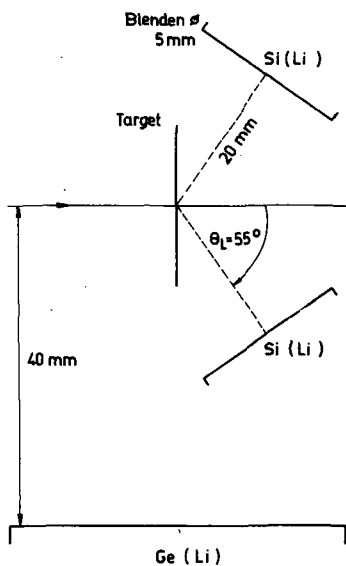
- [1] Vysochanskii, M. et al., Pribory Techn. Eksperim. 10 (1965) No. 2, 88
- [2] Görlich, P. et al., Proc. Third Internat. Measurement Conf. (IMEKO), Stockholm 1964, Vol. 1  
Ing. Wiss. Verein Meßtechnik und Automatisierung, Budapest 1964, p. 317
- [3] Eckstein, P. und D. Kätzmer, Jahresbericht ZfK-243 (1972) 168

7.7 LEBENSDAUERMESSUNGEN NACH DER METHODE DER GEDÄMPFTEN DOPPLER-VERSCHIEBUNG

E. Hentschel, H. Müller und D. Wohlfarth

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Methode der gedämpften Doppler-Verschiebung wird auf unterschiedliche Weise zur Bestimmung von mittleren Lebensdauern angeregter Kernniveaus im Zeitbereich von  $10^{-11}$  s bis  $10^{-14}$  s angewendet [2]. Das meßtechnische Prinzip der von uns benutzten Variante ist in Abb. 1 dargestellt. In Koinzidenz mit den in den beiden



den Si(Li)-Detektoren registrierten Teilchen wird je ein Gamma-Spektrum der sich im Targetmaterial bewegend, angeregten Rückstoßkerne aufgenommen. Aus der ermittelten Energiedifferenz der Peak-schwerpunkte der interessierenden Gamma-Übergänge in beiden Gamma-Spektren und der maximal möglichen, ungedämpften Doppler-Verschiebung wird der Dämpfungsfaktor  $F$  als Verhältnis beider Größen bestimmt. Auf der Grundlage der von Lindhard et al. [1] entwickelten und von Blaugrund [2] erweiterten Theorie zur Beschreibung der Abbremsung des Rückstoßkernes im Target kann der Dämpfungsfaktor als Funktion der Lebensdauer  $\tau$  des untersuchten Kernniveaus berechnet werden. Über diesen berechneten funktionalen Zusammenhang  $F(\tau)$  wird dem Meßwert von  $F$  eine Lebensdauer  $\tau$  zugeordnet. Der zur Berechnung von  $F$  benötigte nukleare Anteil der stopping power  $(\frac{dE}{ds})_n$  ist in Ref. [4] als Tabelle publiziert. Für  $0,005 \leq \epsilon \leq 10$  des dort verwendeten

Abb. 1

Schema der Versuchsanordnung

dimensionslosen Energieparameters  $\epsilon$  wurde diese Funktion durch

$$\left(\frac{dE}{ds}\right)_n = \frac{\epsilon^{1/2} (1 + 9,8\epsilon - 0,2\epsilon^2)}{0,453 + 10,5\epsilon + 18,9\epsilon^2}$$

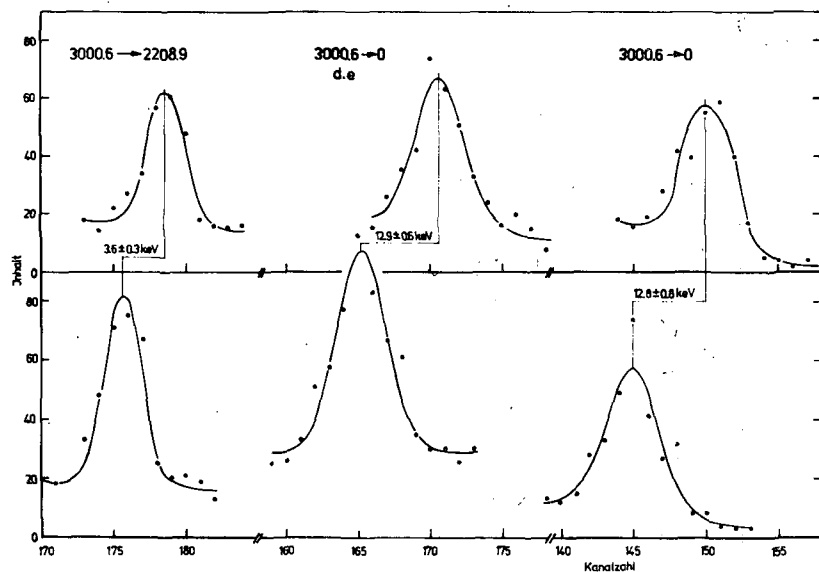


Abb. 2

Dopplerverschobene Gamma-Übergänge vom 3000,6 keV-<sup>27</sup>Al-Niveau

approximiert. Die Formel zur Berechnung des Dämpfungsfaktors enthält ineinandergeschachtelte Integrationen. Mit dem für  $(\frac{dE}{ds})_n$  angegebenen Ausdruck können die inneren Integrale analytisch berechnet werden. Damit reduziert sich das Verfahren auf die numerische Berechnung eines einzigen Integrals. Um den Einfluß von Strahlunschärfe, Targetdicke und Detektoröffnungswinkel zu berücksichtigen, wird mit einem



Monte-Carlo-Programm die Wahrscheinlichkeitsverteilung der möglichen Anfangsrückstoßenergien berechnet und die Kurve  $F(\tau)$  damit gemittelt.

In einer Testmessung wurden mit der unelastischen Protonenstreuung bei  $\sim 7$  MeV Einschußenergie die Lebensdauern von zwei  $^{27}\text{Al}$ -Niveaus bestimmt. Abb. 2 zeigt die gemessenen Gamma-Spektren für das Niveau bei 3000,6 keV. Die Meßergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die Lebensdauern mit den von Endt und Van der Leun [3]-angegebenen Werten überein.

Tabelle 1

Niveau-energie [keV]	Zerfall		$E_{\text{max}}$ [keV]	E [keV]	F	$\tau$ [fs]	
	in %	zu Niveau				diese Arbeit	Ref. [3]
2208,9	100	0	$13,2 \pm 0,3$	$11,8 \pm 0,4$	$0,89 \pm 0,03$ $0,80 \pm 0,04$	$37^{+14}_{-13}$	$41 \pm 2$
3000,6	13	2208,9	$4,3 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,3$		$70^{+26}_{-20}$	$73 \pm 10$
	87	0	$16,3 \pm 0,4$	$12,9 \pm 0,6$			

L i t e r a t u r

[1] Lindhard, J. et al., Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33 (1963) No. 14  
 [2] Blaugrund, A.E., Nucl. Phys. 88 (1966) 501  
 [3] Endt, P.M. und C. Van der Leun, Nucl. Phys. A105 (1967) 1  
 [4] Schiott, H.E., Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 35 (1966) No. 9

7.8 FORTSCHRITTE IN DER MESSUNG VON NANOSEKUNDEN-ISOMEREN AM TEILCHENSTRAHL

P. Manfraß, W. Andrejtscheff, F. Dubbers, K.D. Schilling und W. Seidel  
 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Lebensdauerermessungen im Nanosekundenbereich am Teilchenstrahl von Beschleunigern und Kernreaktoren stellen hohe Anforderungen an die Energie- und Zeitauflösung von  $\gamma$ -Detektoren. Diese beiden Bedingungen können gegenwärtig nur von Ge(Li)-Detektoren unter Anwendung spezieller Zeitnahmemethoden erfüllt werden. In einer zusammenfassenden Arbeit [1] werden im ersten Teil einige Zeitnahmemethoden (LET, ELET, ARC) untersucht, die zu einer Verbesserung der Zeitauflösung führen. Wie die Ergebnisse in Abb. 1 zeigen, wurden mit der ARC-Methode bezüglich der Zeitauflösung für einen großen Energiebereich die besten Resultate erzielt. Für Lebensdauerermessungen, bei denen Halbwertszeiten kleiner als zwei Nanosekunden zu erwarten sind, ist es zweckmäßig, durch eine zusätzliche Impulsformauswahl die Zeitauflösung weiter zu verbessern (siehe Bericht 7.9). Im zweiten Teil der Arbeit wird über verschiedene Methoden ((HF,  $\gamma$ )-Methode, verzögerte ( $\gamma$ - $\gamma$ )-Koinzidenzen, verzögerte (p- $\gamma$ )-Koinzidenzen) und experimentelle Anordnungen für ns-Isomerieuntersuchungen am Teilchenstrahl des Zyklotrons U-120, des 10 MeV-Tandembeschleunigers EGP-10 und des Forschungsreaktors im ZfK Rossendorf berichtet. Aus den verschiedenen Vor- und Nachteilen der (HF,  $\gamma$ )-Methode und der Methode der verzögerten ( $\gamma$ - $\gamma$ )-Koinzidenzen ergibt sich ihr Anwendungsbereich bei Messungen am Zyklotronstrahl. Die (HF,  $\gamma$ )-Methode wird allgemein im ersten Stadium der Untersuchungen angewandt, um eine schnelle Information über das verzögerte  $\gamma$ -Spek-

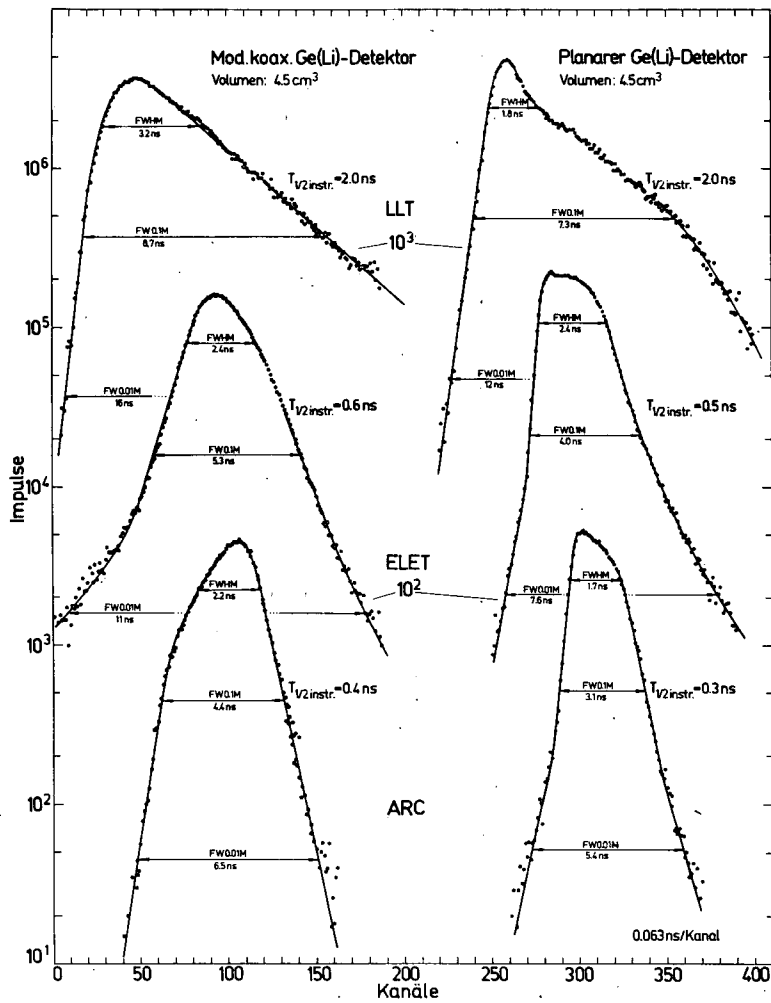


Abb. 1

Zeitauflösung von modifiziert koaxialen und planaren Ge(Li)-Detektoren  
 Start: Stilbenzintillator mit SEV XP 1020  
 Stop: Ge(Li)-Detektor,  $100 \text{ keV} < E_\gamma < 1 \text{ MeV}$   
 Kurzbezeichnung der Zeitnahmemethoden:  
 LLT - "Low-Level Triggering",  
 ELET - "Extrapolated Leading-Edge Timing",  
 ARC - "Amplitude and Risetime Compensation".

trum zu erhalten. Die detaillierten Messungen werden dann mit der Methode der verzögerten ( $\gamma$ - $\gamma$ )-Koinzidenzen fortgesetzt. Die verzögerte ( $p$ - $\gamma$ )-Koinzidenzmethode wurde erfolgreich mit dem Ziel erprobt, bei Isomerieuntersuchungen am Deuteronenstrahl des Zyklotrons die ( $d, p_\gamma$ )-Reaktion von den konkurrierenden ( $d, xn_\gamma$ )-Reaktionen abzutrennen. Große experimentelle Schwierigkeiten bereitete die Einstreuung der Hochfrequenz des Zyklotronsenders in das Zeitnahmesystem des Ge(Li)-Detektors. Dieser Effekt wirkt sich im gemessenen Zeitspektrum als periodische Folge von Maxima entsprechend der Grundfrequenz und mehrerer Oberfrequenzen des Zyklotronsenders aus. Die Einstreuung wurde durch Bandsperren soweit reduziert, daß für Gamma-Energien größer als 100 keV die durch HF verursachte Struktur im Zeitspektrum fast beseitigt ist.

Im Anhang der Arbeit werden Programme zur maschinellen Auswertung von Zeitspektren beschrieben (siehe Bericht 8.24). Im Literaturverzeichnis werden die Publi-

kationen über Zeiteigenschaften von Ge(Li)-Detektoren und spezielle Zeitnahmemethoden bis März 1973 angegeben.

L i t e r a t u r

[1] Manfraß, P. et al., ZfK-255 (1973) (im Druck)

7.9 ZEITNAHME MIT Ge(Li)-DETEKTOREN UNTER VERWENDUNG EINER IMPULSFORMAUSWAHL

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

Es wurden zwei Zeitnahmemethoden für Lebensdauermessungen unterhalb 1 ns mit Ge(Li)-Detektoren erprobt, in denen die Zeitauflösung durch eine zusätzliche Auswahl von Ge(Li)-Signalen mit einer bestimmten Impulsform verbessert wurde [1,2]. Das Blockschaltbild des Zeitnahmesystems ist in Abb. 1 dargestellt. Das Impuls-

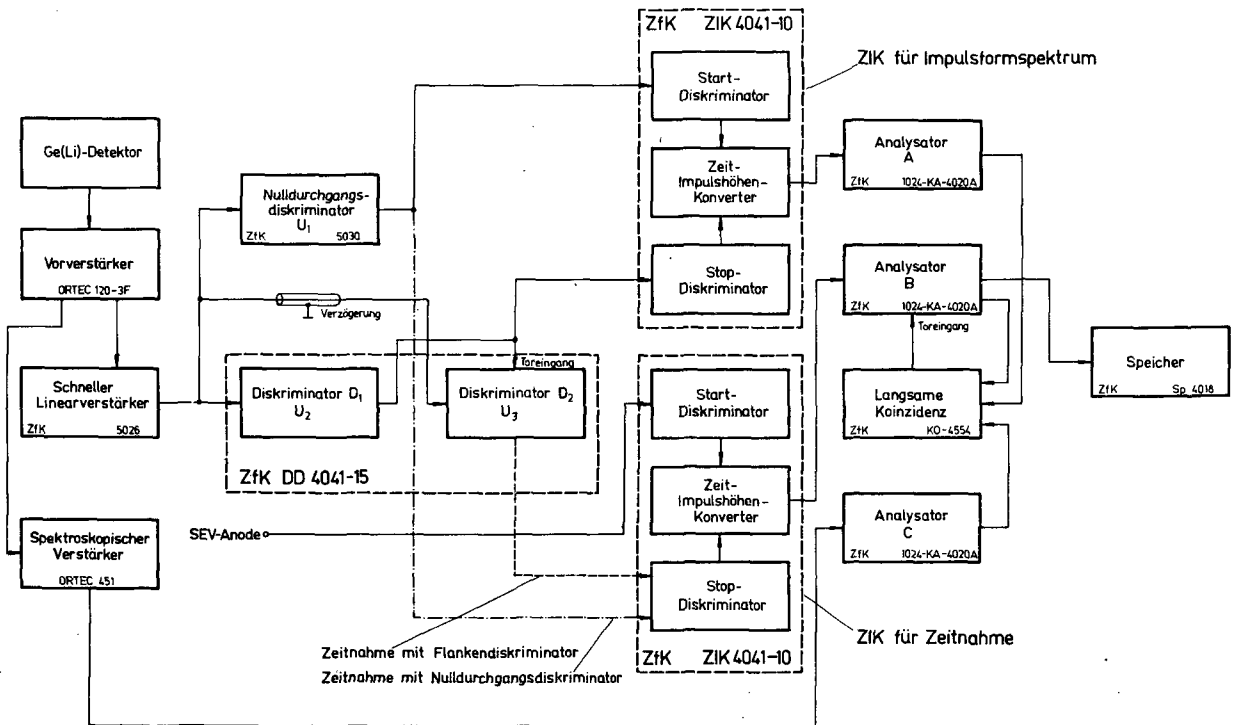


Abb. 1

Blockschaltbild des Zeitnahmesystems mit Impulsformauswahl. Zeitnahme erfolgt wahlweise mit einem Nulldurchgangs- oder Flankendiskriminator. Das Impulsformspektrum wird zwischen den Schwellen  $U_1$  des Nulldurchgangsdiskriminators und  $U_2$  des Flankendiskriminators  $D_1$  gemessen. Die Auswahl für einen bestimmten Energiebereich erfolgt über eine langsame Koinzidenzstufe.

Funktion der Analysatoren: A = Impulsformspektrum, B = Zeitspektrum, C =  $\gamma$ -Spektrum

formspektrum wurde für einen ausgewählten Energiebereich des  $\gamma$ -Spektrums ( $\Delta E_\gamma \approx 50$  keV) mit einem zweiten Zeit-Impulshöhen-Konverter (ZfK) zwischen zwei Diskriminatorschwellen  $U_1$  und  $U_2$  ( $U_1 < U_2$ ) gemessen. Von dem gesamten Impulsformspektrum wurde nur der Teil für die Zeitmessung ausgewählt, der Zeitsignalen mit relativ steiler Anstiegsflanke entspricht. Im ersten Fall wurde ein Nulldurch-

gangsdiskriminator (ARC) und im zweiten Fall ein Flankendiskriminator (LET) verwendet. Bei der Zeitnahme mit dem Flankendiskriminator, ähnlich dem Verfahren von Cho und Chase [2], lag die Diskriminatorschwelle für die Zeitnahme bei etwa 40 % der Amplitude der Zeitsignale. In diesem Fall ist der Einfluß des elektromagnetischen und Detektorrauschens beträchtlich geringer als bei niedrigeren Schwellwerten. Die Verbesserung der Zeitauflösung für einen Nulldurchgangstrigger demonstriert die Abb. 2. Die prompten Zeitkurven ohne (A) und mit Impulsformauswahl (B) wurden mit einem 4,5 cm<sup>3</sup> planaren Ge(Li)-Detektor gemessen. Der Vergleich der mit einem Nulldurchgangstrigger (A) und einem Flankentrigger (B) gemessenen Zeitkurven in Abb. 3 und ihrer Parameter in Tabelle 1 zeigt, daß mit

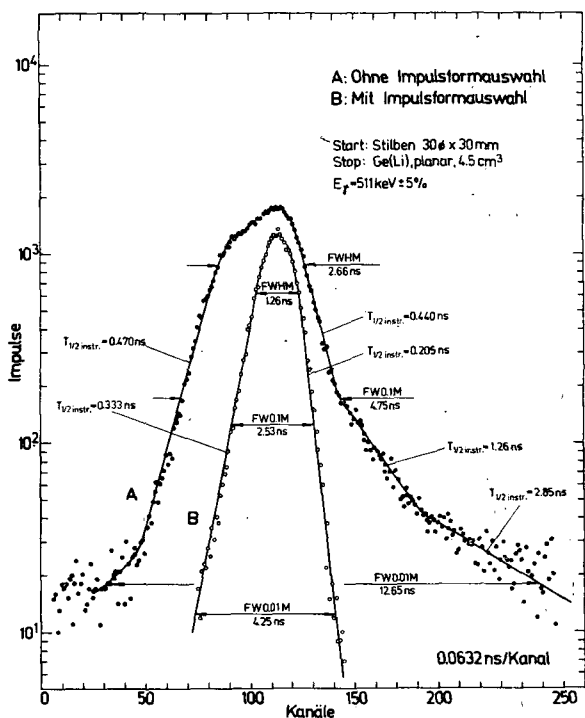


Abb. 2  
 Zeitnahme mit Nulldurchgangsdiskriminator  
 (A) ohne und (B) mit Impulsformauswahl

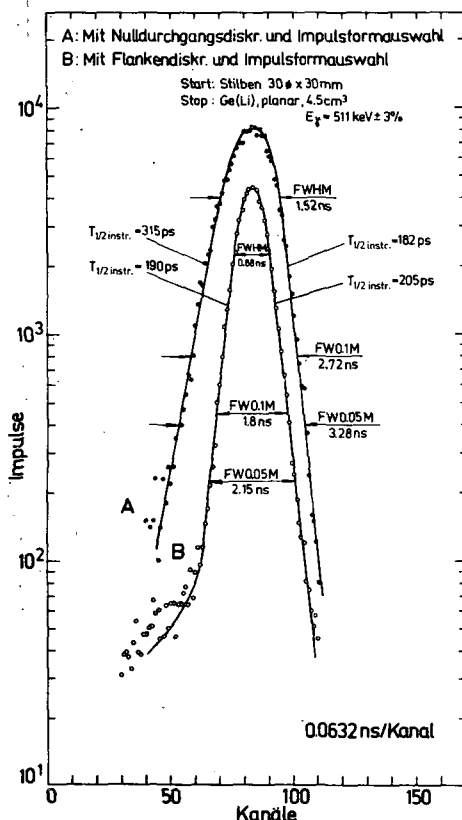


Abb. 3  
 Zeitnahme mit Impulsformauswahl  
 (A) ARC-Zeitnahme  
 (B) LET-Zeitnahme

einem Flankentrigger bessere Ergebnisse bezüglich der Halbwertsbreite (FWHM) erreicht werden. In der instrumentellen Halbwertszeit (T<sub>1/2 instr.</sub>) wurden keine Unterschiede zwischen beiden Zeitnahmemethoden festgestellt. In allen Messungen wurde als Startdetektor ein Stilbenzintillator mit einem SEV XP 1020 verwendet. Beide Zeitnahmemethoden mit Impulsformauswahl wurden bereits erfolgreich in Lebensdauermessungen am Teilchenstrahl des Tandembeschleunigers und des Forschungsreaktors eingesetzt.

Tabelle 1

Halbwertsbreite und instrumentelle Halbwertszeiten der prompten Zeitkurven

Parameter der Zeitkurven	Nulldurchgangstrigger		Flankentrigger mit IF-Auswahl
	ohne IF-Auswahl	mit IF-Auswahl	
FWHM [ns]	2,26	1,52	0,88
FW 0.1 M [ns]	4,75	2,72	1,8
FW 0.05 M [ns]	6,5	3,28	2,15
T <sub>1/2</sub> instr. [ps]	440 - 1260	185	205

L i t e r a t u r

- [1] Bengtson, B. und M. Moszynski, Nucl. Instr. 100 (1972) 293  
 [2] Cho, Z.H. und R.L. Chase, Nucl. Instr. 102 (1972) 299

7.10 INTERFACE-EINHEIT FÜR EINEN KLEINRECHNER KRS 4200 ZUR VERWENDUNG ALS VIELKANAL-ANALYSATOR

W. Meiling, S. Gläser, W. Grimm, J. Skusa, F. Weinrich und L. Wunderlich  
 Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Für kernphysikalische Experimente soll künftig ein Kleinrechner KRS 4200 des VEB Kombinat Robotron Dresden als Vielkanal-Analysator eingesetzt werden. Dieser Rechner mit einer maximalen Speicherkapazität von 16 K bei 16 bit Wortlänge wird je nach Verwendungszweck mit verschiedenen Anschlußsteuerungen für den programmierten Ein/Ausgabe-Kanal geliefert. Für den Anschluß elektronischer Meßgeräte ist die Anschlußsteuerung AS 3 vorgesehen, wobei die Anschlußbedingungen dem Standard-Interface SI 2.2 entsprechen [1].

Es wurde eine Interface-Einheit für den Anschluß an die AS 3 entwickelt, die die Datenübertragung von 1 oder 2 Analog-Digital-Konvertern des Typs 2048-KA-4020B (Entwickler dieser ADC: ZfK Rossendorf) zum Rechner und die Datenausgabe zur visuellen Darstellung der Spektren auf einem Oszillographenschirm ermöglicht.

Dateneingabe in den Rechner ("Wortbildner"):

Die Analog-Digital-Konverter geben Impulse mit 5 MHz Folgefrequenz ab, deren Anzahl die Kanalnummer angibt. Die maximale Kanalzahl ist in Binärschritten von 32 bis 2048 einstellbar. An den Wortbildner, der die serielle Ausgangsinformation der Konverter in ein paralleles Datenwort umwandelt, wurden folgende Forderungen gestellt:

- umschaltbar für "eindimensionale" Messungen mit 1 oder 2 voneinander unabhängigen ADC und für "zweidimensionale" Messungen mit 2 ADC in Koinzidenz;
- im Rahmen der 16 bit Wortlänge des SI 2.2 und des Rechners weitgehende Freizügigkeit der bit-Stellenzuordnung für mindestens einen Konverter;
- Überlaufkontrolle (Ereignisse, bei denen die ADC mehr Impulse abgeben als es der eingestellten Maximalzahl entspricht, werden unterdrückt);
- Abgabe eines Programmunterbrechungssignals für den Rechner nach abgeschlossener Konvertierung.

Datenausgabe zur Sichtdarstellung ("Display-Steuergerät"):

Im Interesse eines möglichst geringen materiellen Aufwandes wurde auf einen Bildwiederholungspeicher verzichtet. Der Rechner gibt die gespeicherten Spektren Kanal für Kanal auf das Steuergerät, das hieraus X- und Y-Signale für die Strahl-  
ablenkung eines handelsüblichen Oszillographen sowie Z-Signale für die Hellta-  
stung ableitet. Dem Steuergerät lagen folgende Anforderungen zugrunde:

- möglichst weitgehende Berechnung der X-, Y- und Z-Spannungen im Steuergerät selbst, um den Rechner maximal zu entlasten;
- Darstellungsmöglichkeiten der Daten als Einzelspektren oder für zweidimensionale Messungen in Matrixform oder in isometrischer Projektion (Reliefdarstellung);
- Möglichkeit zur Markierung einzelner Kanäle oder Bereiche für die Auswertung im Rechner ähnlich zur Verwendung eines Lichtstifts.

Zur Realisierung der Interface-Einheit:

Der Wortbildner besitzt einen 16 bit-Zähler, bei dem eine Reihe von Flip-Flop-Stufen über Steuergatter verknüpft sind. Hiermit werden die bit-Stellen den Informationen der Analog-Digital-Konverter zugeordnet. Während des Justierens des Experiments werden diese Zuordnung und die Überlaufkontrolle von Hand über Drehschalter eingestellt. Die Steuerlogik des Wortbildners verwendet die von den ADC abgegebenen Steuersignale beim Beginn und nach Abschluß der Konvertierung. Sie macht weiterhin Gebrauch von der Möglichkeit, die ADC über deren Koinzidenzein- und -ausgang zu blockieren, wenn das vorhergegangene Ereignis noch nicht vom Zähler des Wortbildners zum Rechner übertragen werden konnte. Die Programmunterbrechung des Rechners wird ausgelöst, sobald die angeschlossenen Konverter das Ende der Konvertierung gemeldet haben. Nach Übertragung der Information zum Rechner wird der Zählerinhalt gelöscht; die Programmunterbrechung läßt sich auch separat zurückstellen.

Das Display-Steuergerät besitzt eine Kette von Flip-Flop-Stufen mit zwischengeschalteten Steuerstufen. Diese Kette dient bei eindimensionaler Spektrendarstellung als X-Adressenzähler, bei zweidimensionaler Darstellung (Matrix, Relief) als X- und Y-Adressenzähler. Der Betrachter gibt den gewünschten Darstellungsmodus und die erforderliche Kanalzahl für X und Y dem Rechner vor, der diese Anweisung verschlüsselt dem Statusregister des Steuergeräts mitteilt. Dieses Register teilt die Flip-Flop-Kette auf und begrenzt die Länge des X- und Y-Adressenzählers (maximal 4096 bzw. 1024 Kanäle möglich). Zu Beginn jedes Darstellungszyklus wird das Statusregister gefüllt. Bei jeder Übertragung eines Kanalinhalts wird der Inhalt des X-Adressenzählers um 1 erhöht, der Inhalt des Y-Adressenzählers bei zweidimensionalen Darstellungen jedoch nur bei jedem Überlauf des X-Zählers. Der Kanalinhalt gelangt in das Datenregister. Die Inhalte der Adressenzähler und des Datenregisters werden mit Digital-Analog-Konvertern in Analogspannungen umgewandelt und entsprechend der gewünschten Darstellungsart zur X- und Y-Anlenkspannung für den Oszillographen gemischt. Die Helligkeit wird über die Länge der Helltastsignale beeinflusst. Beim Verändern der Kanalzahl in X- und Y-Richtung bleibt die Bildgröße konstant. Der Abbildungsmaßstab für die Daten läßt sich durch Verschieben des jeweiligen Inhalts des Datenregisters verändern. Am Ende des Darstellungszyklus werden alle Zähler sowie das Daten- und das Statusregister gelöscht.

Der Inhalt des X- und Y-Adressenzählers kann über einen Digitalkomparator mit der Einstellung von Drehschaltern verglichen werden. Stimmen die Zählerinhalte mit der Schalterstellung überein, kann der betreffende Punkt (oder die Zeile oder Spalte) hell getastet und über Programmunterbrechung im Rechner durch Besetzung des Vorzeichenbits markiert werden. Markierte Punkte werden in der Folge mit mittlerer Helligkeit abgebildet. Diese Betriebsweise ähnelt der Verwendung eines Lichtstifts, ist jedoch von den speziellen Eigenschaften des Sichtschirms unabhängig.

Wortbildner und Display-Steuergerät werden im Sinne des Standard-Interface SI 2.2 als zwei Funktionseinheiten der Ebene I betrachtet, die ihre eigenen Blocksteuerungen BSL besitzen. Sie sind in einem Gehäuse mit einem geräteinternen Interface untergebracht, das über Kabelsender und -empfänger mit der AS 3 verbunden ist. Die Geräte sind mit TTL-Schaltkreisen aufgebaut und befinden sich in Erprobung.

### L i t e r a t u r

[1] ESEG-Richtlinie Standard-Interface 2.2, ESEG 000.053, 1971

## 7.11 EIN EINFACHES, VIELSEITIG VERWENDBARES PRÜFGERÄT FÜR LEITERPLATTEN MIT TTL-SCHALTKREISEN

W. Hirsch

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Bei der Prüfung von Leiterplatten der Digitaltechnik besteht das Problem häufig darin, an die zahlreichen Kontakte des vielpoligen Anschlußsteckers tiefes und hohes Potential anlegen zu müssen und diese Potentiale während des Durchprobierens der Schaltfunktionen zu verändern. Aus diesem Grunde wurde ein Prüfgerät gebaut, das die statische und in begrenztem Umfang auch die dynamische Prüfung von Leiterplatten ermöglicht.

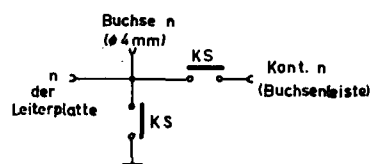


Abb. 1

Schaltung des Prüfgerätes für einen Kontakt "n"

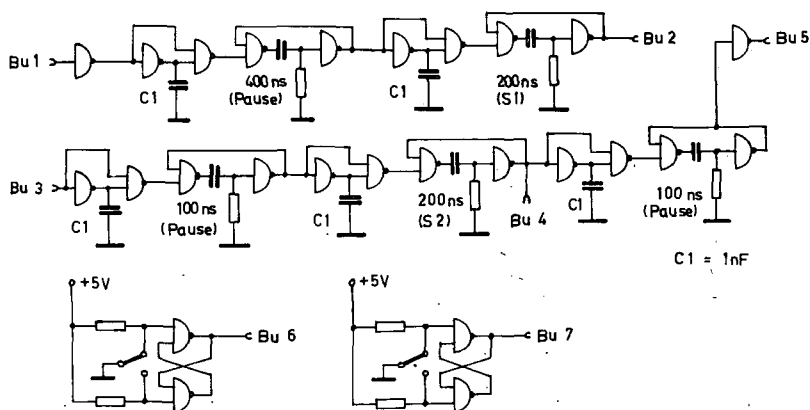
KS: Kurzschlußstecker

Der Zustand "hohes" Potential wird entsprechend den Empfehlungen [1] durch Offenlassen der betreffenden Kontakte erreicht. Die Anzeige des logischen Zustandes erfolgt mit Hilfe eines Logikprüfstiftes (siehe Bericht 7.12) oder bei Benutzung eines Lampentableaus gleichzeitig für maximal 60 Anschlüsse.

Zwei eingebaute RS-Flip-Flop-Stufen als Einzeltaktgeber können prellfreie Pegelübergänge liefern (Abb. 2). Weiterhin ist eine Reihe von Univibratoren vorhanden, die nach Auslösung an Buchse 1 die Strobe-Signale S1 und S2 abgeben, wie sie zur Prüfung von CAMAC-Moduln erforderlich sind [2]. Die Strobe-Signale werden ein-

Das Gerät enthält für jeden der 90 Leiterplattenkontakte die in Abb. 1 gezeigte Schaltung. Der Anschlußkontakt n der Leiterplatte ist mit der Buchse n verbunden; mit den beiden Kurzschlußsteckern (KS) kann der Anschluß n über Zeibina-Leisten auf Massepotential gelegt oder mit einem zusätzlichen Adapterkabel mit dem Kartenplatz im Gerät verbunden werden.

Der Zustand "hohes" Potential wird entsprechend den Empfehlungen [1] durch Offenlassen der betreffenden Kontakte erreicht. Die Anzeige des



malig abgegeben, wenn die Auslösung vom Einzeltaktgeber erfolgt, und periodisch, wenn die Buchsen 2 mit 3 und 5 mit 1 verbunden sind.

Abb. 2  
Einzeltaktgeber und Univibratorkette zur Prüfung von CAMAC-Modulen

### L i t e r a t u r

- [1] Kühn, E. und H. Schmied, Integrierte Schaltkreise, Berlin, VEB Verlag Technik 1972
- [2] EURATOM EUR 4100 e. CAMAC - A Modular Instrumentation System for Data-Handling. Description and Specification. Ispra 1972

### 7.12 LOGIKPRÜFSTIFT FÜR TTL-DIGITALSCHALTUNGEN

W. Hirsch, G. Kloß und W. Meiling  
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Zur Funktionsprüfung komplexer Digitalisierungen ist es notwendig, Aussagen über den jeweils herrschenden logischen Zustand an verschiedenen Stellen der Schaltung zu erhalten. Als sehr zweckmäßig hat sich ein handlicher Prüfstift erwiesen, der den logischen Zustand unmittelbar an der Meßstelle durch farbige Lichtsignale anzeigt. Unter Verwendung von [1] wurde die in Abb. 1 dargestellte Schaltung entwickelt.

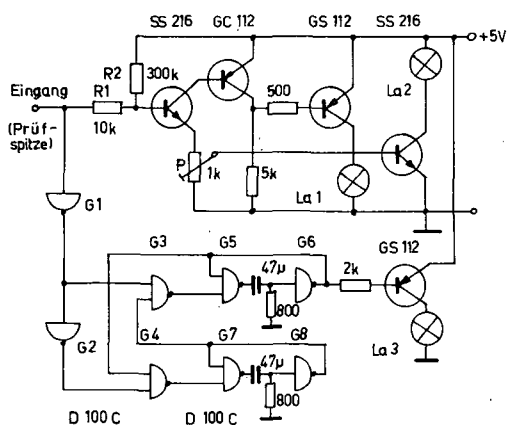


Abb. 1  
Schaltung des Logikprüfstifts

Einzelimpulse bringen La3 kurz zum Aufleuchten; bei Impulsfolgen entsteht ein rhythmisches Blinken. Die Gatter G5 bis G8 stellen zwei Univibrato-

Die Widerstandskombination R1/R2 ist so gewählt, daß bei einem Eingangspotential zwischen 0 und 0,4 V ("tief") die rote Lampe La1 leuchtet und daß bei offenem Eingang die Eingangsspannung etwa 2,1 V beträgt. Durch die zweite Bedingung wird gewährleistet, daß der Eingang des Gatters G1 nicht im verbotenen Bereich liegt. Andererseits wird das Potentiometer P so eingestellt, daß die grüne Lampe La2 bei Eingangsspannungen von 2,4 bis 5,5 V ("hoch") aufleuchtet. Bei offenem Eingang des Lichtstifts, z.B. auch bei schlechter Kontaktgabe oder bei Leitungsbruch, brennt keine der beiden Lampen.

Zum Sichtbarmachen kurzer Impulse dient der aus den Gattern G1 bis G8 bestehende dynamische Teil. Einzelimpulse bringen La3 kurz zum Aufleuchten; bei Impulsfolgen entsteht ein rhythmisches Blinken. Die Gatter G5 bis G8 stellen zwei Univibrato-



ren dar, die einen Einzelimpuls auf eine optisch gut wahrnehmbare Zeitdauer dehnen. Über G3 und G4 sperrt der jeweils gekippte Univibrator den anderen. Der Logikprüfstift besitzt etwa 20 mm Durchmesser bei einer Länge von rund 120 mm.

### L i t e r a t u r

- [1] Janda, V. et al., Anzeigegerät für Signalpegel digitaler Schaltkreise, radio-fernsehen-elektronik 18 (1969) 623
- Bargen, C.G., Selbstgebauter Logik-Prüfstift, Elektronik 20 (1971) 362
- Kühn, E. und H. Schmied, Integrierte Schaltkreise, VEB Verlag Technik Berlin, 1972

### 7.13 PRÜFEINRICHTUNG FÜR TTL-SCHALTKREISE

W. Hirsch

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Es wurde ein einfaches Gerät für die Prüfung digitaler TTL-Schaltkreise aufgebaut.

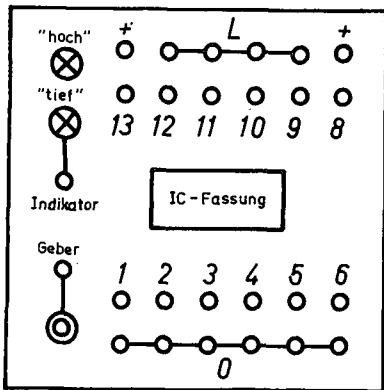


Abb. 1  
Ansicht des Prüfgerätes

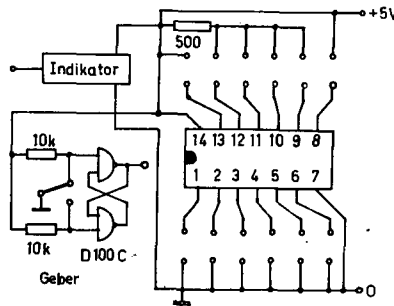


Abb. 2  
Schaltung des Prüfgerätes

Die äußere Ansicht der Gerätes ist in Abb. 1 skizziert, Abb. 2 zeigt die Schaltung. Der zu untersuchende Schaltkreis wird in eine 14-polige DIL-Fassung gesteckt. Außer den Kontakten 7 und 14 für die Betriebsspannung kann jeder Anschluß wahlweise z.B. mit Masse oder mit der positiven Spannung verbunden werden. Die Anzeige des logischen Zustandes eines Gatterausganges erfolgt mit Hilfe des Indikators [1]. Die Zustände "Hoch" oder "Tief" werden von der entsprechenden Lampe angezeigt; liegt der Gatterausgang dagegen im unzulässigen Spannungsbereich, so leuchtet keine der beiden Lampen auf. Für die Prüfung z.B. des Umschaltens von Flip-Flop-Stufen werden mit Hilfe eines RS-Flip-Flops prellfreie Pegelübergänge erzeugt.

Für das Auslöten von Schaltkreisen aus gedruckten Leiterplatten hat sich ein 100 W-Lötkolben mit Speziallötspitze bewährt, die aus Kupfer besteht und so konstruiert wurde, daß alle 14 Anschlüsse des Schaltkreises gleichmäßig erwärmt werden (Abb. 3).

L i t e r a t u r

- [1] Janda, V. et al., Anzeigegerät für Signalpegel digitaler Schaltkreise  
radio-fernsehen-elektronik 18 (1969) 623

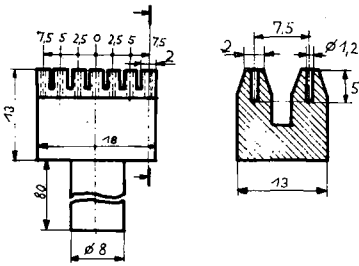


Abb. 3

Lötspitze zum Auslöten integrierter Schaltkreise

7.14 MEßSYSTEM ZUR KERNSPEKTROMETRISCHEN UNTERSUCHUNG KURZLEBIGER RADIOAKTIVER ISOTOPE

B. Hahn, H. Haupt, W. Habenicht, S.W. Medwed, H.-G. Ortlepp, U. Siebert und A.N. Sinaev

Vereinigtes Institut für Kernforschung Dubna

R. Arlt und G. Musiol

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

H. Strusny

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das beschriebene System dient zur kernspektroskopischen Untersuchung kurzlebiger radioaktiver Isotope, die mit der Anlage JASNAPP [1] am ausgeführten Protonenstrahl des Dubnaer Synchrozyklotrons erzeugt werden. Es ist die Weiterentwicklung der in Arbeit [2] beschriebenen Meßgeräteanordnung und besteht aus 3 Funktionsgruppen: der analogen und digitalen Gerätegruppe sowie dem System der Expreßdatenverarbeitung. Die analoge Gerätegruppe ist speziell auf die zerfallsspektroskopische Untersuchung kurzlebiger Isotope abgestimmt und enthält neben den dazu notwendigen Detektoren analoge elektronische Blöcke (Vorverstärker, Hauptverstärker, Zeitmeßsystem, Zeit-Amplituden-Konverter, Diskriminatoren, Analog-Digitalwandler), die speziell für die Arbeit mit Halbleiterdetektoren mit hohen sich rasch verändernden Zählraten entwickelt wurden [3,4]. Als Strahlungsdetektoren werden vor allem Halbleiterdetektoren [Ge(Li)-Detektoren zur Messung von Gamma- und Röntgenstrahlen, Si(Li)-Detektoren zur Messung von Konversionselektronen und  $\beta$ -Spektren] eingesetzt. Für Koinzidenzmessungen oder Lebensdaueruntersuchungen können sie untereinander bzw. mit Szintillationsdetektoren kombiniert werden.

Die digitale Gerätegruppe ist auf das Meßzentrum des Laboratoriums für Kernprobleme des VIK Dubna und die Arbeit mit dem Kleinrechner HP 2116 A (16 K, 16 bit, Schnellspeicher, 750 K-Trommelspeicher, Plotter, Dialog-Display, Analog-Display) abgestimmt. Sie besteht aus 16 Digitalfenstern, dem Wortbildner und einem Interface zur Verbindung der digitalen Geräte mit den AI 4096-Speichern des Meßzentrums und der Kleinrechenmaschine. Das flexibel ausgelegte System erlaubt die Lösung vieler bei der Zerfallsspektroskopie kurzlebiger Nuklide auftretender Meßprobleme. Es konnte auch bei Messungen am Mesonenstrahl des Dubnaer Synchrozyklotrons eingesetzt werden (siehe Bericht 2.1).

Das System der Expreßdatenverarbeitung hat zwei Funktionen. Zum einen soll es die Kontrolle des Experiments ermöglichen und zum zweiten Anfangsparameter für

die Endaufbearbeitung an den Basisrechenmaschinen des VIK liefern. Expressprogramme zur automatischen Peaksuche, Kalibrierung von Spektrometern und Bearbeitung von Gamma-Spektren [5] sowie zur Kurie-plot-Analyse liefern innerhalb weniger Minuten über die Ausgabeeinheit (graphischer Display, Plotter, Teletype) der Kleinrechenmaschine die zur Kontrolle der Experimente notwendigen Parameter.

#### L i t e r a t u r

- [1] Musiol, G. et al., Preprint P6-4487, Dubna, 1969
- [2] Arlt, R. et al., im Sammelband "Angewandte Kernspektroskopie", Atomisdat Moskau, 1970, Seite 282
- [3] Akimov, K.Yn. et al., Nucl. Instr. and Meth. 104 (1972) 581
- [4] Andert, K. et al., Preprint P13-6944, Dubna, 1973
- [5] Oehler, H. et al., Preprint P10-6818, Dubna, 1972

#### 7.15 ARBEITEN ZUM AUFBAU DES MESSZENTRUMS

D. Baldauf, S. Feigenspan, R. Fülle und G. Lang  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2  
Ch. Kluge, K.-H. König, B. Kralitschek, W. Krebs und S. Kühnert  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 6  
G. Kloß und W. Meiling  
Technische Universität Dresden, Sektion Physik, EP 4

Die Arbeiten zum Aufbau des Meßzentrums [1], [2] waren im Berichtszeitraum auf die Kompletttierung und Inbetriebnahme des Datenverdichtungs- und -erfassungssystems I sowie auf dessen Anschluß an den Zentralrechner des Instituts gerichtet. Es wurden umfangreiche Arbeiten zum Aufbau und zur Erprobung der Interfaces und spezieller peripherer Einheiten der Datenverdichtungssysteme sowie des On-line-Kanals durchgeführt. Parallel zu den Hardware-Arbeiten erfolgte die Erweiterung des Software-Systems für die Meßdatenverarbeitung.

Das Datenverdichtungssystem I ist bis auf den Magnetbandkomplex nunmehr voll ausgerüstet. Im Anschluß an die elektronische Systemerprobung und das Testen der Betriebsprogramme wurden 3 kernphysikalische Probeexperimente in unterschiedlichen Regimen der Datenerfassung,

- Übernahme der Meßdaten über den direkten Speicherkanal,
- Inkrementbetrieb des Prozessorspeichers sowie
- Timesharing-Betrieb zwischen Messen und Ausgeben der Daten

durchgeführt. Dabei konnte die Funktionsfähigkeit des Systems bestätigt werden.

Fertiggestellt und erprobt ist ferner die On-line-Verbindung zwischen dem Datenerfassungssystem und dem Zentralrechner. Es besteht die Möglichkeit, Datenblöcke zwischen dem Erfassungssystem und dem Zentralrechner zu transferieren. Außerdem können über die im Meßzentrum befindliche Datenendstelle Programme und Daten vom Lochstreifen in den Zentralrechner eingegeben, die Auswertungsoperationen gesteuert und die Ergebnisse der Rechnungen auf dem Lineprinter ausgegeben werden.

Damit steht den Experimentatoren eine durchgängige Datenverarbeitungslinie  
Experiment - Datenverdichtungssystem - Datenendstelle - Zentralrechner - Rückfüh-

rung zur Datenendstelle für den On-line-Betrieb zur Verfügung.

In Angriff genommen wurden der Anschluß des Magnetbandkomplexes sowie die Doublizierung der Einheiten für das Datenverdichtungssystem II.

#### L i t e r a t u r

- [1] Baldauf, D. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 179
- [2] Baldauf, D. et al., "Das Meßzentrum des ZfK, seine Ausrüstung und Programmierung", Interner Bericht (1973)

### 7.16 EIN BETRIEBSSYSTEM FÜR DIE ERFASSUNG UND VERDICHUNG VON MESSDATEN MIT HILFE VON KLEINRECHNERN

R. Fülle

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für die Erfassung und Vorverarbeitung von Meßdaten mit Hilfe von Kleinrechnern wurde ein modulares Programmiersystem konzipiert und ein entsprechendes Betriebssystem aufgebaut. Mit der Wahl einer modularen Programmstruktur wurde den Besonderheiten der nuklearen Meßprozesse und der vorhandenen Hardware-Konfiguration Rechnung getragen. Insbesondere kommt eine solche Lösung den Forderungen nach

- hoher Flexibilität,
- geringem Speicherplatzbedarf,
- hoher Verarbeitungsgeschwindigkeit und
- einfacher Dialogmöglichkeit entgegen.

Die Struktur des Programmsystems wurde aus einer Analyse der nuklearen Meß- und Auswertungsprozesse hergeleitet. Dabei wurden diese Prozesse in Prozeßschritte zerlegt. Programmtechnisch läßt sich dann der gesamte rechnergestützte Meß- und Auswertungsprozeß durch sequentiell abzuarbeitende Programm-Moduln, welche die einzelnen Prozeßschritte ausführen, realisieren.

Das Betriebssystem ANAM stellt den zentralen Teil eines solchen modularen Programmkomplexes dar. Es überwacht und steuert das Laden, die Versorgung und Abarbeitung der Programm-Moduln, regelt den Zugriff zu den peripheren Geräten und sichert den Dialog zwischen Nutzer und Maschine im Echtzeitbetrieb. Der speicherresidente Teil des Betriebssystems besteht aus Dispatcher, Dialogprogramm, Ladeprogramm, Reaktionsroutinen für die erweiterte Peripherie sowie verschiedenen Hilfsprogrammen. Die Programm-Moduln für die Meß- und Auswertungsoperationen sowie die Bedienungsprogramme für die erweiterte Peripherie befinden sich, in Maschinen-Code übersetzt, auf einem externen Speicher, gegenwärtig auf Lochstreifen. Sie werden auf einen Ladebefehl hin in den Rechner transferiert.

Der Dialog erfolgt über den Blattschreiber. Die Kommandos bestehen aus 2 Zeichen, die mnemonisch gewählt sind.

Das Betriebssystem liegt in zwei erprobten Varianten vor:

ANAM 2, die ältere Version, ist für den Betrieb von Kleinrechnern als Vielkanalanalysatoren bestimmt.

ANAM 3 ist für eine größere Hardware-Konfiguration und ein breiteres Spektrum von Meß- und Auswertungsaufgaben ausgelegt.

Der speicherresidente Teil von ANAM 3 belegt einen Speicherplatz von 1 K-Worten. Beide Varianten sind in maschinenorientierter Sprache formuliert.

#### 7.17 PROGRAMM-MODULN FÜR DIE MESSDATENERFASSUNG UND -VERARBEITUNG MIT HILFE VON KLEINRECHNERN

R. Fülle, G. Lang und Chr. Schneidereit  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2  
W. Balle  
Technische Universität Dresden, Sektion Informationsverarbeitung

Als Bausteine eines modularen Software-Systems für die Erfassung und Vorverarbeitung von Meßdaten mit Hilfe von Kleinrechnern entstanden im Berichtszeitraum über 30 Programm-Moduln. Diese Moduln realisieren bestimmte Abschnitte im Prozeß der Erfassung und Vorverarbeitung von Meßdaten, wie

- Vorbereitung des Rechners und der Datenerfassungsperipherie auf die Messung,
- Steuerung der Datenerfassungsprozesse,
- Übertragung, Sortierung und Filterung der Daten,
- Ausgabe und Darstellung der gemessenen Daten,
- Vorauswertung der Meßdaten.

Hinzu kommen Moduln für die Überprüfung des Datenerfassungssystems und für die Umcodierung von Lochstreifen.

Die Moduln sind als selbständige Programmblöcke gestaltet. Ihre Abarbeitung sowie ihr Zugriff zu den Datenfeldern und den peripheren Einheiten erfolgen unter der Regie des Betriebssystems ANAM. Die Moduln liegen für verschiedene Hardware-Konfigurationen vor. Um möglichst hohe Arbeitsgeschwindigkeiten und eine maximale Ausnutzung der Speicherkapazität zu erreichen, wurden die Moduln in maschinenorientierter Sprache formuliert.

Mit dem vorhandenen Programmbestand können die häufigsten und wichtigsten nuklearen Meßaufgaben, wie

- Vielkanalspektrometrie mit einem und mehreren Detektoren,
- Multiparameteranalyse mit Datenfilterung (Auswahl von Wertebereichen der Parameter),
- Koinzidenzexperimente mit dynamischer Zeitauswahl,

durchgeführt werden.

8. EDV-PROGRAMME

8.1 ERWEITERUNG DES FORMFAKTORPROGRAMMES FIFI ZUR BERECHNUNG DIREKTER UNELASTISCHER STREUPROZESSE

R. Reif

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Neuere Arbeiten zur direkten unelastischen Nukleonenstreuung verwenden als effektive Wechselwirkung realistische Zweiteilchenkräfte, die aus der freien Nukleon-Nukleon-Streuung und der Theorie der Kernmaterie abgeleitet wurden. Um Rechnungen mit solchen Potentialansätzen zu ermöglichen, mußte das Programm FIFI [1] so erweitert werden, daß sich eine Abhängigkeit der Stärke der Zweiteilchenwechselwirkung von der Nukleonendichte berücksichtigen läßt. Die Dichteabhängigkeit der effektiven Wechselwirkung wurde in folgender Form parametrisiert [2,3]:

$$V(r_{i0}) = \sum_{n=1}^{n_{\max}} (a_n + b_n k_F^\lambda(\vec{r}_i, \vec{r}_0)) g(r_{i0}),$$

mit  $g(r_{i0})$ : Gauß- [2] oder Yukawa-Potential [3].

Die Programmänderung erfolgte so, daß für  $k_F^\lambda(\vec{r}_i, \vec{r}_0)$  das geometrische Mittel aus den entsprechenden Dichten bei  $\vec{r}_i$  und  $\vec{r}_0$  genommen

$$k_F^\lambda = \left(\frac{3}{2}\pi^2 \rho(r_i)\right)^{\lambda/6} \left(\frac{3}{2}\pi^2 \rho(r_0)\right)^{\lambda/6} \quad (1)$$

und mit einer Woods-Saxon-Form für  $\rho(r)$  der Integrand im Radialintegral

$$I_{12}^{(d)}(L) = \int u_1(r_i) g_L(r_i, r_0) \left(\frac{3}{2}\pi^2 \rho(r_i)\right)^{\lambda/6} u_2(r_i) dr_i$$

modifiziert wurde. Der Ansatz (1) hat gegenüber anderen, zum Teil unphysikalischen Formen (z.B.  $k_F^2 = k_F^2 \left(\frac{1}{2}(r_0 + r_i)\right)$ ) den Vorteil, daß  $k_F(r_0, r_i)$  in den Koordinaten  $r_0, r_i$  separiert ist. In einem getrennten Programmteil erfolgt die Multiplikation des von FIFI gelieferten Formfaktors  $G(r_0)$  mit  $\left(\frac{3}{2}\pi^2 \rho(r_0)\right)^{\lambda/6}$ . Ein gesondertes Programm gestattet die Formfaktorrechnung auch für eine dichteabhängige Migdal-Kraft.

$$V(r_{i0}) = c (a+b * \rho(r_0)/\rho(0)) * \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_0)$$

In Abb. 1 wurden die Radialintegrale  $I^{(d)}$  für den Fall  ${}^{90}\text{Zr}(1g_{9/2})^2_0 \rightarrow (1g_{9/2})^2_L$  mit den dichteabhängigen Komponenten der Kräfte G1, G0 und G3 von Sprung-Banerjee [2] angegeben (Gauß-Potentiale,  $n_{\max} = 5$ ;  $\lambda = 0,5$  (G0); 1,0 (G1); 3,0 (G3)).

Eine weitere Ergänzung des Programmsystems ermöglicht die Einführung eines cut-off  $d_c$  im Zweiteilchenpotential, wodurch die Winkelintegration bei der Berechnung der Multipolkomponenten modifiziert wird [4]. Für  $|\vec{r}_i - \vec{r}_0| < d_c$  tragen nur solche Werte des Integranden bei, für die  $r_i^2 + r_0^2 - 2r_i r_0 \zeta > d_c^2$  ( $\zeta = \cos\vartheta$ ) wird (Abb. 2).

$$g_L^{(c.o.)}(r_i, r_0) = g_L(r_i, r_0) - \frac{1}{2} \int_u^1 g(r_{i0}) P_L(\zeta) d\zeta$$

$$u = (r_0^2 + r_i^2 - d_c^2) / 2 r_i r_0$$

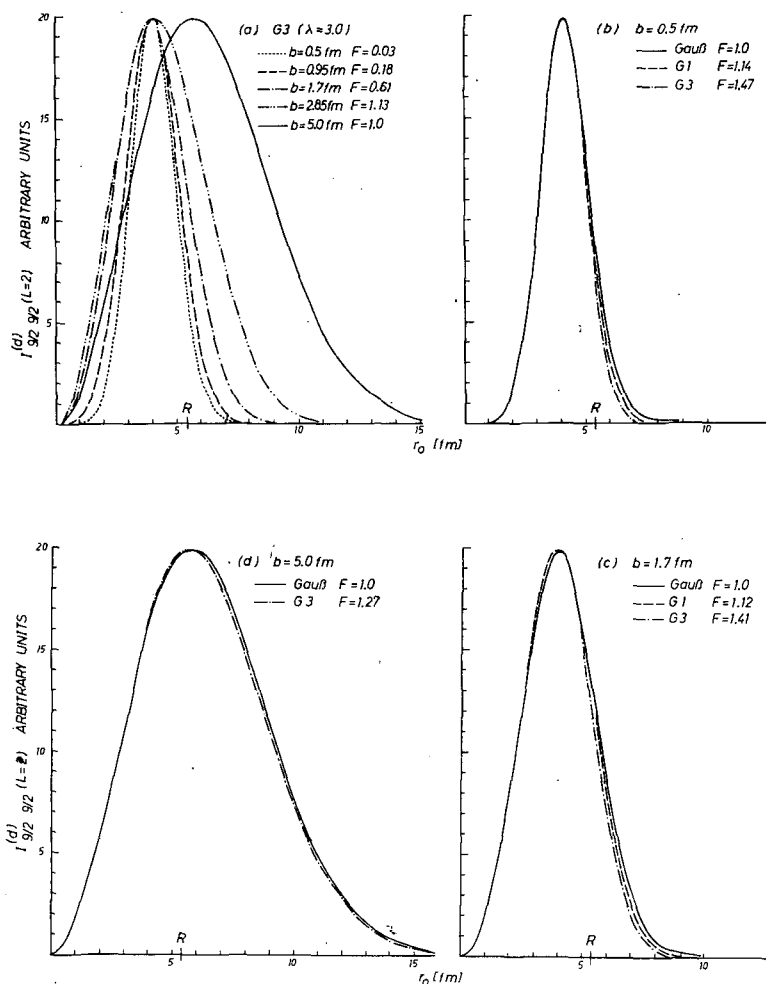


Abb. 1

Radialintegrale der dichteabhängigen Komponenten der Sprung-Banerjee-Kraft [2] für den Übergang  $(1g_{9/2})^{20} \rightarrow (1g_{9/2})^{2L=2}$  (F: Normierungsfaktoren, mit denen die angegebenen Kurven zu multiplizieren sind). (a): Vergleich der Integrale für Komponenten verschiedener Reichweite der Kraft  $G_3$ ; (b), (c), (d): Vergleich der Integrale für  $G_0$ ,  $G_1$ ,  $G_3$  und ein Gauß-Potential der Reichweite  $b = 1,78 \text{ fm}$  (----- Gauß; - - -  $G_1$ ; -.-.-  $G_3$ )

Das Integral wird nach Gauß

$$\int_u^1 f(\tau) d\tau = \frac{1-u}{2} \sum_{i=1}^{20} W_i f\left(\frac{1-u}{2} \tau_i + \frac{1+u}{2}\right)$$

mit 20 Stützstellen  $\tau_i$  und Gewichten  $W_i$  berechnet. Abb. 3 zeigt für  $(1g_{9/2})^2$  die Radialintegrale der  $L = 2$ -Komponente eines Gauß-Potentials bei verschiedenen Abschneideradien.

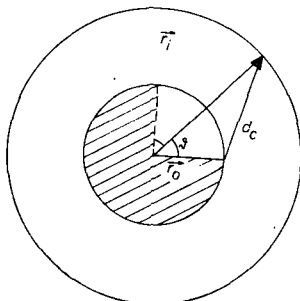


Abb. 2  
Berechnung der Multipolkomponenten mit cut-off im Zweiteilchenpotential

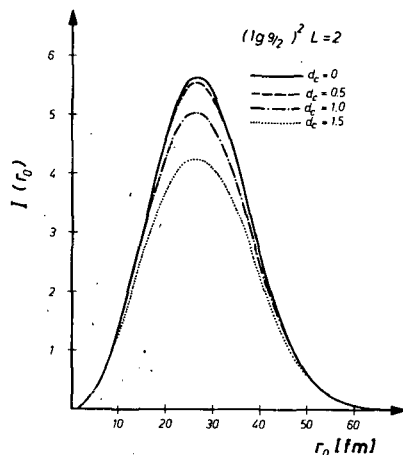


Abb. 3  
Radialintegral eines Gauß-Potentials ( $b = 1,85$  fm) für den Übergang  $(1g_{9/2})^2_0 \rightarrow (1g_{9/2})^2_{L=2}$  bei verschiedenen Abschneideradien

## L i t e r a t u r

- [1] Iwe, H. und R. Reif, ZfK-211 (1971)
- [2] Sprung, D.W. and P.K. Banerjee, Nucl. Phys. A168 (1971) 273
- [3] Nemeth, J. and G. Ripka, Nucl. Phys. A194 (1972) 329
- [4] Owen, L.W., preprint

## 8.2 ANNE - EIN DIREKT-COMPOUND-INTERFERENZ-PROGRAMM

W. Dolak

Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik

Das Programm ANNE wurde zur Untersuchung des Reaktionsmechanismus von (d,p)-Reaktionen bei kleinen Energien geschrieben, bei denen eine Mischung des direkten mit dem Compoundkern-Mechanismus auftritt. Es gestattet den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Polarisierung der emittierten Teilchen unter Verwendung eines Übergangsmatrixelementes der Form  $T_{\text{tot}} = T_{\text{DI}} + e^{i\phi} T_{\text{CN}}$  zu berechnen.

Für  $T_{\text{DI}}$  wird eine DWBA-Amplitude und für  $T_{\text{CN}}$  eine Superposition von Ein-Niveau-Breit-Wigner-Amplituden verwendet. Zur Berechnung des DWBA-Amplitude wird das Programm DWUCK [1,2] aufgerufen. Durch Variation der Resonanzparameter kann der berechnete differentielle Querschnitt an die experimentelle Winkelverteilung angepaßt werden. Diesem Teil des Programmes liegt das FIT-Programm MINROS [3] zugrunde.

Das Programm ist in FORTRAN geschrieben.

## L i t e r a t u r

- [1] Kunz, P.D., University of Colorado (1968), unveröffentlicht
- [2] Dolak, W. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 195
- [3] Sheppey, G.C., CERN-Programmbücherei, Genf 1966



### 8.3 HOP-FROG - EIN PROGRAMMSYSTEM ZUR UNTERSUCHUNG VON RESONANZREAKTIONEN IM KONTINUUM-SCHALENMODELL FÜR NICHTMAGISCHE KERNE

H.W. Barz und I. Rotter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

J. Höhn

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

HOP-FROG dient zur Lösung der Schrödinger-Gleichung des A-Teilchensystems

$$(H - E)\Psi^{(+)} = F \quad (1)$$

im Rahmen der vereinheitlichten Theorie der Kernreaktionen auf der Basis des Kontinuum-Schalenmodells. Die Inhomogenität  $F$  stellt einen Quellterm für die Nukleonenemission dar (z.B. für Photo-Nukleon-Prozesse). Sie fehlt im Falle von Reaktionen mit Nukleonen im Eingangskanal. Zur Berechnung wird der Konfigurationsraum mit Hilfe der Operatoren  $P$  und  $Q$  in zwei Anteile zerlegt, wobei der  $P$ -Raum die Streuzustände mit einem Teilchen im Kontinuum und der  $Q$ -Raum die diskreten (gebundenen bzw. quasigebundenen) Zustände enthält. Die Gleichung (1) wird gelöst, indem die Green-Funktion  $G^{(+)} = (H - E^{(+)})^{-1}$  entsprechend der Operatorgleichung

$$G^{(+)} = G_P^{(+)} + \sum_{R,R'} (G_P^{(+)} H_{PQ} - Q) |\phi_R\rangle \frac{\langle \phi_{R'} | (H_{QP} G_P^{(+)} - Q)}{\langle \phi_{R'} | H_{QQ} + H_{QP} G_P^{(+)} H_{PQ} - E | \phi_{R'} \rangle} \quad (2)$$

dargestellt wird. Dabei ist  $G_P^{(+)}$  die Green-Funktion des  $P$ -Raumes. Sie wird mit der Methode der gekoppelten Kanäle berechnet, wobei sie durch eine begrenzte Anzahl von Targetzuständen approximiert wird. Sie liefert den nichtresonanten ("direkten") Reaktionsanteil, indem sie nur die Kopplung zwischen den Kontinuumszuständen berücksichtigt. Der zweite Summand von Gleichung (2) beschreibt den Ablauf der Kernreaktion über Zwischenzustände  $\phi_R$  von A Teilchen. Diese Zustände diagonalisieren den Hamiltonoperator  $H_{QQ}$  in einem beschränkten, dem Problem angepassten Konfigurationsraum  $Q$ . Die Diagonalisierung des Nenners in Gleichung (2) liefert die Resonanzwellenfunktionen sowie in Form von komplexen Eigenwerten die Resonanzparameter (Breiten und Lagen).

Zur Berechnung der Wellenfunktionen  $\phi_R$ , ihrer Kopplung an den  $P$ -Raum sowie der Targetwellenfunktionen wurde ein Programmteil RACK entwickelt, dessen Ergebnisse auf Magnetbändern für das Programm HOP-FROG bereitgestellt werden.

Das Programm wurde bisher auf die Berechnung von Anregungsfunktionen für elastische und inelastische Nukleonenstreuung und auf Photo-Kern-Prozesse angewendet.

### 8.4 FISPRO III - EIN FORTRAN-PROGRAMM ZUR BERECHNUNG VON NEUTRONENEINFANGQUERSCHNITTEN IM keV- UND MeV-BEREICH AUF DER GRUNDLAGE DES STATISTISCHEN MODELLS UNTER BERÜCKSICHTIGUNG DIREKTER UND KOLLEKTIVER EFFEKTE

J. Höhn und V. Riehn

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Das Programm FISPRO II [1] zur Berechnung der Einfangquerschnitte wurde für die BESM-6 überarbeitet und ein erweiterter Code FISPRO III [2] geschaffen.

Die Berechnung der gemittelten Neutroneneinfangquerschnitte erfolgt für Neutronenenergien bis 1,5 MeV auf der Basis der statistischen Hauser-Feshbach-Theorie nach [3] zu:

$$\sigma_{n\gamma}(E) = \frac{\pi \lambda^2}{2(2I+1)} \sum_l T_l(E) \sum_J \frac{\varepsilon_J^{\ddagger}(2J+1) f(E;E)}{1 + \xi_J^{\ddagger} f(E;0) \sum_{n l'} \varepsilon_{J n l'}^{\ddagger} T_{l'}(E-E_n)}$$

Hierbei bedeuten  $2\pi\lambda$  die Neutronenwellenlänge bei der Einschußenergie  $E$ ,  $I$  und  $J$  die Target- bzw. Compoundkernspins,  $T_l$  die Transmissionskoeffizienten der  $l$ -ten Partialwelle,  $\xi_J^{\ddagger}$  die reziproke Stärkefunktion,  $\varepsilon_{Jl}^{\ddagger}$  charakterisiert die möglichen Werte des Kanalspins  $j$  und  $f(E;X)$  ist das Verzweungsverhältnis der Strahlungsbreiten. Bei höheren Neutronenenergien werden in  $\sigma_{n\gamma}(E)$  der Bildungsquerschnitt durch einen empirischen Ansatz für die Energieabhängigkeit modifiziert, die totale Zerfallsbreite durch die Neutronenbreite genähert und die Endzustände durch Dichten beschrieben [4]. Ferner werden konkurrierende  $(n,2\gamma)$ -Prozesse berücksichtigt. Die im MeV-Bereich dominierenden direkten bzw. kollektiven Einfangmechanismen gehen durch entsprechende Abschätzungen in das Programm ein [5].

Die Energieabhängigkeit der Strahlungsbreiten wird über die Axel- und/oder Weisskopf-Abschätzung bestimmt. Im Bereich  $\Gamma/D \gtrsim 1$  werden die Einfangquerschnitte auf Breitenfluktuationen korrigiert. Die Berechnung der Transmissionskoeffizienten kann wahlweise nach dem optischen Modell oder dem Modell des schwarzen Kerns erfolgen. Es besteht die Möglichkeit, über das Spaltneutronenspektrum bzw. über  $1/E$  gemittelte Einfangquerschnitte zu berechnen. Sowohl bei der Berechnung der Gammaspctren als auch bei den Einfangquerschnitten können Pigmyresonanzeffekte berücksichtigt werden.

Das Programm eignet sich neben der Untersuchung von Einfangexperimenten auch zur Einschätzung von Kerndaten. Die mittlere Rechenzeit für einen Energiewert beträgt etwa 10 Sekunden.

#### L i t e r a t u r

- [1] Benzi, V. et al., RT/FI(69)44 CNEN, Bologna
- [2] Riehn, V. und J. Höhn, Forschungsbericht (Programmbeschreibung)
- [3] Margolis, B., Phys. Rev. 88 (1952) 327
- [4] Benzi, B. and M.V. Bortolani, Nuovo Cimento 38 (1965) 216
- [5] Lane, A.M. and J.E. Lynn, Gen. Conf. P.U.A.E., vol. 15, P/4 (1958)

### 8.5 RACK 1 E - SCHALENMODELLPROGRAMMTEIL FÜR EINE TEILCHENART

J. Rösner und H.R. Kissener

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Um Schalenmodellrechnungen mit nur einer Teilchenart rationell durchführen zu können, wurde mit der Vereinfachung des Programmsystems "RACK" [1] begonnen. Der z.Z. vorliegende erste Teil RACK 1 E ist dem Programm RACK 1 analog. Er dient zur Bestimmung der Dimension der Energiematrizen bei gegebener Teilchenzahl und Parität und vorgegebenem Konfigurationsraum sowie zur Kodierung der auftretenden Slaterdeterminanten.

## L i t e r a t u r

[1] Jäger, H.U., ZfK-145 (1968)

### 8.6 PHONON - EIN PROGRAMM ZUR DIAGONALISIERUNG VON ANHARMONISCHEN PHONONEN-HAMILTONIANS UND ZUR BERECHNUNG VON E2-ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN

F. Dönau, H. Reinhardt, D. Janssen, H.W. Barz und R. Wunsch  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Beschreibung der Quadrupolvibrationszustände von Übergangskernen macht die Benutzung einer ausreichend großen Phononenbasis zur Diagonalisierung erforderlich. Einige Untersuchungen (z.B. [1,2]) zeigen, daß bei Berücksichtigung von mehr als 14 Phononen in den Basiszuständen für Spins  $J \lesssim 8$  i.a. Stabilität gegen Variation der Phononenzahl erreicht werden kann, sofern die Anharmonizitäten nicht sehr groß sind. Das jetzt verfügbare Programm benutzt Basiszustände bis maximal 15 Phononen für die Diagonalisierung eines anharmonischen Hamiltonians, in dem Anharmonizitäten bis 4. Ordnung berücksichtigt werden. Die Hauptarbeit bei der Fertigstellung dieses Programms bestand in der Berechnung der sog. Standardmatrixelemente, die vor dem Start des Programms PHONON vom Magnetband in den Zusatzspeicher der Maschine gebracht werden müssen. Nach der Abarbeitung der gewünschten Spinwerte werden die untersten 20 Zustände des Energiespektrums sowie die E2-Werte und Quadrupolmomente von einer Reihe von ausgewählten niedrigliegenden Zuständen ausgegeben. Durch Erweiterung der Standardmatrixelemente können auch Phononenzustände mit mehr als 15 Phononen in die Diagonalisierung einbezogen werden.

## L i t e r a t u r

[1] Gneuß, G. and W. Greiner, Nucl. Phys. A171 (1971) 449

[2] Dussel, G.G. and D.R. Bes, Nucl. Phys. A143 (1970) 623

### 8.7 PROGRAMME ZUR BERECHNUNG VON MULTIPLETTAUFSPALTUNG UND -ÜBERGANGSWAHRSCHEINLICHKEITEN IN u-u-KERNEN

W.D. Fromm  
Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Aussagen über die n-p-Wechselwirkung können durch Analyse der Multiplettaufspaltung von u-u-Kernen gewonnen werden. Gute Ergebnisse bei der Beschreibung der Energieniveaus dieser Kerne sind mit einfachen Ansätzen, z.B. einer Mischung aus Wigner- und Bartlettkräften gelungen.

Das Programm SPLIT berechnet die Aufspaltung von Multipletts nach den von Schwartz [1] angegebenen Beziehungen. Es können Ein- und Mehrteilchen(loch)-Konfigurationen behandelt werden. Die Rechnung wird zunächst für reine Wigner-(a=0) und reine Bartlettkraft (a=1) ohne Energienormierung durchgeführt. Für beliebige Mischungen ( $0 < a < 1$ ) kann ferner die Aufspaltung in keV nach Eingabe des Potentials  $V_0$  ermittelt werden. Nach Behandlung aller geforderten Multipletts wer-

den die entstandenen Energieniveaus sortiert und als Niveauschema ausgegeben. Tensorkräfte bleiben unberücksichtigt.

Das Programm SLATER errechnet die für die Energienormierung der Multiplettaufspaltung erforderlichen Werte der Slaterintegrale für  $\delta$ -Wechselwirkung. Die Oszillatorwellenfunktionen für die interessierenden Bahnen werden numerisch integriert, wobei sich eine Schrittweite von 0,1 fm als ausreichend erwiesen hat. Die Angabe der Ergebnisse für  $F^0(\delta)$  erfolgt auch in der von  $\nu = M\omega/2\hbar$  unabhängigen Form  $F^0(\delta)/(\nu/\pi)^{3/2}$ . In der Tabelle 1 sind diese Werte für Schalen im Gebiet um  $A = 100$  angegeben.

Tabelle 1

Werte der Slaterintegrale  $F_{n_1 l_1, n_2 l_2}^0(\delta)/(\nu/\pi)^{3/2}$

Schale	$n_1 l_1$				
1 g	1 4	0,151			
2 d	2 2	0,082	0,183		
3 s	3 0	0,072	0,118	0,504	
1 h	1 5	0,130	0,078	0,068	0,124
	$n_2 l_2$ :	1 4	2 2	3 0	1 5

Die Untersuchung von Lebensdauern der Übergänge innerhalb des Multipletts ist ein guter Test für die Gültigkeit der zugrunde gelegten theoretischen Vorstellungen. Von Wahlborn und Martinson [2] sind Beziehungen angegeben worden, mit denen die Lebensdauer von M1- bzw. E2-Übergängen inner-

halb eines Multipletts errechnet werden kann. Kerek et al. [3] erreichten mit solchen Übergangswahrscheinlichkeiten deutliche Verbesserungen gegenüber der Einteilchen-Übergangswahrscheinlichkeit.

Das Programm MULTI bestimmt M1- und E2-Übergangswahrscheinlichkeiten nach den in [2] und [3] angegebenen Formeln. Für einige Lebensdauern, die bei der Untersuchung der u-u-Kerne  $^{142}\text{Pm}$  und  $^{144}\text{Eu}$  bestimmt wurden (siehe Bericht 2.12), konnte durch die Berücksichtigung der Multiplettübergangswahrscheinlichkeiten eine gegenüber dem Einteilchenwert verbesserte Annäherung an das experimentelle Ergebnis erreicht werden.

#### L i t e r a t u r

- [1] Schwartz, C., Phys. Rev. 94 (1954) 95
- [2] Wahlborn, S. und I. Martinson, Ark. Fys. 31 (1966) 355
- [3] Kerek, A. et al., Nucl. Phys. A195 (1972) 159

### 8.8 WEAK COUPLING - EIN ALGOLPROGRAMM ZUR BERECHNUNG VON WELLENFUNKTIONEN UND ENERGIEEIGENWERTEN DEFORMIERTER KERNE IM MODELL SCHWACHER KOPPLUNG

H.J. Wiebicke

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das Modell schwacher Kopplung für ungerade deformierte Kerne wird in Bericht 3.17 dargestellt. Es wird angenommen, daß das ungerade Teilchen schwach an einen deformierten, rotierenden Rumpfkern gekoppelt ist. Das Programm berechnet zunächst die ungestörten Energien  $E_0$  der Basiszustände  $|RjJM_J\rangle$  und diagonalisiert dann die Matrix der Wechselwirkung  $H_{\text{int}}$  (siehe Bericht 3.17, Gl. (5)). Eingangspara-

meter sind die Quantenzahlen  $n_l j$  und die Energien  $E_{n_l j}$  der Einteilchenzustände, die Trägheitsparameter A und B, das statische Quadrupolmoment  $Q_0$  und die Stärkeparameter  $\eta$  und  $\kappa$ . Angeschlossen ist die Prozedur SPEKTRUM zur Berechnung der Energien  $E_{n_l j}$  bei vorgegebenem Potential.

Das Programm ist wegen der Vernachlässigung der Pairing-Wechselwirkung hauptsächlich für Rechnungen an leichten Kernen vorgesehen.

## 8.9 EIN NEUES PROGRAMM FÜR DAS NILSSON-MODELL MIT HEXADEKAPOLDEFORMATION

G. Winter

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Zur genauen Untersuchung feinerer Effekte bei der Beschreibung deformierter Atomkerne wurde ein neues Rechenprogramm für das Nilsson-Modell erarbeitet. In diesem Programm NILAS wird der Nilsson-Hamiltonoperator in einer asymptotischen (zylindrischen) Basis exakt diagonalisiert [1]. Die Wellenfunktionen enthalten explizit die  $\Delta N=2$ -Mischung und ermöglichen damit, im Gegensatz zum älteren Programm NILSSON (und allen daraus abgeleiteten Programmen) [2,3], eine exakte Berechnung von Matrixelementen im Nilsson-Modell. Die Parameter der Quadrupol- und Hexadekapoldeformation, epsilon und epsilon-vier, sowie die Potentialparameter kappa und mu werden eingelesen. Das Programm berechnet intern die Deformationsparameter delta und delta-vier, mit deren Hilfe die Potentialform definiert ist. Durch einen Testschalter kann wahlweise ein sphärisches oder ein deformiertes Spinbahn-Potential verwendet werden. Die Berücksichtigung der Corioliswechselwirkung ist durch den im Programm enthaltenen Programmteil CORIOLIS-73 möglich, der ebenfalls in der zylindrischen Basis formuliert ist. Bei Coriolis-Rechnungen sind verschiedene Korrekturen der vom Modell gelieferten Größen üblich, die in folgender Weise vorgenommen werden können: Einteilchenenergien durch Addition, Nicht-Diagonalelemente der Kopplungsstärke durch Multiplikation, Diagonalelemente der Kopplungsstärke (Entkopplungsparameter) durch Substitution. Damit steht ein verbessertes Einteilchenniveauschema zur Verfügung, das als Grundlage zur genaueren Lösung der BCS-Gleichungen verwendet werden kann. Ein Einfluß der Corioliswechselwirkung auf diese Lösung ist bei den Nukliden mit ungerader Neutronenzahl zu erwarten.

Erste Ergebnisse (siehe Bericht 2.36) zeigen deutlich, daß die im vorliegenden Programm zusätzlich erfaßten Effekte bei einer detaillierten Diskussion bestimmter experimenteller Ergebnisse nicht vernachlässigt werden können.

### L i t e r a t u r

- [1] Andersen, B.L., Nucl. Phys. A162 (1971) 208
- [2] Winter, G., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 172
- [3] Andrejtscheff, W. und G. Winter, Jahresbericht ZfK-243 (1972) 200

8.10 JONNY 7 - EIN ALGOLPROGRAMM ZUR BERECHNUNG DER GLEICHGEWICHTSDEFORMATION VON EIN-QUASITEILCHENZUSTÄNDEN

F.-R. May und W. Andrejtscheff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Bei mikroskopischen Rechnungen im Gebiet deformierter mittelschwerer und schwerer Atomkerne mit ungerader Massenzahl taucht die Frage nach der Gleichgewichtsdeformation  $\varepsilon_{eq}$  energetisch tiefliegender Ein-Quasiteilchenzustände bzw. dem Verlauf der Potentialkurve  $E_{tot}(\varepsilon)$  auf. Zu diesem Zweck hat man die totale Energie des Kerns im Zustand  $k$ , die durch den Erwartungswert eines modifizierten Nilsson-Hamiltonian [1] unter Einschluß der Paarkorrelationen mit den Ein-Quasiteilchenzuständen  $\phi_k$  approximiert wird, nach

$$E_k^{tot}(\varepsilon) = \sum_{i \neq k} \frac{p,n}{i} (\nu_i - \lambda) v_i^2 - \frac{\Delta_p^2(k)}{G_p} - \frac{\Delta_n^2}{G_n} + E_{Coul}$$

(das äußere Nukleon besetze willkürlicherweise einen Protonenzustand)

zu ermitteln und bezüglich des Deformationsparameters  $\varepsilon$  zu minimalisieren

$$\text{Min}(E_k^{tot}(\varepsilon)) = 0.$$

Durch  $E_{Coul}$  ist die Coulombenergie des Kerns bezeichnet [2].

Für die Berechnung der Gleichgewichtsdeformation ist die  $\delta$ -Darstellung wegen ihres "steilen" Volumenfaktors nicht geeignet, zweckmäßigerweise arbeitet man in der  $\varepsilon$ -Darstellung. In [3] ist gezeigt, daß auf diese Weise etwa 90 % der für die Berechnung der Gleichgewichtsdeformation wesentlichen  $\Delta N=2$ -Mischung zu weitab liegenden Schalen berücksichtigt sind. Für die Parameter  $\kappa$  und  $\mu$  wird eine lineare Abhängigkeit von der Massenzahl zugelassen [4]. Die Konstanten  $G_p$  und  $G_n$  der Paarwechselwirkung hängen empfindlich von der Größe des für die BCS-Rechnung ausgewählten Konfigurationsraumes und der Niveaudichte in der Umgebung der Fermikante ab. Im Rahmen dieses Programms wird die Wirkung der Paarwechselwirkung auf die Schalen  $N = 3, 4, 5$  für die Protonen und  $N = 4, 5, 6$  für die Neutronen beschränkt. Für die Pairingkonstanten

$$A \cdot G_{p,n} = g_0 \pm g_1 \frac{N - Z}{A}$$

ergeben sich durch einen Vergleich mit den aus odd-even Massendifferenzen bekannten Gap-Parametern die Werte  $g_0 = 22,3$  MeV und  $g_1 = 17$  MeV. Die tieferliegenden Schalen  $N = 0, 1, 2$  des Protonensystems und  $N = 0, 1, 2, 3$  des Neutronensystems tragen durch die doppelte Summe der Nilsson-Energien zur Gesamtenergie  $E_k^{tot}(\varepsilon)$  bei.

Ein aus dem BCS-Programm "JONNY 4" [5] zur Berechnung mikroskopischer Eigenschaften von gg-Kernen hervorgegangener Computercode "JONNY 7" berechnet zunächst die Einteilchenenergien  $\nu_i$ , löst dann die BCS-Gleichungen ( $\Delta_p, \Delta_n, \lambda_p, \lambda_n, U_i, V_i$ ) bei berücksichtigter Blockierung des jeweiligen Ein-Quasiteilchenzustandes und sucht anschließend das Minimum der Gesamtenergie  $E_k^{tot}(\varepsilon)$  bezüglich  $\varepsilon$ .

Untersuchungen mit diesem Programm zum Einfluß der zustandsabhängigen Gleichgewichtsdeformation auf E1-Übergänge der Isotope  $^{171,173}\text{Lu}$  sind in [6] veröffentlicht.

## L i t e r a t u r

- [1] Gustafson, C. et al., Ark. Fys. 36 (1967) 613
- [2] Soloviev, V.G., Teorija sloshnykh jader, Nauka, Moscow, 1971.
- [3] Davidson, J.C., Collective models of the nucleus, Academic Press, New York-London, 1968
- [4] Nilsson, S.G. et al., Nucl. Phys. A131 (1969) 1
- [5] Frauendorf, S., Dissertation, TU Dresden, 1971
- [6] Andrejtscheff. W. et al., Phys. Lett. 44B (1973) 351

### 8.11 BAMI - EIN ALGOLPROGRAMM ZUR BANDENMISCHUNG MIT PROJIZIERTEN DREHIMPULS-EIGENFUNKTIONEN BEI ATOMKERNEN MIT UNGERADER MASSENZAHL

F.-R. May

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die in [1] dargestellte Diagonalisierungsaufgabe mit den nichtorthogonalen projizierten Drehimpulseigenfunktionen  $|IMK\rangle$  als Basisfunktionen wurde in ein Algolprogramm übersetzt. Vorerst können maximal vier Banden mit  $K_1 = 1/2$ ,  $K_2 = 3/2$ ,  $K_3 = 5/2$ ,  $K_4 = 7/2$  gemischt werden. Die mikroskopischen Parameter der Rechnung werden außerhalb dieses Programms berechnet und als Eingabedaten für BAMI benutzt. Das Speichern der  $d_{K_1 K_2}^I(\beta)$ -Funktionen erfolgt in ähnlicher Weise wie in [2] beschrieben. Zur Diagonalisierung wird eine Prozedur auf der Grundlage des Schmidtschen Orthogonalisierungsverfahrens verwendet. Das Programm liefert die Eigenwerte und Wellenfunktionen für die gemischten Rotationsbanden bis zum Spin  $I = 29/2$ .

## L i t e r a t u r

- [1] May, F.-R. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 132
- [2] May, F.-R., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 196

### 8.12 ZUR NUMERISCHEN BERECHNUNG DER WIGNERSCHEN $d_{K_1 K_2}^I(\beta)$ -FUNKTION

R. Klemm<sup>1)</sup> und F.-R. May

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Konkrete Rechnungen mit projizierten Drehimpulseigenfunktionen benötigen die detaillierte Kenntnis der reduzierten Wignerschen D-Funktionen  $d_{K_1 K_2}^I(\beta)$  [1]. Obwohl diese Funktionen eine mathematisch komplizierte Struktur besitzen, lassen sich eine Reihe leicht faßbarer Eigenschaften angeben: sie sind reell, die Funktionswerte liegen zwischen 1 und -1 für  $0 \leq \beta \leq \pi$  und die diagonale Funktion  $d_{KK}^I(\beta)$  besitzt im offenen Intervall zwischen 0 und  $\pi$  (I-K)-Nullstellen. Die bisher verwendete Prozedur zur Berechnung der Funktionen  $d_{K_1 K_2}^I(\beta)$  geht von einer Rekursionsbeziehung [2] aus, versagt aber bei höheren Spinwerten  $I \gtrsim 16$  für gg-Kerne und  $I \gtrsim 39/2$  für Atomkerne mit ungerader Massenzahl in krasser Weise. So

<sup>1)</sup> Praktikant der Technischen Universität Dresden

werden die Funktionswerte merklich größer als 1. Die Stabilität verlagert sich mit anwachsender Projektionsquantenzahl  $K$  zu kleineren Spinwerten. Für die in jüngster Zeit sehr aktuell gewordene Untersuchung von Hochspinzuständen deformierter Atomkerne ist eine Erweiterung der zu berechnenden Rotationszustände zu höheren Spinwerten unerlässlich. Dazu wurde einmal eine ALGOL-Prozedur geschrieben, die eine Beziehung zwischen den  $d$ -Funktionen und den Jacobi-Polynomen  $P_n^{(a,b)}(x)$  benutzt

$$d_{K_1 K_2}^I(\beta) = \left[ \frac{(I+K_1)!(I-K_1)!}{(I+K_2)!(I-K_2)!} \right]^{1/2} (\cos \frac{\beta}{2})^{K_1+K_2} (\sin \frac{\beta}{2})^{K_1-K_2} P_{I-K_2}^{(K_1-K_2, K_1+K_2)}(\cos \beta)$$

und zum anderen eine FORTRAN-Prozedur, die die  $d$ -Funktion auf der Grundlage der Rekursionsbeziehung in doppelter Genauigkeit berechnet. Auf diese Weise erhält man ein stabiles Verhalten der  $d$ -Funktion bis zu Spinwerten  $I \approx 40$  bzw.  $I \approx 89/2$  [3].

#### L i t e r a t u r

- [1] May, F.-R. et al., ZfK-233 (1972)
- [2] Edmonds, A.R., Drehimpulse in der Quantenmechanik, Bibliographisches Institut, Mannheim, 1964
- [3] Klemm, R., Belegarbeit zum Ingenieurpraktikum, August 1973

### 8.13 MONTE-CARLO-PROGRAMME ZUR MODELLIERUNG DER ORTSVERTEILUNGEN ABGEBREMSTER ALPHA-STRAHLEN IN RADIOAKTIVEN VERFÄRBUNGSHÖFEN

#### D. Netzband

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Gut ausgebildete pleochroitische Höfe von  $^{238}\text{U}(\text{UI})$  haben radioaktive Einschlüsse mit Abmessungen von einigen Zehntel bis wenige  $\mu\text{m}$  Durchmesser. Diese Werte folgen aus direkten mikroskopischen Messungen und aus Abschätzungen über die zur Verfärbung notwendige Mindestzahl an emittierten Alpha-Teilchen. Bei einer Reichweite von etwa  $13 \mu\text{m}$  in Glimmer ist demnach bereits die räumliche Verteilung der abgebremsten Alpha-Teilchen hauptsächlich durch die räumliche Verteilung der Quelle bestimmt, da die Reichweitenstreuung nur Werte von etwa 1 % der mittleren Reichweite ausmacht. Die geometrisch einfachsten Quellverteilungen sind Kugel und langer Zylinder mit homogen verteilter Aktivität. Setzt man eine feste Reichweite  $R$ , gleiche Reichweiten im Einschluß und im umgebenden Material sowie kugelförmigen Einschluß mit dem Radius  $a$  voraus, dann ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit  $w(r)$ , ein Alpha-Teilchen nach dem Zerfall am Ort  $r$  zu finden, daß

$$w(r) = 3(r-(R-a))((R+a)-r)/(16 \pi a^3 Rr) \text{ im Bereich } 0 < (R-a) \leq r \leq R+a \text{ ist,}$$

wobei

$$w_{\text{max}} = 3(1-r_{\text{max}}/R)/(8 \pi a^3) \text{ mit } r_{\text{max}} = ((R+a)(R-a))^{1/2},$$

d.h.

$$w_{\text{max}} \approx 3/(16 \pi a R^2) \text{ für } R > 5a,$$

gilt.



Die Annahme gleicher Reichweiten im Einschluß und im umgebenden Material ist nicht zu rechtfertigen. Eine analytische Berechnung von  $w(r)$  ist für unterschiedliche Reichweiten zu kompliziert und selbst bei gleichen Reichweiten für die Kugel mit  $R < a$  oder für den Zylinder zu aufwendig. Es wurden deshalb die Monte-Carlo-Programme "Kugelhof" und "Zylinderhof" geschrieben.

Der Ort des zerfallenden Kernes wird erzeugt, indem drei (beim Zylinder zwei) Zufallszahlen  $X_1, Y_1, Z_1$  ( $0 \leq X_1, Y_1, Z_1 \leq 1$ ) erzeugt werden. Die Zufallszahlen geben die Häufigkeit eines am Punkt  $\vec{r}_1 = a(X_1, Y_1, Z_1)$  zerfallenden Kernes richtig wieder, wenn alle Werte mit  $X_1^2 + Y_1^2 + Z_1^2 > 1$  verworfen werden. (Beim Zylinder fällt die Erzeugung von  $Z$  weg.) Der beliebig im Raum orientierte Zerfall mit der Reichweite  $R$  wird ähnlich durch Erzeugung eines Ortsvektors  $\vec{r}_2 = (X_2, Y_2, Z_2)$  nachgebildet. Dabei gelten  $-1 \leq X_2, Y_2, Z_2 \leq 1$ . Dieser Ortsvektor wird bis zum Wert  $R$  gestreckt, wobei noch zu kleine Beträge von  $\vec{r}_2$  ( $r_2^2 < 0,1$ ) verworfen werden. (Durch eine weitere Zufallszahl könnte nach den Regeln bei Verteilungen mit Zufallszahlen die Reichweitenstreuung leicht simuliert werden, indem  $\vec{r}_2$  bis zu einem um  $R$  schwankenden Wert gestreckt würde.) Die Summe von  $\vec{r}_1$  und  $\vec{r}_2 R$  gibt den Ort  $\vec{r}$ , zu dem ein zufällig verteilter Kern beim zufällig orientierten Zerfall ein Alpha-Teilchen emittiert.

Bei der vektoriellen Summe sind die unterschiedlichen Reichweiten zu berücksichtigen. Für die hier erforderliche Genauigkeit ist die Reichweitenformel von Bragg und Kleeman ausreichend, nach der sich die Reichweite  $R_e$  im Einschluß von der Reichweite  $R$  im Material um einen konstanten Faktor  $v = R_e/R$  unterscheidet. Die Programme testen, ob  $\vec{r} = \vec{r}_1 + v R \vec{r}_2$  im Einschluß liegt. Falls nicht, muß der Weg  $u$  von  $\vec{r}_1$  bis zur Oberfläche des Einschlusses berechnet werden, um aus der Restreichweite  $R' = R - u/v$  und  $u$  die Gesamtreichweite  $R_G = v' \cdot R = ((1-1/v) u/R + 1) \cdot R$  zu ermitteln. Dann folgt  $\vec{r} = \vec{r}_1 + v' R \vec{r}_2$ .

Der mögliche Wertebereich  $\Delta r$  von  $r$  zwischen  $r_{\min}$  und  $r_{\max} = R+a$  wird in  $K$  Kanäle aufgeteilt. Für den Zylinder ist  $r_{\min} = 0$ , für die Kugel gilt  $r_{\min} = 0$ , wenn  $v \leq a/R$ ,  $r_{\min} = R \cdot v - a$ , wenn  $v \leq 2a/R$ , oder  $r_{\min} = R - a(2/v - 1)$ , wenn  $v > 2a/R$  ist. Indem der Inhalt des Kanals um 1 erhöht wird, in den  $r$  zu liegen kommt, lassen sich durch viele simulierte Zerfälle  $N_0$  realistische Ortsverteilungen modellieren. (Beim Zylinder erfolgt das Sortieren ohne Berücksichtigung der  $z$ -Komponente.) Die Kanalinhalte  $N_i$  werden über die Beziehung  $w(r_i) = N_i K / (4\pi \Delta r N_0 A_i)$  in die gesuchte Wahrscheinlichkeitsdichte umgerechnet, wobei  $r_i = (i+0,5) \Delta r / K + r_{\min}$  ist,  $i = 0 \dots K-1$ , sowie  $A_i = r_i^2 + \Delta r^2 / (12K^2)$  für die Kugel oder  $A_i = (r_i + 0,5 \Delta r / K) \cdot a$  für den Zylinder zu setzen sind. Die Korrekturglieder in  $r_i$  und  $A_i$  berücksichtigen sowohl Verschiebungen beim Sortieren von Funktionswerten bis zum linearen Glied als auch die korrekte Verwendung mittlerer Koordinaten bei der Umrechnung in die Wahrscheinlichkeitsdichte.

Ein Beispiel für eine Rechnung zeigt die Abb. 1, bei der mit dem Programm "Kugelhof 2" für die angegebenen Werte eine Verteilung berechnet wurde. Die ältere Version "Kugelhof 1" konnte unterschiedliche Reichweiten in Einschluß und Umgebung nicht berücksichtigen. Eine Kurve (1) wurde mit  $v = 1$  (gleiche Reichweiten) berechnet, um aus der Formel für  $w(r)$  das  $\chi^2/f = 0,843$  bestimmen zu können. Die daraus folgende Wiederholungswahrscheinlichkeit  $P = 72\%$  und die Verzerrung der Verteilung (2) zu kleineren  $r$  bei kürzerer Reichweite im Einschluß sind erwartete Ergebnisse.

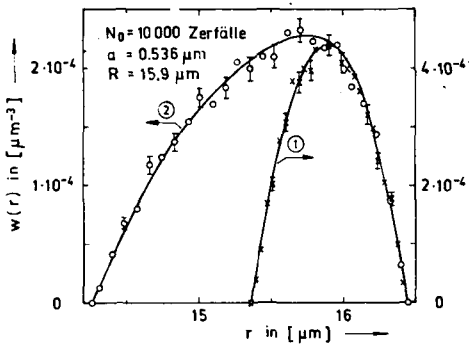


Abb. 1

Ortsverteilung abgebremster Alpha-Teilchen für die angegebene Geometrie. Die Zahlenwerte entsprechen UII in Glimmer.  
 Kurve 1:  $v = 1$ , d.h. gleiche Reichweite inner- und außerhalb des Einschlusses, rechter Ordinatenmaßstab. Eingezeichnete Kurve errechnet:  $\chi^2/f = 0,843$ ,  $P = 72 \%$ .  
 Kurve 2:  $v = 0,494$ , d.h. etwa halbe Reichweite im Einschlußmaterial (reines U), linker Ordinatenmaßstab.

Bei Einschlüssen mit  $a > R$  kann die Alpha-Aktivität auch an der Oberfläche sitzen. Für reine Oberflächenaktivität kann  $w(r)$  mit den Programmen "Kugelschalenhof 2" und "Zylinderschalenhof 2" berechnet werden. Sie sind vereinfachte Varianten der beiden anderen Programme und unterscheiden sich von diesen hauptsächlich dadurch, daß sofort  $r_1 = a$  gesetzt werden kann.

Analytisch ergibt sich für eine Oberflächenaktivität auf der Kugel bei gleichen Reichweiten im Einschluß und im umgebenden Material

$$w(r) = (8 \pi a R r)^{-1} \quad \text{im Bereich } 0 < R-a \leq r \leq R+a .$$

Über Ergebnisse, die mit den genannten Programmen erzielt werden, wird später zu berichten sein.

### 8.14 UNTERSUCHUNGEN ZUR NICHT-LINEAREN OPTIMIERUNG (RECHENPROGRAMME)

G. Winter und F. Donath<sup>1)</sup>

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Methoden der nicht-linearen Optimierung werden im Rahmen der kernphysikalischen Aufgabenstellung in erster Linie angewendet, um ein mathematisch-physikalisches Modell an experimentelle Meßergebnisse anzupassen. Die Zielfunktion  $F(p)$  ergibt sich dabei als Summe über mehrere Terme der Form  $g_i (w_i - f(x_i, p))^2$ , wobei das Modell durch die Rechenvorschrift (Modellfunktion)  $f(x, p)$  bestimmt ist ( $w_i$ : experimentelle Werte,  $g_i$ : Gewichte,  $x_i$ : Werte der unabhängigen Variablen,  $p$ : Vektor der zu bestimmenden Parameter).

Zur Berechnung des Minimums von  $F(p)$  (Methode der kleinsten Quadrate) entwickelt man üblicherweise die Modellfunktion  $f(x, p)$  in eine Taylor-Reihe und vernachlässigt alle Terme, in denen die 2. Ableitung von  $f$  enthalten ist (Taylor-Reihen-Verfahren, TRV). Andererseits können zur Minimalisierung von  $F$  aber auch allgemeinere Verfahren verwendet werden, die eine spezielle Form der Zielfunktion nicht voraussetzen. Für diese Aufgabe hat sich eine Variante des Verfahrens der konjugierten Richtungen, die Variable-Metrik-Methode (VMM), als sehr geeignet erwiesen.

Es wurden vier verschiedene Rechenprogramme anhand zweier Beispiele am Rechenautomaten des ZfK untersucht.

<sup>1)</sup> Praktikant der TU Dresden, Sektion 9, vom 14.5. - 4.8.1973

- A. Das Programm GENOP. Dieses Programm arbeitet nach dem TRV. Falls eine Divergenz auftritt, so wird nach der Methode von Levenberg-Marquard [1] zwischen der Richtung des Gradienten von F und der Richtung des TRV interpoliert. Dieser Algorithmus bildet die Grundlage mehrerer oft verwendeter Optimierungsprogramme in der Abteilung Kernspektroskopie (GAMMA [2], CORIO 9 [3]).
- B. Das Programm SPIRAL. Das Programm wurde nach einer Arbeit von Jones [4] programmiert. Es interpoliert im gleichen Zielgebiet wie das Programm GENOP, jedoch mit anderer Strategie und anderer Technik.
- C. Das Programm VARUS. In diesem VMM-Programm wird die inverse Hesse-Matrix der Funktion F nach der Näherungsformel von Broyden-Fletcher-Shanno [5] sequentiell aus der Einheitsmatrix erzeugt.
- D. Das Programm VMM-2. Ausgehend von der Einheitsmatrix wird in diesem Programm die Hesse-Matrix selbst sequentiell nach einer komplementären Näherungsvorschrift [6] aufgebaut.

Als Beispiele wurden gewählt:

- Das Rosenbrock-Tal  $F(p) = 100(p_2 - p_1^2)^2 + (1 - p_1)^2$  mit den Anfangswerten  $p_1 = -1,2$  und  $p_2 = 1,0$ . Um diese Aufgabe mit den TRV-Programmen lösen zu können, wurde die Modellfunktion  $f(x,p) = 10(1-x)(p_2 - p_1^2) + xp_1$  mit den Variablenwerten  $x_1 = 0$ ,  $w_1 = 0$  und  $x_2 = 1$ ,  $w_2 = 1$  verwendet.
- Die Aufgabe EXP 4 (siehe [7]).

$$F(p) = \sum_{i=1}^{10} (p_3 \exp(-p_1 x_i) - p_4 \exp(-p_2 x_i) - w_i)^2$$

mit

$$w_i = \exp(-x_i) - 5 \exp(-10x_i), \quad x_i = 0,1 \text{ i}$$

und den Anfangswerten  $p_1 = 1$ ,  $p_2 = 2$ ,  $p_3 = 1$ ,  $p_4 = 1$ .

Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 dargestellt.

Tabelle 1

Vergleich verschiedener Optimierungsprogramme  
(Erläuterungen im Text)

Beispiel		A	B	C	D
1	ZF	41	11	185	94
	ZG	23	4	22	34
	FM	$2 \cdot 10^{-15}$	$8 \cdot 10^{-18}$	$8 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-17}$
	ZT	10 s	2,5 s	10 s	10 s
2	ZF	7	14	152	73
	ZG	6	7	21	24
	FM	$5 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{-17}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-19}$
	ZT	13 s	15 s	43 s	35 s

Die Symbole bedeuten: ZF: Anzahl der Funktionswertberechnungen von F; ZG: Anzahl der Berechnungen des Gradienten von F; FM: Erreichter Funktionswert; ZT: Rechenzeit. Alle Programme verwenden numerische Näherungen zur Gradientenberechnung. Die dazu nötigen Funktionswertberechnungen sind in ZF nicht enthalten.

Für das Beispiel 2 können bei anderen Anfangswerten mit den TRV-Programmen so große Parametervariationen auftreten, daß die Exponentialfunktion im Automaten nicht mehr sinnvoll berechnet werden kann. Es besteht deshalb die Möglichkeit, die Variation auf einen vorgebbaren Bereich zu beschränken. Demgegenüber erwiesen sich die VMM-Programme als sehr stabil, was durch etwas größeren Rechenaufwand erkauft wird. Beim Programm C ist ein kumulativer Einfluß der Rundungsfehler typisch, der dadurch ausgeglichen wurde, daß die Prozedur nach 15 Iterationsschritten neu gestartet wurde. Dieser Effekt trat beim Verfahren D nicht auf, da die Konditionierungszahl der Hesse-Matrix überprüft wird und, falls erforderlich, Korrekturen erfolgen.

Nach unserer Meinung ist das Verfahren D insbesondere dann zu empfehlen, wenn die Anfangswerte sehr ungünstig liegen. In der Nähe des Minimums konvergieren die TRV-Programme meistens besser, was eine Kombination beider Methoden sinnvoll erscheinen läßt.

Bei den Programmen A und C besteht die Möglichkeit, die Optimierung auf einen Teil der in der Zielfunktion enthaltenen Parameter zu beschränken und damit eine sukzessive Optimierung bezüglich ausgewählter Gruppen von Parametern vorzunehmen.

#### L i t e r a t u r

- [1] Marquard, D.W., J. Soc. ind. appl. Math. 11 (1963) 431
- [2] Winter, G., ZfK-182 (1969)
- [3] Winter, G., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 172
- [4] Jones, A., The Computer Journal 13 (1970) 301
- [5] Broyden, G., J. Inst. Maths. Applics 6 (1970) 76, 222
- [6] Gill, P.E. and W. Murray, J. Inst. Maths. Applics 9 (1972) 91
- [7] Biggs, M.C., J. Inst. Maths. Applics 8 (1971) 315

#### 8.15 DAS OPTIMIERUNGSPROGRAMM VAROPTI

W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das Programm VAROPTI stellt eine Weiterentwicklung des in [1] beschriebenen Fitprogramms FITAN dar und ermöglicht die Anpassung parameterabhängiger Funktionen an Werteverteilungen nach der Methode der kleinsten Quadrate. Die analytische Angabe der Ableitungen nach den Parametern ist nicht mehr erforderlich. Es muß nur noch eine Funktionsprozedur bereitgestellt werden. Die Ableitungen werden numerisch bei einer Parameteränderung von  $\Delta p = 10^{-4} p$  gebildet. Das Programm gestattet es, durch Datensteuerung aus der Gesamtheit der Parameter jeweils bestimmte Gruppen bis zum Optimum der Anpassung zu variieren und die Anzahl der variierbaren Parameter nach Erreichen des Optimums zu erhöhen. In Fällen mit unsicheren Startdaten oder schlechter Konvergenz ermöglicht dieses Vorgehen auch bei ungünstigen Startwerten ein sicheres Erreichen des Minimums. Die Konvergenz wird durch eine  $\chi^2$ -abhängige Dämpfung nach [2] verbessert, wodurch allerdings ein höherer Rechenzeitaufwand entsteht. Bei Divergenz des errechneten  $\chi^2$  werden die Diagonalelemente der Normalmatrix mit einem Dämpfungsfaktor multipliziert, bei Invertierungsfehlern wird zu diesen Elementen eine Konstante addiert.

Der Abbruch der Iteration erfolgt entweder durch Überschreiten eines Vorgabewertes für die Iterationszahl oder durch Unterschreiten einer Änderungsgröße für  $\chi^2$  oder die Parameter. Am Ende der Rechnung können entweder für die gerade variierten oder für alle Parameter Fehler und Korrelationskoeffizienten ermittelt werden.

Das Programm wurde für folgende Probleme angewendet:

- a) g-Faktor-Bestimmung aus Einzelmessung unter Berücksichtigung von Halbwertszeitabfall und Relaxationsdämpfung
- b) g-Faktor-Bestimmung aus Asymmetrie zweier Messungen mit Feldumkehr für  $\theta = 60^\circ$  oder  $\theta = 45^\circ$
- c) Halbwertszeitbestimmung über exponentiellen Abfall mit Berücksichtigung von Untergrundzeilen
- d) Halbwertszeitbestimmung durch Entfaltung experimenteller Zeitverteilungen
- e) Ge(Li)-Detektor-Effektivitätsdarstellung für verschiedene analytische und halbempirische Ansätze
- f) Gemeinsame Anpassung von  $A_k$ - und Normierungskoeffizienten zur Ermittlung der Winkelverteilung für mehrere Übergänge

Für das letzte Problem wurden aus Gründen des Rechenzeitaufwandes die Ableitungen analytisch bestimmt und der Aufbau der Normalmatrix gegenüber dem sonstigen Verfahren vereinfacht (Programm ANGELUS). Die Invertierung der hier auftretenden Matrizen bis zum Range 65 wurde durch die Prozedur INVMAS [3] ohne Schwierigkeiten bewältigt.

#### L i t e r a t u r

- [1] Fromm, W.D., Jahresbericht ZfK-223 (1971) 164
- [2] Hobbie, R.K. und L. Pinsonneault, Rev. Sci. Instr. 34 (1963) 1445
- [3] Fromm, W.D., ZfK-219 (1971) 12

### 8.16 DAS AUSWERTEPROGRAMM TANCAB ZUR ENERGIEEICHUNG MIT (p,n)-SCHWELLEN

#### D. Netzband

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die genaue Ermittlung von (p,n)-Schwellen ist ein wichtiges Hilfsmittel für die Energieeichung von Tandem-Generatoren. Für die Übergabemessungen des neuen sowjetischen Tandem-Generators haben die sowjetischen Physiker eine einfache und effektive Apparatur entwickelt. Die Tandemenergie wird etwas oberhalb der Schwellenenergie eingestellt. Das dicke Target ist isoliert angebracht und mit einem Kondensator verbunden. Der Strom auf dem Kondensator wird mit einem Stromintegrator integriert. Die Impulse des Stromintegrators schalten den Kanalzähler eines Vielkanalanalysators im multi-scaler-Betrieb weiter. Nach jeweils 100 Impulsen wird der Kondensator entladen und der Kanalzähler auf Null gestellt. Der Kondensator ist so dimensioniert, daß das Target eine Spannung von etwa 30 kV erreicht, die mit einem Elektrometer gemessen werden. Mit diesem Sägezahntrieb wird die Energie variiert.

Die Abb. 1 zeigt eine Anregungsfunktion, die auf diese Weise bei der Reaktionsschwelle von  $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$  gemessen wurde. Da in der Umgebung der Schwelle für dicke Targets die Intensität mit  $(E_p - E_s)^{3/2}$  wächst ( $E_p$  = Energie der Protonen,  $E_s$  = Schwellenergie), gilt für den Kanalinhalt  $N_k$  als Funktion der Kanalzahl  $k$  die Beziehung

$$N_k = F(k) + b \quad \text{mit} \quad F(k) = \begin{cases} a (c-k)^{3/2}, & k < c, \\ 0 & , k \geq c, \end{cases} \quad (1)$$

wenn der Neutronenuntergrund durch die Konstante  $b$  genähert werden kann.  $c$  ist die Kanalzahl, die zur Schwellenergie gehört.

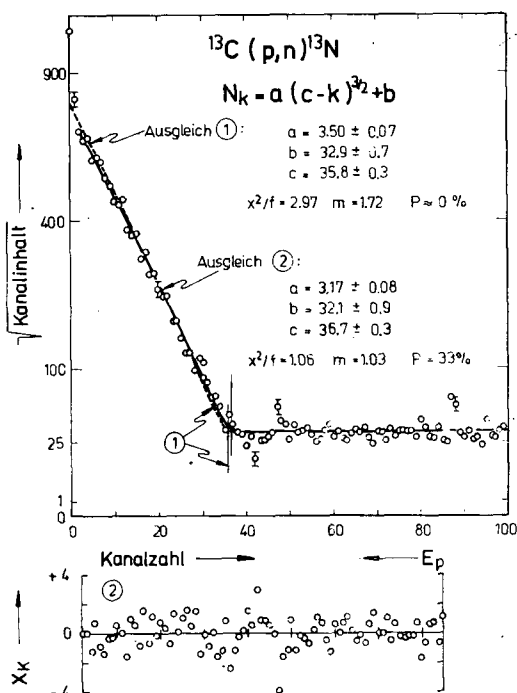


Abb. 1

Gemessene Anregungsfunktion der Reaktion  $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$  bei der Schwellenergie in Wurzel-darstellung. Eingezeichnet sind die durch Ausgleich errechneten Kurven bei Berücksichtigung aller Meßpunkte (1) und der Kanäle 2 bis 85 (2). Die Parametersätze mit ihren Fehlern sind für beide Rechnungen angegeben. Unten sind die gewichteten Verbesserungen  $\chi_k = (N_k - M_k) \cdot N_k^{-1/2}$  der Auswertung 2 dargestellt ( $M_k$  = Meßwert).

Die drei Parameter  $a$ ,  $b$  und  $c$  und ihre Fehler werden mit dem Programm TANCAB durch eine nichtlineare Optimierung nach der Gaußschen Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Die einfache Struktur der auszugleichenden Meßwerte ermöglicht eine programmierte Bestimmung guter Ausgangswerte. Die Berechnung wird abgebrochen, wenn alle Verbesserungen der Parameter kleiner sind als die zugehörigen Fehler.

In der Abb. 1 sind zwei errechnete Ausgleichskurven eingezeichnet. Während für die Auswertung 1 alle Meßwerte ausgeglichen wurden, gingen bei der Auswertung 2 nur die Kanäle 2 bis 85 in den Auswertebereich ein. Nur die Auswertung 2 liefert ein akzeptables  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad  $f$  von 1,06. Das entspricht der Wahrscheinlichkeit  $P = 33 \%$ , um bei einer wiederholten Messung ein größeres  $\chi^2$  zu erhalten. Daraus folgen eine geringe Unlinearität der Apparatur - zumindest im ersten Kanal - und eine ausreichend gute Beschreibung mit Formel (1).

Die Rechnung ergab folgende Werte:

Schritt	a	$\Delta a$	b	$\Delta b$	c	$\Delta c$	$\chi^2/f$
0 <sup>1)</sup>	3,023	0,054	31,68	0,68	37,38	0,31	-
1	3,151	0,075	30,85	0,87	36,78	0,34	1,094
2	3,166	0,075	32,11	0,84	36,72	0,32	1,0636
3	3,169	0,076	32,12	0,86	36,70	0,32	1,0636

<sup>1)</sup> Vom Programm ermittelte Ausgangswerte. Alle Fehlerangaben sind noch nicht mit  $m = \sqrt{\chi^2/f}$  multipliziert!



Für inhomogene Magnetfelder werden der Verlauf der Strahlachse und die längs dieser Achse vom Teilchenstrahl angetroffenen Werte des Magnetfeldes und seiner Gradienten berechnet und ausgedruckt.

Von sehr großem Nutzen erweist sich die Möglichkeit, nicht nur die verschiedenen Parameter des Strahles längs des ionenoptischen Systems zu berechnen, sondern auch bestimmte Eigenschaften des Systems durch Optimierung seiner Elemente zu erreichen.

Solche Eigenschaften können eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung oder ein "cross over" sein. Angepaßt werden für diese Aufgabe die Feldgradienten erster Ordnung zweier beliebiger Elemente des Systems, wie z.B. die zwei Feldgradienten eines Linsenpaares. Das Programm liegt in einer Variante für Rechnungen an der BESM-6 in FORTRAN vor, sowie in FORTRAN mit entsprechenden Unterprogrammen für Rechnungen an der CDC 1604A im VIK Dubna in Verbindung mit dem display der Maschine [1].

#### L i t e r a t u r

- [1] Gersch, H.U. et al., Preprint 9-6253, Dubna, 1972
- [2] Steffen, K.G., High Energy Beam Optics, New York-London-Sydney 1965
- [3] Gersch, H.U., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 (1971) 832

#### 8.18 RECHENPROGRAMME ZUR TEILCHENSPEKTROSKOPIE

E. Hentschel

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

H. Förtsch und G. Zschornack

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Um die Energieschärfe des Tandembeschleunigers für die Zwecke der Teilchenspektroskopie nutzbar zu machen, sind vor allem die folgenden Probleme zu lösen:

- 1) Da die Energieauflösung der Meßapparatur aus mehreren Gründen (Detektor, Kinematik der Teilchenstreuung und Energieabsorption im Target) wesentlich schlechter als die Energieverschmierung des Tandemstrahls ist, muß eine maschinelle Datenauswertung vor allem darauf gerichtet sein, die gemessenen Spektren optimal zu entfalten.
- 2) Es ist eine Untergrund-Elimination zu finden, die nicht nur den kontinuierlichen Untergrund, sondern auch nach Möglichkeit den von anderen Reaktionskanälen oder von Targetverunreinigungen stammenden diskreten Untergrund mit erfaßt. Demnach muß die Peaksuche gegenüber der Peakform hinreichend empfindlich sein.
- 3) Die Energieeichung sollte mit einer Genauigkeit von etwa  $\pm 2$  keV erfolgen. Das erfordert eine Korrektur der Einflüsse von Kinematik und Targetabsorption.

Zur Lösung dieser Probleme mußten für die kernphysikalische Meßdatenauswertung neuartige, aus der technischen Kybernetik entnommene Methoden verwendet werden.

Die optimale Spektrenentfaltung geschieht mit Hilfe eines WIENER-Filters [1], und für die Untergrund-Elimination wurde im Anschluß an die Optimalfilterung eine Korrelationsanalyse erprobt. Das Problem der Energieeichung wurde auf ein-



fache Weise unter Verzicht auf eine Berücksichtigung von Untergrundlinien mit Hilfe von Eichlinien gelöst.

Die Wirkung der Optimalfilterung auf ein mit einem Si(Li)-Detektor aufgenommenes Teilchenspektrum zeigt Abb. 1. Im oberen Teil sind Ausschnitte aus einem Meßspektrum, im unteren Teil die entsprechenden Ausschnitte aus dem Ergebnis der Optimalfilterung dargestellt. Es handelt sich hierbei um die Reaktion  $^{27}\text{Al}(p,p')$ , die am Rossendorfer Tandembeschleuniger mit einer Einschußenergie von 8,9 MeV gemessen wurde. Die Targetdicke von etwa  $90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  bewirkt im  $(p, \alpha)$ -Kanal bereits eine spürbare Linienverbreiterung. Wie die Abbildung zeigt, interpretiert

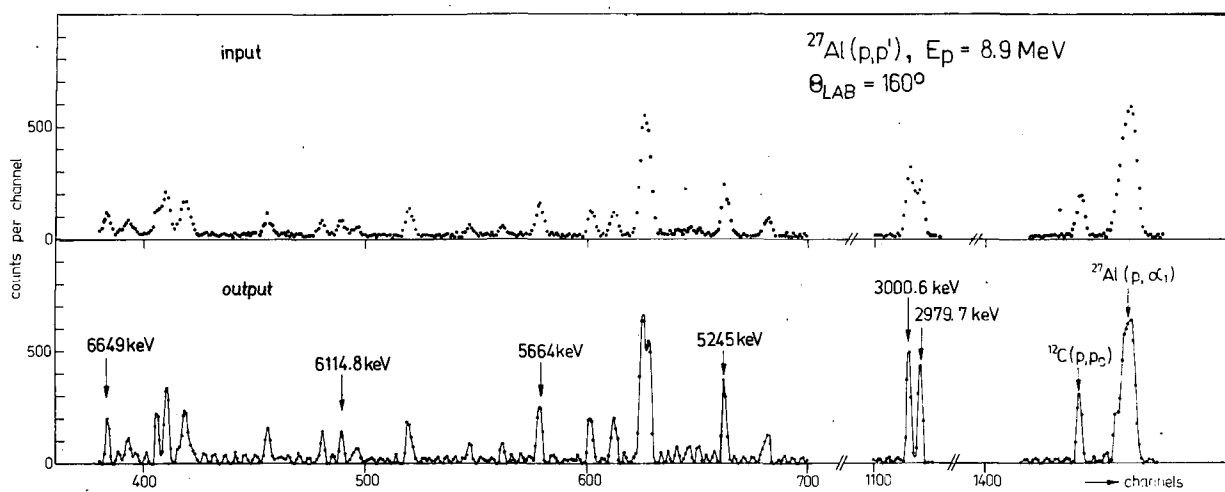


Abb. 1

Wirkung des WIENER-Filters auf ein Teilchenspektrum aus der Reaktion  $^{27}\text{Al}(p,p')$ . Im oberen Teil ist das Filter-Eingangsspektrum, im unteren Teil das Filter-Ausgangsspektrum dargestellt.

das WIENER-Filter die breite  $\alpha$ -Linie bereits als hinreichend langsam oszillierenden Untergrund und reproduziert damit im wesentlichen die gemessene Linienform. Die nicht ganz so breite Linie bei Kanal 626 dagegen wird als Gruppe schmaler Linien teilweise aufgelöst. Ein Vergleich mit kürzlich veröffentlichten Spektrometermessungen für  $^{27}\text{Al}(p,p')$  [2] zeigt, daß hier tatsächlich eine Gruppe von Protonenlinien vorliegt. Die Aufräuhung der statistischen Schwankungen bleibt in vertretbaren Grenzen.

Wie erste Erfahrungen zeigen, kann die hier verwendete Methode der Optimalfilterung auch auf  $\gamma$ -Spektren angewendet werden. Der Untergrund und die Comptonkante werden als langsam veränderliche Strukturen reproduziert, und die  $\gamma$ -Linien werden stärker aufgelöst, wobei eine Verbesserung der Auflösung um den Faktor 2 erreichbar und in günstigen Fällen um den Faktor 3 zu erwarten ist.

#### L i t e r a t u r

- [1] Peschel, M., Anwendung statistischer Methoden in der Regelungstechnik, VEB Verlag Technik Berlin, Reihe Automatisierungstechnik, Band 137 (1972)
- Solodownikow, W.W., Einführung in die statistische Dynamik linearer Regelsysteme, VEB Verlag Technik Berlin und Verlag Oldenbourg München (1963)
- Hentschel, E., zur Veröff. in Nucl. Instr. vorgesehen
- [2] Goss, J.D. et al., Nucl. Instr. 109 (1971) 13

### 8.19 UNTERSUCHUNGEN ZUR ANWENDBARKEIT DER QUADRATISCHEN OPTIMIERUNG FÜR DIE SPEKTRENTENTFALTUNG

E. Hentschel

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Existenz statistischer Schwankungen sorgt bei der Spektrententfaltung für das Zustandekommen negativer Intensitäten. Es ist naheliegend, die Nebenbedingung der Nichtnegativität zu stellen und die Spektrententfaltung als ein Problem der quadratischen Optimierung zu behandeln. Die hierfür geltenden Lösungsmethoden [1] können im vorliegenden Falle wegen der sehr einfachen Restriktionen auf ein einfaches Projektionsverfahren reduziert werden, das sich aus der geometrischen Deutung der Kuhn-Tucker-Bedingungen bei dualer Interpretation des Gleichungssystems ergibt.

Die Anwendbarkeit der quadratischen Optimierung zur Spektrententfaltung ist von vornherein einer prinzipiellen Beschränkung unterworfen. Der Entfaltungsgrad ist durch die Aufrauhung der statistischen Schwankungen begrenzt. Das Optimum ist mit dem Wiener-Filter gegeben. Will man darüber hinaus eine stärkere Entfaltung, d.h. eine weitere Verbesserung der Auflösung erreichen, so hat nur folgende Fragestellung einen Sinn: es wird auf eine Peaksuche verzichtet, man gibt die Lage der Linien auf etwa zwei Kanäle genau vor und benutzt die quadratische Optimierung lediglich dazu, den zu diesen Kanälen gehörenden Inhalt zu bestimmen.

#### L i t e r a t u r

[1] Künzi, H.P. et al., Numerical Methods of Mathematical Computation, Academic Press, New York-London, 1968

Hadley, G., Nonlinear and Dynamic Programming, Reading, Mass.-Palo Alto - London 1964

### 8.20 TPICO - EIN PROGRAMM ZUR VORAUSWERTUNG VON $\gamma$ -SPEKTREN AN KLEINRECHNERN

R. Fülle

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

S. Müller und W. Wawra

Technische Universität Dresden, Sektion Informationsverarbeitung

Für die Vorauswertung von  $\gamma$ -Spektren an den Kleinrechnern des Meßzentrums wurde das Programm TPICO geschrieben. Es ermittelt Lage (Schwerpunkt) und Höhe der Linien im Spektrum und schätzt die Inhalte der Linien ab.

Das Aufsuchen der Linien geschieht nach der Methode der Kreuzkorrelationen [1], [2]. Die Breite des rechteckförmigen Korrelators beträgt drei Kanäle. Der Korrelationsbereich erstreckt sich über 9 Kanäle. Beim Aufbau des Programms wurde z.T. auf bewährte Algorithmen des Programms PICO [3] zurückgegriffen.

Für den vorgesehenen Anwendungsbereich des Programms wurde eine Festkommadarstellung doppelter Genauigkeit als ausreichend betrachtet. Damit konnte der Einsatz des rechenzeit- und speicherplatzaufwendigen Gleitkommapakets umgangen werden. Für die Bestimmung der Linienpositionen resultiert hieraus eine Ungenauigkeit von maximal  $\pm 0,5$  Kanälen.

TPICO verarbeitet Spektren mit einer Länge bis zu 4096 Kanälen. Ein Spektrum kann bis zu 512 Linien enthalten.

Die auszuwertenden Spektren können auf Lochstreifen eingegeben werden. Darüber hinaus ist TPICO bezüglich der Datenfelder mit den Moduln der Meßprogramme kompatibel. Es kann nach Abschluß einer Messung auf Veranlassung des Nutzers die auf den Datenfeldern im Rechner befindlichen Spektren übernehmen.

Die Rechenzeit beträgt bei Auswertung eines Spektrums von 2048 Kanälen an den vorhandenen Kleinrechnern 2 min.

L i t e r a t u r

- [1] Black, W.W., Nucl. Instr. 71 (1969) 317
- [2] Robertson, A., Nucl. Instr. 100 (1972) 317
- [3] Winter, G., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 199

8.21 WINKEL - EIN PROGRAMM ZUR DARSTELLUNG DER WINKELVERTEILUNGSKOEFFIZIENTEN IN ABHÄNGIGKEIT VOM MISCHUNGSPARAMETER

U. Hagemann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Das Programm berechnet die Koeffizienten der Winkelverteilung von  $\gamma$ -Übergängen mit gemischter Multipolarität. Es gilt

$$A_K^{\max}(J_i L_1 L_2 J_f \delta) = \frac{1}{1 + \delta^2} \left\{ B_K(J_i) F_K(J_f L_1 L_1 J_i) + 2 \delta B_K(J_i) F_K(J_f L_1 L_2 J_i) + \delta^2 B_K(J_i) F_K(J_f L_2 L_2 J_i) \right\}$$

mit

$$\delta = \frac{\langle J_f \parallel L_2 \parallel J_i \rangle}{\langle J_f \parallel L_1 \parallel J_i \rangle}$$

Die Werte  $B_K(J_i) F_K(J_f L_1 L_2 J_i)$  werden dem Tabellenwerk [1] entnommen. Die Koeffizienten werden, wie in Abb. 1 dargestellt, als Funktion des Mischungsparameters auf dem Lineprinter ausgedruckt.

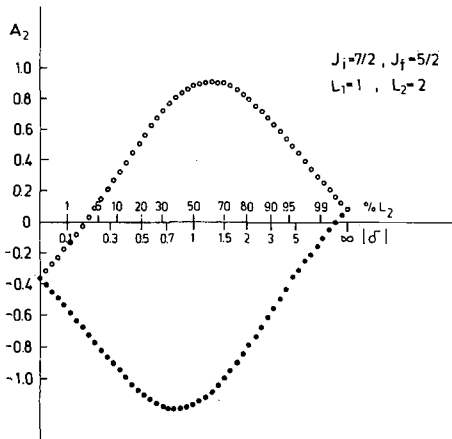


Abb. 1

Winkelverteilungskoeffizient  $A_2$  für einen Übergang  $7/2 \rightarrow 5/2$  der Multipolarität  $L_1 = 1$  in Abhängigkeit von der prozentualen Beimischung der Multipolarität  $L_2 = 2$

- o Mischungsparameter  $\delta$  positiv
- Mischungsparameter  $\delta$  negativ

L i t e r a t u r

[1] Yamazaki, T., Nuclear Data, Sect. 4, Vol. 3, No. 1, August 1967

8.22 MISCH - EIN PROGRAMM ZUR BERECHNUNG GEMISCHTER ZERFALLSKURVEN

U. Hagemann

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Für die nicht selten anzutreffenden Fälle, in denen in einem Atomkern zwei isomere Zustände existieren, ermöglicht dieses Programm die Halbwertszeitkorrektur des bevölkerten isomeren Zustandes.

Die Zerfallswahrscheinlichkeit eines isomeren Zustandes mit der Lebensdauer  $\tau_2 = \frac{1}{\lambda_2}$ , der von einem Niveau mit einer Lebensdauer  $\tau_1 = \frac{1}{\lambda_1}$  angeregt wird, ergibt sich zu

$$dW = \lambda_1 \lambda_2 e^{-\lambda_2 t} \int_0^t e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t'} dt' dt .$$

Falls zusätzlich eine direkte Bevölkering erfolgt, ergibt sich für die Zerfallskurve für das zweite isomere Niveau:

$$N_2(t) \sim \left[ \frac{\lambda_2 - \lambda_1 - \lambda_1 v_{12}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 v_{12}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \right]$$

mit dem Anregungsverhältnis

$$v_{12} = \frac{I_1}{I_2 - I_1} .$$

Das Programm nähert diese Kurve in einzelnen Zeitbereichen durch eine Exponentialfunktion an:

$$N_2(t) \approx e^{-\bar{\lambda} t}$$

Diese Übergangswahrscheinlichkeit  $\bar{\lambda}$  kann mit der experimentell bestimmten Übergangswahrscheinlichkeit aus einem zunächst als einfach exponentiell angenommenen Intensitätsabfall von  $I_2$  verglichen werden.

Im Fall des  $^{107}\text{Cd}$  ergibt sich, daß die Halbwertszeit des Niveaus bei 846 keV mit 12%iger Anregung durch das Niveau mit  $T_{1/2} = 55$  ns bei 2769 keV

$$T_{1/2}(846 \text{ keV}) = 67 \text{ ns}$$

beträgt (siehe Bericht 2.6). Die Analyse der Zeitkurve für den 641 keV-Übergang durch einen einfachen exponentiellen Abfall ergab dagegen  $T_{1/2} = 76$  ns.

### 8.23 HALBWERTSZEITBESTIMMUNG DURCH ENTFALTUNG

W.D. Fromm

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Halbwertszeitbestimmung nach der Slope-Methode ist dann nicht mehr möglich, wenn die apparative Zeitauflösung nicht klein gegen die zu vermessende Halbwertszeit gehalten werden kann. Die Form der apparativen Zeitkurve wird in diesen Fällen dem exponentiellen Abfall der verzögerten Strahlung aufgeprägt. Für die Auswertung ist es gleichgültig, ob die Struktur der Promptkurve ( $\hat{=}$  Zeitkurve ohne verzögerte Anteile) durch begrenzte Zeitauflösung der Detektoren oder durch die Form des Anregungsimpulses entstanden ist.

Ein einfaches Verfahren der Abtrennung der Halbwertszeit stellt die Momentenmethode dar. Die Differenz der Schwerpunktlagen von Promptkurve  $P(x)$  und Zerfallskurve  $N(x)$  liefert die Zerfallskonstante  $\lambda$ . In die zu bildenden 1. Momente

$$M_1(x) = \frac{\sum_k I_k x_k}{\sum_k I_k}$$

geht der Zählinhalt  $I_k$  aus Kanal  $k$  ungewichtet ein. Da insbesondere die stark zum 1. Moment beitragenden Kanalinhalte fern vom Maximum der Kurven sehr klein und daher statistisch unsicher sind, ist die Methode nicht frei von einer gewissen Willkür in der Wahl der Grenzen für die Summation. Die statistischen Unsicherheiten der Zerfallskurve  $N(x)$  sind noch größer, da sie durch Subtraktion des Promptanteils von der gemessenen Verteilung erhalten werden. Verbesserungen dieser Situation werden durch Glättung der Kurven zum Ausgleich der statistischen Fluktuationen oder durch Extrapolation der Zeitkurven auf den Kanalinhalt 0 [1] versucht. Die Bestimmung der Summationsgrenzen und des von den Zeitkurven abziehenden konstanten Anteils bleibt aber auch dann von Einfluß auf das Ergebnis, für das die Angabe eines Fehlers problematisch ist. Höhere Momente werden zur Bestimmung von Lebensdauern meist nicht benutzt, da sich die genannten Schwierigkeiten bei Verwendung höherer Potenzen von  $x$  noch verstärken.

Mathematisch kann die resultierende Zeitkurve  $N(x)$  als Faltungsintegral dargestellt werden:

$$N(x) = \int_{k=0}^x P(k) \exp(-\lambda(x-k)) dk .$$

Für dieses Integral kann man nur in einigen Sonderfällen einen analytischen Ausdruck angeben, der von  $\lambda$  abhängt. Unter der Annahme einer gaußförmigen Promptkurve entsteht z.B. eine Funktion, deren vier Parameter durch Anpassung an die gemessene Zeitverteilung nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt werden können. Die Lebensdauer des  $11/2^-$ -Niveaus in  $^{117}\text{Sb}$  wurde auf diese Weise bestimmt [2]. Gewöhnlich weichen die registrierten Promptkurven aber mehr oder weniger stark von einer Gaußkurve ab, so daß nach allgemeineren Lösungswegen gesucht werden muß.

Wenn davon ausgegangen werden kann, daß die Zeitkurven mit genügender Kanalzahl aufgenommen werden, um Formverfälschungen durch die im Zeitkanal durchgeführte Mittelung auszuschließen, kann man das Integral in eine Summe umwandeln:

$$N(x) = \sum_{k=0}^x P(k) \exp(-\lambda(x-k)) .$$

Dabei läuft  $k$  von 0 bis  $x$ . Es werden also nur Beiträge berücksichtigt, die zeitlich vor dem betrachteten Zeitkanal  $x$  liegen. Da  $P(x)$  mit gemessen wird, ist die Summation ausführbar. Die gemessene Zeitkurve kann dann durch die Funktion

$$F(x) = c_F \lambda \sum_k P(k) \exp(-\lambda(x-k)) + c_P P(x) + c_0$$

beschrieben werden, wobei  $c_F$ ,  $c_P$  und  $c_0$  Konstanten sind. Das Glied mit  $c_P$  berücksichtigt den Beitrag prompter Anteile zur Zeitkurve. Für einen isomeren Übergang ist  $c_P = 1$ , d.h. es trägt nur der prompte Untergrund zu  $F(x)$  bei. Der Faktor  $\lambda$  vor der Summe stammt aus der Normierung

$$\lambda \int_0^{\infty} \exp(-\lambda t) dt = 1,$$

die dazu führt, daß das Verhältnis  $(c_P - 1)/c_F$  bei Übergängen mit Promptbeimischung deren relative Stärke zum verzögerten Anteil angibt.

Das Programm FOLDEX optimiert die in  $F(x)$  enthaltenen vier Parameter nach der Methode der kleinsten Quadrate. Wegen der relativ großen Rechenzeit für einen Funktionsaufruf werden die Ableitungen analytisch gebildet. Es wird das gesamte mehrzeilige Zeitspektrum eingelesen.  $P(x)$  wird aus zwei benachbarten Energiefenstern gewonnen, wobei eine Glättung über 7 aufeinanderfolgende Punkte durchgeführt werden kann. Für die ermittelten Parameter werden Fehler und Korrelationskoeffizienten ausgegeben.

In der Tabelle 1 sind mit verschiedenen Methoden erhaltene Ergebnisse für die Halbwertszeiten des  $11/2^-$ -Niveaus in  $^{141}\text{Pr}$  und des  $3^+$ -Niveaus in  $^{142}\text{Pm}$  (siehe Berichte 2.11 und 2.12) gegenübergestellt. Die von FOLDEX errechneten Werte für die Lebensdauern stimmen gut mit Werten überein, die die Slope-Methode (FITAN) oder die Momenten-Methode (DIKI, siehe Bericht 8.24) liefern.

Tabelle 1

Ergebnisse der Halbwertszeitbestimmungen

Übergang	Programm	$T_{1/2}$ [ns]	Berechnungsintervall	$\chi^2/f$
$^{141}\text{Pr}$ $E_\gamma = 965 \text{ keV}$	FITAN	$5,15 \pm 0,15$	90 ... 190	2,2
	FOLDEX	$5,14 \pm 0,35$	40 ... 190	1,6
	DIKI	$5,06 \pm ?$	50 ... 190	
	DIKI	$4,86 \pm ?$	40 ... 190	
$^{142}\text{Pm}$ $E_\gamma = 241 \text{ keV}$	FOLDEX	$0,97 \pm 0,04$	45 ... 145	1,4
	DIKI	$1,04 \pm ?$	45 ... 145	
	DIKI	$0,92 \pm ?$	60 ... 130	

Zur Abschätzung der Schwankungsbreite wurden beim Programm DIKI mehrere Varianten gerechnet.

Vorteile des für FOLDEX gewählten Verfahrens sind:

- a) Berücksichtigung der gesamten gemessenen Information,
- b) Vermeidung von Differenzbildung,
- c) Unempfindlichkeit gegen Änderungen des Berechnungsintervalls und
- d) realistische Fehlerangabe.

Ein gewisser Nachteil kann in dem durch Iteration und vielfache Summation entstehenden größerem Rechenzeitaufwand gesehen werden.

#### L i t e r a t u r

- [1] Richter, F.W. und J. Schütt, Z. Physik 199 (1967) 422
- [2] Fromm, W.D., ZfK-254 (1973)

### 8.24 PROGRAMME ZUR MASCHINELLEN AUSWERTUNG VON ZEITSPEKTREN

W. Seidel und W. Andrejtscheff

Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Die Algolprogramme DIKI und SLOPE ermöglichen die maschinelle Auswertung von Zeitverteilungen, die mit Energieauswahl bestimmter  $\gamma$ -Übergänge gemessen wurden.

Das Programm DIKI bestimmt numerisch die gesuchte Halbwertszeit nach der Methode der Schwerpunktverschiebung [1], die angewendet wird, wenn die zu messende Lebensdauer kleiner oder gleich der apparativen Zeitauflösung ist. Das Zeitspektrum, das mit Auswahl eines schmalen Energiebereiches ( $\Delta E \approx 2$  keV) gemessen wurde, enthält neben der Zeitverteilung der gewünschten Linie stets eine Komponente, die vom Untergrund stammt. Beide Komponenten (verzögert und prompt) werden durch das Programm voneinander getrennt und ihre Schwerpunktverschiebung bestimmt [2].

Wenn die zu messende Lebensdauer größer als die apparative Zeitauflösung ist, wird zur Bestimmung der Halbwertszeit der lineare Abfall des halblogarithmisch dargestellten Zeitspektrums benutzt. Das Programm SLOPE, eine Anwendungsvariante des allgemeinen Programms zur Parameteroptimierung GENOP [3], fittet den Abfall in eingebbaren Grenzen durch die zweiparametrische Funktion  $f(x) = p(1) \cdot \exp(-\ln 2 \cdot x/p(2))$  an, wobei  $p(2)$  die gesuchte Halbwertszeit des angeregten Niveaus ist.

#### L i t e r a t u r

- [1] Bay, Z., Phys. Rev. 77 (1950) 419
- [2] Manfraß, P. et al., ZfK-255 (1973)
- [3] Winter, G., private Mitteilung

### 8.25 PROGRAMM ZUR BERECHNUNG ABSOLUTER PRÄCOMPOUNDEMISSIONSSPEKTREN DURCH VERWENDUNG DES IMAGINÄRTEILES IM OPTISCHEN POTENTIAL

U. Herrmann, R. Reif, D. Seeliger, K. Seidel und U. Seidemann

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Das auf der BESM-6 laufende FORTRAN-Programm basiert auf der Klassifikation der Präcompoundzustände nach  $n = 3, 5, 7 \dots$  Excitonenzahlen und der statistischen Behandlung des Zerfalles dieser intermediären Zustände, was zur folgenden Formel für die Neutronenemissionswahrscheinlichkeit führt [1]

$$W(E) dE = \sum_{n=3,5,7,\dots} f_n^N \frac{g(n-1, U)}{g(n, E^*)} \left[ \frac{\lambda_c(E)}{\lambda_c(E) + \lambda_n^+(E^*)} \right] \cdot D_n \quad (1)$$

Zur Berechnung absoluter Präcompoumdemissionsspektren werden der Bildungsquerschnitt des Compoundsystems und der in der Teilchenübergangsrate ins Kontinuum  $\lambda_c$  enthaltene inverse Querschnitt dem optischen Potential entnommen und für die Dichten der Zustände  $g$  der für äquidistante Einteilchenniveaus abgeleitete Ausdruck nach [2] verwendet.

Die Übergangsrate der intermediären Zustände in Zustände komplizierter Konfiguration  $\lambda_n^+(E^*)$  stellt wegen der Unkenntnis gemittelter Übergangsmatrixelemente das Hauptproblem bei absoluten Berechnungen dar. Im Hybridmodell [1] wird hierfür die aus freien Nukleon-Nukleon-Querschnitten errechnete Stoßrate in Kernmaterie verwendet. Das vorliegende Programm benutzt den Imaginärteil des optischen Potentials  $W_i$ , der die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines sich im Kern bewegenden Nukleons beinhaltet. Nach [3] ergibt sich

$$\lambda_n^+(E) = \frac{W_i \cdot v}{\sqrt{\hbar^2(E+V)/2m}} \quad (2)$$

( $V$  ist der Realteil des Potentials,  $v$  die Teilchengeschwindigkeit)

Bei den Berechnungen wird der Kern in Radiuszonen mit  $1\lambda \leq R \leq (1+1)\lambda$  eingeteilt und für jede Zone Formel (1) separat ausgewertet. Entsprechend einem Programm von Blann [4] werden die Reduzierung der Loch-Freiheitsgrade und die veränderte Einteilchenniveaudichte, die mit Abnahme der Kernpotentialtiefe in den Zonen des Kernrandes auftreten, berücksichtigt.

Prof. Blann sei für die Übergabe des zugrunde liegenden Programms gedankt.

#### L i t e r a t u r

- [1] Blann, M., Phys. Rev. Lett. 27, No. 6 (1971) 337
- [2] Williams, F.C., Nucl. Phys. A166 (1971) 231
- [3] Kikuchi, K. and M. Kawai, Nuclear Matter and Nuclear Reactions, North Holland, Amsterdam 1968
- [4] Blann, M., Phys. Rev. Lett. 28, No. 12 (1972) 757

#### 8.26 MODULARES PROGRAMMSYSTEM ZUR AUSWERTUNG VON NEUTRONENFLUGZEITSPEKTREN AN DER BESM-6

L. Hantzsch und J. Schöne  
Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Das in [1] und [2] beschriebene modulare Programmsystem zur Auswertung kernphysikalischer Meßspektren wurde nach umfangreicher Testung verbessert und erweitert. Die Erweiterung bezieht sich weniger auf neue Auswertalgorithmen, als vielmehr auf verbesserten Nutzerservice. Außerdem wurden Rahmenprogramme geschrieben, die zur Zusammenschaltung der Moduln, zur Parameterübergabe und zur Ein- und Ausgabeorganisation notwendig sind.



Seit Mai 1973 werden an der Sektion Physik Neutronenflugzeitspektren mit diesem Programmsystem ausgewertet. Dafür existieren zur Zeit die Rahmenprogramme RADI und FIRA.

Die vom Vielkanalanalysator auf Lochstreifen ausgegebenen Meßspektren können mit dem Programm RADI bearbeitet werden. Dieses Programm ruft Moduln auf, mit denen die Spektren zusammengefaßt, die Torzeitkorrektur und die Korrektur bezüglich der Nichtlinearität der Zeitmeßapparatur durchgeführt werden sowie eine Untergrundabtrennung vorgenommen wird. Die aufbereiteten Spektren mit den zugehörigen statistischen Fehlern werden auf einem Datenträger ausgegeben. Außerdem wird ein Lochstreifen hergestellt, mit dem auf dem Zeichenautomaten DIGIGRAF 1008 eine Zeichnung der bearbeiteten Spektren angefertigt werden kann. Ein Beispiel einer solchen Zeichnung zeigt Abb. 1.

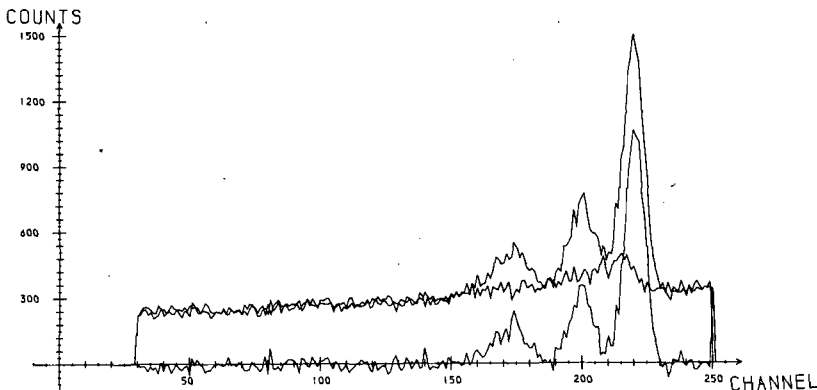


Abb. 1

Neutronenstreuung an Wismut unter  $120^\circ$ , aufbereitet mit dem Programm RADI  
oben: Effektspektrum (Messung mit Streuer)  
Mitte: Untergrundspektrum  
unten: Differenzspektrum

gegebenen Daten wieder einliest und danach die weiteren Auswertemoduln aufruft. Diese umfassen eine Parameterbestimmung aus den Spektrenwerten, eine Entfaltung der Spektren in Peaks an vorgegebenen Stellen ( $Q$ -Werte) sowie die Errechnung der physikalisch relevanten Ergebnisse wie differentielle Wirkungsquerschnitte, Streuwinkel im Schwerpunktsystem u.a.

Den rechenintensivsten Teil des Programms FIRA bildet der Modul FITGS; dessen Test im folgenden Bericht (8.27) beschrieben wird.

#### L i t e r a t u r

- [1] Kaul, U.; H. Klaar, H. König, M. Plicht, Diplomarbeit, TU Dresden, 1972
- [2] Hantzsch, L. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 189

Bedingt durch die Stapelverarbeitung an der BESM-6 empfiehlt es sich aus ökonomischen Gründen, die Auswertung an dieser Stelle zu unterbrechen und vor der rechenintensiven Spektrenentfaltung eine Sichtung vorzunehmen, um Spektren mit eventuellen Meß- oder Eingabefehlern auszu-sondern.

Die Weiterbearbeitung der Spektren erfolgt mit dem Programm FIRA, das die von RADI ausge-

## 8.27 TEST EINES PROGRAMMES ZUR SPEKTRENTFALTUNG

L. Hantzsch und J. Schöne

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Das Programm FITGS ist ein Teil des modularen Programmsystems [1], auf das auch im vorhergehenden Bericht (8.26) Bezug genommen wird. FITGS ist ein Programm zur Spektrenentfaltung nach der Methode von Gauß-Seidel und wird in [2] ausführlich beschrieben. Da FITGS den rechenintensivsten Teil der Spektrenauswertung bildet, wurde dieser Modul vor dem praktischen Einsatz zur Entfaltung gemessener Spektren einer umfangreichen Testung unterzogen.

Zu diesem Zweck steht ein FORTRAN-Programm zur Verfügung, das aus Eingabedaten für Lage, Breite und Höhe entsprechende Gauß-Kurven konstruiert. Die Summe der Gauß-Kurven wird mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators zu einem Pseudomeßspektrum verfälscht. Die Verfälschung erfolgt normalverteilt um die Kurvenpunkte und ist in Standard- und Maximalabweichung steuerbar.

Eine Entfaltung dieses Pseudomeßspektrums müßte theoretisch die ursprünglichen Gauß-Kurven als Ergebnis haben.

Beim Test zeigte sich, daß die Ergebnisse sehr stark von den Anfangsparametern für den Fit abhängen.

Da die Breite und Lage der gemessenen Peaks meistens aus der Literatur bekannt sind, wurde der Fit so konzipiert, daß bei der Optimierung der Parameter als erstes die Höhen variiert werden. Das hat zur Folge, daß der Fit auf Fehler in den Anfangswerten für die Höhen weniger kritisch reagiert als für die beiden anderen Parameter.

Die Abweichung in der Höhe der Ergebnis-Peaks von den exakten betrug durchschnittlich 3 %, obwohl als Anfangshöhen Werte eingegeben wurden, die um 40 % vom exakten Wert abwichen. Die Abweichung in der Breite und in der Lage durften allerdings maximal 5...10 % betragen. Die Trennung von Peaks war ebenfalls zufriedenstellend. So wurden z.B. noch Kurven im Abstand von 3 Kanälen (bei Halbwertsbreiten von 8 Kanälen) befriedigend berechnet.

Die Rechenzeit des Programms FITGS ist stark abhängig von der benutzten Abbruchbedingung. Für die übertriebene Forderung einer  $\chi^2$ -Änderung von  $10^{-6}$  für den Abbruch ergab sich z.B. für 2 Peaks eine Rechenzeit von ca. 45 Sekunden (reine Rechenzeit) an der BESM-6, wobei allerdings 5 Optimierungszyklen durchlaufen wurden. In diesen 5 Zyklen werden die Parameter etwa 500mal neu berechnet und das zugehörige  $\chi^2$  mit dem vorhergehenden verglichen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß mit FITGS die Pseudomeßspektren sehr zufriedenstellend entfaltet werden, wenn bestimmte Bedingungen für die Eingangsparameter beachtet werden.

Auch die Entfaltung wirklicher Meßspektren zeigte gute Ergebnisse, wenn die Kurvenform nicht zu stark von der einer Gauß-Kurve abwich.

### L i t e r a t u r

[1] Hantzsch, L. et al., Jahresbericht ZfK-243 (1972) 189

[2] Kaul, U., H. Klar, H. König, M. Plicht, Diplomarbeit, TU Dresden, 1972

## 8.28 MODULARES PROGRAMMSYSTEM ZUR AUSWERTUNG VON NEUTRONENFLUGZEITSPEKTREN AM KRS 4200

L. Hantzsch, J. Schöne, G. Schmidt und H.J. Wilpert

Technische Universität Dresden, Sektion Physik und Sektion Informationsverarbeitung

Für den Einsatz eines Kleinrechners KRS 4200 zur Steuerung und Auswertung kernphysikalischer Meßprozesse wird ein modulares Programmsystem auf dem Niveau einer Assemblersprache (SYPS 4200) geschaffen. Die Algorithmen für die Spektrenauswertung sind in einer problemorientierten Sprache (ALGOL 60 bzw. FORTRAN) an der BESM-6 getestet worden (siehe Bericht 8.26).

Bisher wurden folgende drei Moduln formuliert:

TOMO - Zusammenfassen mehrerer Effekt- bzw. Untergrundspektren sowie Totzeitkorrektur

PDIF - Korrektur bzgl. der Nichtlinearität der Zeitmeßapparatur

GLAT - Glättung der Spektren

Bei der Programmierung, besonders aber bei der Festlegung der Datenstruktur war zu berücksichtigen, daß die Moduln in Zukunft auch im on-line-Betrieb arbeiten sollen.

Die Moduln wurden auf dem Kleinrechner DDP 516 getestet. Für diesen Rechner ist ein spezielles Betriebssystem vorhanden (ASKO 516/41), das einen beschränkten Befehlsmodus der KRS-Assemblersprache sowie einige qualitative Leistungen des KRS-Echtzeitsteuerprogrammsystems auf der DDP 516 simuliert.

Die semantische Richtigkeit der Moduln wurde überprüft und bestätigt, indem die gleichen Testdaten wie an der BESM-6 verwendet wurden. Ziel des Einsatzes des KRS 4200 in der Meßdatenverarbeitung ist die direkte Kopplung des Rechners an das Experiment und damit eine Echtzeitverarbeitung der anfallenden Daten. Aus den Erfahrungen bei der Arbeit mit dem Kleinrechner DDP 516 und der Programmierung in SYPS 4200 wurde ein Einsatzvorschlag für den on-line-Betrieb des KRS 4200 unterbreitet. Dabei wird darauf orientiert, die Experimentesteuerung sowie die Datenerfassung mit höchster Priorität vorzunehmen und im Hintergrund die Auswertung zu beginnen. Vor allem aus Gründen des geringen Speicherplatzes muß die weitere Auswertung in den Meßpausen off-line durchgeführt werden. Eventuell ist es sogar notwendig, eine quantitative Endauswertung, die sehr viel Rechenzeit und Speicherplatz benötigt, auf einem größeren Rechner vorzunehmen.

### L i t e r a t u r

[1] Schmidt, G. und H.J. Wilpert, Diplomarbeit, TU Dresden, 1973

## 8.29 KUDI - EIN PROGRAMM ZUR NUTZUNG DES ZEICHENAUTOMATEN DIGIGRAF 1008 MIT DER BESM-6

J. Schöne

Technische Universität Dresden, Sektion Physik

Mit Hilfe der in der BESM-6-Programmbibliothek verfügbaren Software für den Zeichenautomaten DIGIGRAF 1008 wurde ein ALGOL-60-Programm für die grafische Darstellung von Kurven in einem Koordinatensystem geschrieben. Die Koordinatenachsen sind digitalisiert. Die zur Zeit nutzbare Variante beschränkt das Maximum der x-Koordinaten auf  $10 \leq \max(x) \leq 1000$ , das der y-Koordinaten kann beliebig positiv sein. Um eine einheitliche Größe der Zeichnungen zu erhalten, werden alle y-Werte auf das Achsenmaximum normiert. Die Zeichnungen des Programms KUDI werden im Original in der Größe  $250 \times 500 \text{ mm}^2$  angefertigt. Diese kann aber durch Maßstabsveränderung am DIGIGRAF 1008 anders eingestellt werden.

Die Kurvenzahl ist theoretisch unbegrenzt. Sie wird lediglich durch den verfügbaren Speicherplatz beschränkt. Die Abb. 1 zeigt ein Beispiel mit 3 Kurven für 256 x-Werte (Kanäle).

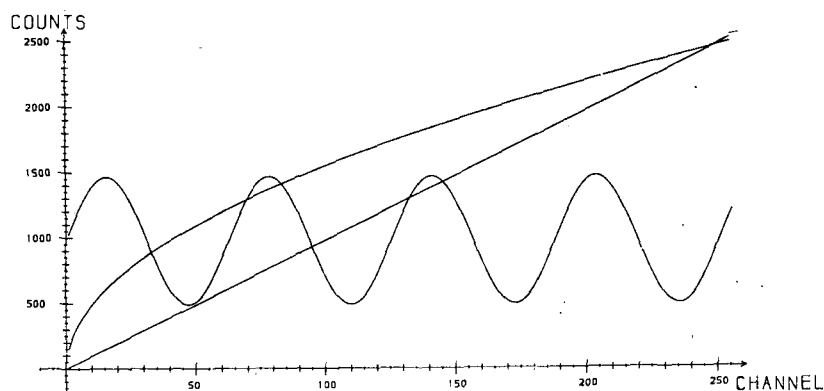


Abb. 1

Drei Testkurven, gezeichnet mit dem Zeichenautomaten DIGIGRAF 1008 durch das Programm KUDI

Mit dem Programm KUDI wird ein Lochstreifen hergestellt, der den Betrieb des DIGIGRAF 1008 steuert.

Nachteilig bei der Nutzung des DIGIGRAF 1008 mit der BESM-6 ist die unrationelle Lochstreifenabgabe. KUDI sollte deshalb nur in Verbindung mit einem rechenintensiven Programm benutzt werden, um eine ökonomische ZE-Auslastung zu gewährleisten.

Prinzipiell kann der Lochstreifen für den DIGIGRAF 1008 auch auf anderem Wege hergestellt werden. Eine Herstellung an einem Schreibautomaten ist allerdings wegen des Blockaufbaus und der ungewöhnlichen Codierung sehr aufwendig.

9. LISTE DER VERÖFFENTLICHUNGEN, DIPLOMARBEITEN, PROMOTIONEN, VORTRÄGE UND VERANSTALTUNGEN

9.1 Im Berichtszeitraum erschienene Veröffentlichungen

9.1.1 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Andreeff, A. und M. Schenk  
Kernphysikalische Methoden in der Kristallographie und Festkörperphysik  
Kristall und Technik 7 (1972) 317

Andrejtscheff, W., F.R. May, L. Münchow und S. Frauendorf  
The influence of 1QP-state equilibrium deformations on E1 transition probabilities  
Physics Letters 44B (1973) 351

Aswad, A., H.R. Kissener, H.U. Jäger und R.A. Eramzhian  
Non-Normal Parity States in  $A = 7$  and 8 Nuclei  
Nuclear Physics A208 (1973) 61

Balarin, M. und G. Otto  
Modification of Surface Layers by Ion Bombardment  
ZfK-237 (1972)

Brinckmann, H.F., D.D. Clark, N.J.S. Hansen und J. Pedersen  
An Isomeric Two-Particle State in  $^{236}\text{U}$   
Physics Letters 43B (1973) 386

Brinckmann, H.F., W.D. Fromm, C. Heiser, H. Rotter, D.D. Clark, N.J.S. Hansen und J. Pedersen  
Nuclear Isomers in  $^{113}\text{Sn}$ ,  $^{111}\text{Sn}$ ,  $^{117}\text{Te}$  and  $^{115}\text{Te}$   
Nuclear Physics A193 (1972) 236

Brinckmann, H.F. und C. Heiser  
Die Impulsaktivierung - eine Methode zur Untersuchung kurzlebiger Kernzustände  
Exp. Tech. d. Phys. 21 (1973) 1

Dönau, F. und D. Janssen  
Boson Description of Collective States II  
Description of odd Vibrational Nuclei  
Nuclear Physics A209 (1973) 109

Dreves, H., R. Taube, J. Jacob und E. Wieser  
Mößbauerspektroskopische Untersuchungen an Eisenphthalocyaninkomplexen  
Mitteilungsblatt d. Chem. Ges. d. DDR 20 (1973) 54

Fromm, W.D.  
Untersuchungen zum Zerfall des  $25/2^+$ -Isomers in  $^{117}\text{Sb}$   
ZfK-254 (1973)

Gareev, F.A., M. Baznat, H.J. Wiebicke und H. Schulz  
Einnukleonentransfer-Reaktionen zu quasiüberschneidenden Niveaus  $1/2^+[660]$  und  $1/2^+[400]$ ,  $3/2^+[651]$  und  $3/2^+[402]$   
JINR P4-6509 (Dubna 1972)

Gersch, H.U.  
Strahlleitung an elektrostatischen Generatoren  
ZfK-246 (1973)

Hagemann, U., K.H. Kaun, W. Neubert, W. Schulze und F. Stary  
Two-quasiparticle isomeric states in doubly-odd Bi nuclei  
JINR E6-6597 (Dubna 1972)  
Nuclear Physics A197 (1972) 111

Hohmuth, K. (Herausgeber)  
Internationale Arbeitstagung über Ionenimplantation in Halbleiter vom 29. bis 31. Mai 1972 in Rossendorf (Titel in russ.)  
ZfK-236 (1972)

Iwe, H. und R. Wunsch  
Einführung in die graphische Methode  
ZfK-241 (1972)

- Kaun, K.H., L. Funke, P. Kemnitz, H. Sodan, E. Will, G. Winter, K.Ya. Gromow, W.G. Kalinnikov, S.M. Kamalchodjaew und H. Strusny  
Decay of  $^{161}\text{Er}$  to  $^{161}\text{Ho}$   
Nuclear Physics A194 (1972) 177
- Kemnitz, P., L. Funke, K.H. Kaun, H. Sodan, G. Winter und M.I. Baznat  
High-spin rotational states in  $^{171}\text{Lu}$  and  $^{173}\text{Lu}$  and evidence for  $\Delta K = 2$  and  $\Delta K = 4$  mixings  
Nuclear Physics A209 (1973) 271
- Kissener, H.R., R.A. Eramzhian and H.U. Jäger  
On the Decay of the Photo Resonance in  $^{14}\text{N}$  and  $^{14}\text{C}$  Nuclei  
Nuclear Physics A207 (1973) 78
- Kühn, B.  
Igor W. Kurtschatow - Initiator und Organisator der sowjetischen Kernforschung  
URANIA 49 (1973) H. 1, S. 36
- Kühn, B.  
Ziel seiner Mühen war der erste Atomstrom  
(zum 70. Geburtstag von Akademiemitglied Prof. I.W. Kurtschatow)  
Neues Deutschland, 10. 2.1973
- Kumpf, H.  
Coulombkorrekturen der pp-Streuparameter und die  $p^2$ -Abhängigkeit der Kernwechselwirkung  
Yadernaja Fisika 17 (1973) 1156
- Kurepin, A.B., H. Schulz und H.J. Wiebicke  
Coupled-channel analysis of 12 MeV proton scattering on  $^{148,154}\text{Sm}$   
Nuclear Physics A189 (1972) 257  
JINR P4-6039 (Dubna 1971)
- Manfraß, P.  
XXII. Allunionskonferenz über Kernspektroskopie und Struktur des Atomkerns in Kiew vom 23. 1. - 3. 2.1972  
Mitteilungen d. Phys. Ges. d. DDR Nr. 43 (1972)
- Manfraß, P. und W. Andrejtscheff  
Abregung der  $1/2^- [541]$ - und  $1/2^+ [411]$ -Banden im  $^{177}\text{Lu}$   
Nuclear Physics A194 (1972) 561
- Manfraß, P., W. Andrejtscheff, F. Dubbers, K.D. Schilling und W. Seidel  
Fortschritte bei der Messung von Nanosekunden-Isomeren am Teilchenstrahl  
ZfK-255 (1973)
- Münchow, L.  
Moderne Probleme der Supraleitung  
ZfK-250 (1973)
- Netzband, D. (Herausgeber)  
Gemeinsamer Jahresbericht 1972  
ZfK-243 (1972)
- Netzband, D.  
X. Krakow-Rossendorf-Seminar über moderne Probleme der Kernphysik in Rossendorf vom 19. - 23. März 1973  
Mitteilungen d. Phys. Ges. d. DDR Nr. 45 (1973)
- Netzband, D. und R. Roß  
Arbeitsberatung über die Synthese und Suche weiterer Transuranelemente im VIK Dubna vom 12.12. bis 15.12.1972  
Mitteilungen d. Phys. Ges. d. DDR Nr. 45 (1973)
- Prade, H., W. Andrejtscheff, P. Manfraß, M. Mohsen, W. Seidel, M.R. Beitins und L.I. Simonova  
Untersuchung von  $^{185}\text{W}$  und  $^{187}\text{W}$  in der  $(n, \gamma)$ -Reaktion  
ZfK-260 (1973)
- Reif, R. und I. Rotter  
Schwerionenphysik  
URANIA 49 (1973) H. 5, S. 14

- Schenk, M.  
Ionenimplantation in Halbleiter  
Wissenschaft und Fortschritt 22 (1972) 488
- Schenk, M.  
Bericht über die International Conference on Defects in Semiconductors  
vom 19.7. - 21.7.72 in Reading/England  
Mitteilungen der DVK 7, 2 (1972) 22
- Schilling, K.D., W. Andrejtscheff, F. Dubbers und P. Manfraß  
Isomeric E1 and M1 transitions in  $^{177}\text{Ta}$  and in neighbouring odd-A Lu and Ta  
isotopes  
Nuclear Physics A208 (1973) 417
- Schintlmeister, J.<sup>†</sup>, H. Beulich, Ch. Heiser, F. Herrmann, J. Hüller,  
D. Netzband, R. Roß, H. Schobbert, R. Münze und D. Nebel  
Eine Suche nach ungeklärter Alpha-Aktivität  
ZfK-220 (1971)
- Weiß, L.  
V. Symposium on Neutron Inelastic Scattering in Grenoble (Frankreich)  
vom 6.3. bis 10.3.1972  
Mitteilungen d. Phys. Ges. d. DDR Nr. 42 (1972)
- Wiebicke, H.J., V.K. Lukyanov und H. Schulz  
Einnukleonentransfer-Reaktionen an deformierten Kernen  
ECHAYA (JINR Dubna) 3 (1972) 993
- Winter, G.  
PICO - Ein Programm zur Linienidentifizierung in  $\gamma$ -Spektren  
ZfK-249. (1973)
- Winter, G., L. Funke, P. Kemnitz und H. Sodan  
E1 interband transitions between rotational bands in odd-proton nuclei  
Nuclear Physics A199 (1973) 1

9.1.2 Technische Universität Dresden, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Experimentalphysik IV

- Arlt, R.  
Symposium über kollektive Beschleunigungsmethoden in Dubna  
Wissenschaft und Fortschritt 23 (1973) 24
- Arlt, R., B. Bajar, I. Vozykla, Z. Vylov, N.G. Zaitzeva, B. Kratzik, J. Liptak,  
A.F. Novgorodov, F. Severa und M. Toshev  
Über die Struktur der Niveaus im Kern  $^{88}\text{Zr}$ , angeregt beim Zerfall von  $^{88\text{m}}\text{Nb}$   
JINR 6-6966 (Dubna 1973)
- Arlt, R., G. Beyer, V.I. Fominych, E. Herrmann, A. Jasinski, G. Ortlepp,  
H. Strusny, H. Tyrroff und S.A. Usmanova  
Ein neuer isomerer Zustand im Kern  $^{134}\text{Pr}$  und angeregte Zustände im Kern  $^{134}\text{Pr}$   
JINR E6-6620 (Dubna 1972)  
Ein neues Isotop  $^{92}\text{Ru}$   
JTEF 13 (1972) 556
- Arlt, R., G. Beyer, W. Habenicht, E. Herrmann und H. Tyrroff  
Zur Identifikation von  $^{78}\text{Rb}$  ( $T_{1/2} = 19$  min)  
Radiochemical and Radioanalytical Letters 10 (1973) 173
- Arlt, R., G. Beyer, K.J. Gromov, B.J. Samolotschikov, N.G. Zaitzeva,  
V.G. Kalinikov, V.V. Kusnezov, A. Potempa, V.I. Raiko, V.S. Roganov,  
A.N. Sinaev, H. Tyrroff, M. Finger, V.A. Chalkin, V.M. Zypko-Sitnikov und  
V.G. Tschumin  
Das Programm JASNAPP - Ergebnisse der Arbeiten und Perspektiven  
JINR CM2-676 (Dubna 1972)
- Arlt, R., V.S. Evseev, H. G. Ortlepp, V.S. Roganov, B.M. Sabirov und H. Haupt  
Der Zusammenhang zwischen der Struktur der Mesoröntgenserie und der Depolarisation negativer Myonen  
JINR P15-7202 (Dubna 1973)

Helfer, H., D. Seeliger und A. Sgonina  
Berechnungen zur Gruppierung von Ionen in Mehrspalt-Klystron-Systemen  
Exp. Tech. d. Phys. 21 (1973) 235

Hermsdorf, D., K. Pasioka und D. Seeliger  
EFFI - Ein Monte-Carlo-Programm zur Berechnung der Nachweiseffektivität eines  
Neutronendetektors mit organischem Szintillator  
Nucl. Instr. Meth. 107 (1973) 259

Hermsdorf, D., H.P. Richter, S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel  
Eine physikalisch begründete Parametrisierungsmöglichkeit für die Spektren und  
Wirkungsquerschnitte der unelastischen Wechselwirkung schneller Neutronen mit  
Atomkernen  
Kernenergie 16 (1973) 252

Kießig, G.  
ELISA - Ein Programm zur Berechnung von Kernwirkungsquerschnitten auf der Grund-  
lage der statistischen Theorien von Hauser/Feshbach und Moldauer  
Forschungsbericht TU Dresden, Sektion Physik (1973)

Musiol, G.  
Die Beschleuniger des VIK Dubna, Teil II  
Physik in der Schule 10 (1972) 299

Musiol, G.  
Entwicklungstendenzen der kernphysikalischen Forschung - Einige Ergebnisse aus  
dem VIK Dubna  
Wissenschaft und Fortschritt 22 (1972) 544; 23 (1973) 19; 23 (1973) 163

Schmidt, D.  
Ein Polarimeter für 3 MeV-Neutronen  
Exp. Tech. d. Phys. 21 (1973) 247

Schmidt, D.  
Stabilisierungseinrichtung für einen 500 kV-Kaskadenbeschleuniger  
Exp. Tech. d. Phys. 21 (1973) 253

Schmidt, D.  
Schneller Tunneliodenimpulsformer mit einstellbarer Eingangsschwelle  
radio fernsehen elektronik 22 (1973) 135

Seeliger, D.  
Internationale Konferenz "Kernstrukturuntersuchungen mit Neutronen" in Budapest  
vom 30. Juli bis 6. August 1972  
Mitteilungen d. Phys. Ges. d. DDR Nr. 44 (1972)

Seidel, K.  
Internationale Sommerschule über Kerndaten für Reaktoren und Reaktorphysik  
in Predeal/SR Rumänien vom 30. August bis 9. September 1972  
Mitteilungen d. Phys. Ges. d. DDR Nr. 44 (1972)

Weidhase, F., P. Eckstein und W. Meiling  
Elektronikbaukasten für Forschung und Lehre  
radio fernsehen elektronik 22 (1973) 19

9.1.3 Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Angewandte  
Kernphysik

Otto, G.  
Suche und Synthese superschwerer Elemente  
Wiss. Zeitschrift der Karl-Marx-Universität Leipzig 22 (1973) H. 2

9.1.4 Bergakademie Freiberg, Sektion Physik, WB II

keine Mitteilung



## 9.2 Diplomarbeiten

### 9.2.1 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

- Goehler, R. Eichmessungen am Rossendorfer Tandembeschleuniger  
TU Dresden
- Große, S. Resonanzformfaktoren für Stripping-Reaktionen zu  
ungebundenen Endzuständen  
TU Dresden
- Keller, H.J. Die Untersuchung der doppelt-ungeraden sphärischen  
Nuklide  $^{142}_{61}\text{Pm}_{81}$  und  $^{144}_{63}\text{Eu}_{81}$   
TU Dresden
- Mücklich, A. Die Untersuchung der Walztextur des Messings bei  
2 % bzw. 4 % Zinkgehalt in Abhängigkeit vom Walzgrad  
TU Dresden
- Rößner, J. Übertragen des Schalenmodell-Programnteils RACK 1  
auf den Rechner des ZfK und Abwandlung für eine Teil-  
chensorte  
TU Dresden
- Süß, M. Untersuchung der Struktur des Kerns  $^{189}\text{Ir}$  mit Hilfe  
der Reaktion  $^{187}\text{Re}(\alpha, 2n\gamma)^{189}\text{Ir}$

### 9.2.2 Technische Universität Dresden, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Experimentalphysik IV

- Brandt, Ch. Optimierung eines großflächigen Neutronendetektors  
zur Flugzeitspektrometrie und Vergleich von dessen  
Eigenschaften mit denen weiterer Neutronendetektoren  
sowie experimentelle Bestimmung der Nachweiseffektivität
- Dippert, R. MOCCA - ein Modul zur Berechnung der Absorptions- und  
Mehrfachstreu korrekturen im Rahmen des modularen  
Programmes zur Auswertung der Spektren unelastisch  
gestreuter Neutronen
- Göbel, J. Neutronenemissionsquerschnitte bei 14 MeV Einschluß-  
energie und Extraktion von Niveaudichteparametern
- Herrmann, U. Untersuchung der Nichtgleichgewichtsprozesse in der  
Kernoberfläche und bei Mehrteilchenreaktionen
- Hinke, D. Herstellung und Erprobung von Targets für Experimente  
am Tandembeschleuniger
- Hoffmann, D. Eine Übersicht zum gegenwärtigen Stand der Untersu-  
chungen auf dem Gebiet der Formisomerie des Atomkernes
- Matschke, M. Kerndaten der unelastischen Streuung von Neutronen der  
Energie 3,44 MeV an  $^{209}\text{Bi}$
- Mohamed, M. Berechnung von differentiellen elastischen Wirkungs-  
querschnitten aus Flugzeitspektren durch Streuung von  
3,44 MeV-Neutronen an  $^{31}\text{P}$  und Gewinnung von optischen  
Modellparametern mit dem Programm 'OPA'
- Paßkönig, K. Untersuchung des Mechanismus der unelastischen  
Streuung schneller Neutronen durch kombinierte Ana-  
lyse der Gleich- und Nichtgleichgewichtsemission
- Pilz, W. Vorbereitung von (p,n)-Experimenten am Tandemgene-  
rator des ZfK Rossendorf unter besonderer Berück-  
sichtigung der Reaktion  $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$

- Riehn, V.                    Untersuchung des Neutroneneinfangs im keV- und MeV-Bereich
- Schmidt, G.  
Wilpert, H.J.                Entwurf eines modularen Programmsystems für einen Kleinrechner zur kernphysikalischen Meßdatenverarbeitung
- Schmidt, R.                   Kopplung von Einteilchen- und Kollektivanregungen in der unelastischen Nukleonenstreuung an ungeraden Kernen
- Skusa, J.  
Wunderlich, L.               Konzeption und Bau eines Sichtgerätes für die Spektren-darstellung

### 9.2.3 Karl-Marx-Universität Leipzig, Arbeitsgruppe Angewandte Kernphysik

- Haase, K.                    Untersuchungen zur Funktionsweise eines thermomechanischen Dosierventils für ein Gaseinlaß-System am 2 MeV-van-de-Graaff-Beschleuniger
- Linke, R.                    Ein elektrostatisches Quadrupollinsensystem zur Fokussierung und automatischen Lageveränderung eines Strahls beschleunigter, geladener Teilchen
- Musiol, E.  
Schaaf, A.                    Theoretische und experimentelle Betrachtungen von Kernreaktionen zur Untersuchung von Fremdatomen in Einkristallen
- Pradler, P.                   Untersuchung zur Winkelabhängigkeit einer Gamma-Abregung am Beispiel der Reaktion  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  bei der Protonenenergie  $T_p = 992 \text{ keV}$
- Zsmijovsky, F.               Aufnahme und Auswertung einiger Protonogramme von Germanium- und Silizium-Einkristallen bei Variation der Kristalltemperatur und Inzidenzenergie der Protonen

### 9.2.4 Bergakademie Freiberg

keine Mitteilung

### 9.3 Promotionen A (Dr.rer.nat.)

#### 9.3.1 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

- Betzl, M.                    6. 7.1973    Methodische Untersuchungen und gerätetechnische Entwicklungen zur Anwendung der Neutronenbeugung für die quantitative Texturanalyse  
TU Dresden
- Dubbers, F.                   5. 7.1973    Messung von Lebensdauern im Nanosekundenbereich am Zyklotronstrahl  
TU Dresden
- El Naiem, A.M.                11. 1.1973   Auswertung der Reaktion  $^{28}\text{Si}(d, p)^{29}\text{Si}$  unter besonderer Berücksichtigung der teilcheninstabilen Endzustände  
TU Dresden
- Grambole, D.                   8. 8.1973    Untersuchung der Kernreaktionen  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$  und  $^{16}\text{O}(d, \alpha)^{14}\text{N}$  im Bereich niedriger Deuteronen-energien  
TU Dresden
- Hagemann, U.                   20. 9.1972   Untersuchung hochliegender isomerer Kernzustände am Strahl des Zyklotrons für schwere Ionen U-300  
TU Dresden

- Kemnitz, P. 19. 6.1973 Die Untersuchung von Rotationszuständen in ungeraden deformierten Kernen  
TU Dresden
- Mohsen, M.M.A.L. 9. 8.1973 Systematische Betrachtungen zum thermischen Neutroneneinfang in doppelt geraden Targetkernen des Massenbereiches  $164 \leq A \leq 186$   
TU Dresden
- Naehring, F. 10. 7.1973 Superhyperfeinstruktur (SHFS) in der paramagnetischen Elektronenresonanz (EPR) von  $Gd^{3+}$  in  $CdF_2$   
TU Dresden
- Stiehler, T. 20. 6.1973 Die Anwendbarkeit der Watson-Migdal-Theorie bei der Bestimmung der Proton-Proton- und Neutron-Proton-Streulänge aus den Reaktionen  ${}^3He(d,pt)p$  und  ${}^3He(d,p){}^3He+n$   
TU Dresden

### 9.3.2 Technische Universität Dresden

- Hermsdorf, D. 29. 3.1973 Untersuchung der Struktur hochangeregter Kerne und des Reaktionsmechanismus der unelastischen Streuung von 14 MeV-Neutronen  
Sassonoff, S.

### 9.3.3 Karl-Marx-Universität Leipzig

- Dolak, W. 12. 6.1973 Untersuchungen zum Mechanismus der Reaktion  ${}^{12}C(d,p){}^{13}C$  im Energiebereich  $E_d = 0,92$  MeV bis 1,3 MeV
- Lehmann, D. 27. 6.1972 Untersuchungen zur Reaktion  ${}^{12}C(d,p){}^{13}C$  für Deuteronenenergien um 1,20 MeV  
Treffkorn, H.J.

### 9.3.4 Bergakademie Freiberg

keine Mitteilung

### 9.4 Promotionen B (Dr.sc.nat.)

#### 9.4.1 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

- Funke, L. und 19. 6.1973 Die Untersuchung von Rotationszuständen in ungeraden deformierten Kernen  
Winter, G.
- Kumpf, H. und 22. 9.1972 Zur Frage der Ladungssymmetrie und Ladungsabhängigkeit der Kernkraft  
Mösner, J.

### 9.5 Ernennung

7. 9.1973 Herr Dr.sc.nat. B. Kühn zum Professor für Kernphysik an der AdW der DDR

9.6 Vorträge, die außerhalb des eigenen Kollektivs gehalten wurden

9.6.1 Zentralinstitut für Kernforschung Rossendorf, Bereich 2

Andrejtscheff, W.

Equilibrium deformations and transition probabilities in deformed nuclei <sup>d)</sup>

Andrejtscheff, W., P. Manfraß, H. Rotter, K.D. Schilling und W. Seidel

Delayed transitions in odd-neutron deformed nuclei

Thesen S. 53 <sup>g)</sup>

Andrejtscheff, W., F.R. May, L. Münchow und S. Frauendorf

The influence of 1 QP-state equilibrium deformations on E1 transition probabilities

Thesen S. 48 <sup>g)</sup>

Andrejtscheff, W., P. Manfraß, F.R. May, L. Münchow und S. Frauendorf

The influence of 1 QP-state equilibrium deformations on E1 transition probabilities <sup>h)</sup>

Andrejtscheff, W., P. Manfraß, H. Prade, K.D. Schilling und G. Winter

Calculations of E1, M1 and E2-interband absolute  $\gamma$ -ray transition probabilities in <sup>163,165</sup>Er <sup>h)</sup>

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

Nanosecond isomeric states in deformed nuclei <sup>h)</sup>

Arlt, R., G. Beyer, P.M. Gopitsch, W. Neubert, H. Ortlepp, J. Jasinski und H. Jachim

Untersuchung der Gamma-Strahlung beim Zerfall des <sup>125</sup>Ba (in russ.)

Thesen S. 94 <sup>g)</sup>

Arlt, R., P.M. Gopitsch, W. Neubert, H. Ortlepp und J. Jasinski

Das Gamma-Spektrum des Zerfalls <sup>123</sup>Ba — <sup>123</sup>Cs (in russ.)

Thesen S. 91 <sup>g)</sup>

Aswad, A., H.R. Kissener, R.A. Eramzhian und H.U. Jäger

The Structure of the Giant Resonance in 1p Shell Nuclei

Konferenzbeitrag zur International Conference on Photonuclear Reactions and Applications, Asilomar/Kalifornien, März 1973

Aswad, A., H.R. Kissener, H.U. Jäger und R.A. Eramzhian

Zerfall der Photo-Riesenresonanz in <sup>7</sup>Li und <sup>8</sup>Be <sup>g)</sup>

Balarin, M. und M. Schenk

Strahleninduzierte Phasenumwandlungen

Allunions-Herbstschule "Strahleneffekte", Tbilissi Okt. 1972

Barz, H.W.

Beschreibung von elastischen und nichtelastischen Prozessen in der Theorie von Mahaux und Weidenmüller

Arbeitstagung über die Methoden der starken Kanalkopplung in der Theorie der Kernreaktionen, Dubna, 24.4. - 26.4.1973

Barz, H.W., I. Rotter und J. Höhn

Beschreibung der Resonanzstruktur der Reaktion <sup>15</sup>N+n im Kontinuum-Schalenmodell <sup>f)</sup>

Barz, H.W., I. Rotter und J. Höhn

Coupled channel calculations in the continuum shell model <sup>h)</sup>

Barz, H.W., I. Rotter und J. Höhn

Continuum shell model calculations including 2p-2h configurations

Symposium "Correlations in Nuclei", Balatonfüred/Ungarn, 1973

Bersins, J., H. Sodan und P. Kemnitz

Die Rotationsbanden  $7/2^- [503]$  und  $11/2^+ [615]$  in <sup>187</sup>O<sub>8</sub> (in russ.) <sup>h)</sup>

Eichhorn, F.

Dynamische Neutroneninterferenzen und ihre Anwendung

Herbstschule "Dyn. Interferenztheorie" in Stolberg/Harz, 30.10. - 7.11.1972

Eramzhian, R.A., H.U. Jäger und H.R. Kissener  
Riesenresonanz der Photoabsorption in 1p-Schalen-Kernen  
Internationales Seminar über "Elektromagnetische Wechselwirkungen bei niedrigen  
und mittleren Energien", Moskau, Dezember 1972

Fromm, W.D., H.F. Brinckmann, C. Heiser, F.R. May, H. Rotter und V.V. Paschke-  
wich  
Evidence for rotational-like structure in  $^{117}\text{Sb}$  h)

Fülle, R.  
Der Einsatz von Prozeßrechnern im ZfK Rossendorf  
Kolloquium der AdW, Zeuthen, 22.9.72  
ZfR-Informationen ZfR-C-7203

Fülle, R.  
Die Entwicklung der Physik und ihr Anteil am wissenschaftlich-technischen Fort-  
schritt in der DDR  
Vortrag im Rahmen der Lehrerweiterbildung, Juli 1973

Funke, L.  
Multiplett splitting and isomerism in  $^{142}\text{Pm}$  and  $^{144}\text{Eu}$  d)

Funke, L.  
Proposals for investigations of the moment of inertia for  $\gamma$  bands at high  
angular velocities and for the investigation of rotational  $\gamma$  bands in odd-mass  
nuclei of type "back-bending" core + single nucleon  
Meeting for discussions on proposals for the improved Stockholm cyclotron,  
Turku/Finnland, August 1973

Funke, L., W.D. Fromm, H.J. Keller, R. Arlt und P. Gopitsch  
Multiplett splitting and isomerism in the  $N = 81$  nuclei  $^{142}\text{Pm}$  and  $^{144}\text{Eu}$  h)

Funke, L., P. Kemnitz, H. Sodan, E. Will und G. Winter  
The  $1/2^- [541]$  band in  $^{167}\text{Tm}$  and  $^{169}\text{Tm}$  h)

Gersch, H.U.  
Survey lecture on nuclear reaction activities at ZfK Rossendorf d)

Gippner, P., K.H. Kaun, W. Neubert, F. Stary und W. Schulze  
Isomere Zustände in  $^{199}\text{Bi}$  und  $^{201}\text{Bi}$  (in russ.)  
Thesen S. 141 §)

Gippner, P., K.H. Kaun, W. Neubert, F. Stary, W. Schulze und S. Frauendorf  
Hochspin-Rotations-Zustände in  $^{164}\text{Yb}$  und  $^{180}\text{Os}$   
Thesen S. 112 §)

Gippner, P., K.H. Kaun, W. Neubert, F. Stary und W. Schulze  
Untersuchung der KX-Strahlung bei der Bestrahlung von Festkörpertargets mit  
150 MeV-Xenonionen (in russ.)  
Thesen S. 163 §)

Gröttschel, R., B. Kühn, H. Kumpf, K. Möller, J. Mösner, G. Schmidt,  
T. Stiehler und S. Tesch  
Neutron-neutron scattering length and breaking on charge symmetry h)

Hagemann, U., H.F. Brinckmann, W.D. Fromm, C. Heiser und H. Rotter  
New isomeric state in  $^{107}\text{Cd}$   
Thesen S. 83 §)

Hagemann, U., H.F. Brinckmann, W.D. Fromm, C. Heiser und H. Rotter  
Observation of an  $11/2^-$  band in  $^{107}\text{Cd}$  h)

Heiser, C., H.F. Brinckmann, W.D. Fromm, U. Hagemann und H. Rotter  
An isomeric three-quasiparticle state in  $^{105}\text{Cd}$   
Thesen S. 81 §)

Hentschel, E.  
Wiener Filter für Meßdaten-Auswertung d)

Iwe, H.  
Grundlagen der Streutheorie a)

Jäger, H.U., H.R. Kissener und R.A. Eramzhian  
Mikroskopische Modelle von Riesenresonanzen  
Internationales Seminar "Elektromagnetische Wechselwirkungen von Atomkernen  
bei niedrigen und mittleren Energien", Moskau, Dezember 1972

Jäger, H.U., H.R. Kissener und R.A. Eramzhian  
Zerfall von Zuständen im Gebiet der Riesenresonanz bei der Photoabsorption in  
Kernen mit  $A = 14$  <sup>c)</sup>

Janssen, D.  
Das Schalenmodell des Atomkerns <sup>a)</sup>

Kaun, K.H., W. Neubert, F. Stary, W. Schulze und U. Hagemann  
Neue Isomere mit Spin  $10^-$  in  $^{198}\text{Bi}$  und  $^{200}\text{Bi}$  (in russ.) <sup>c)</sup>

Kemnitz, P.  
Rotational Bands in Odd-proton Nuclei <sup>c)</sup>

Kemnitz, P., L. Funke, H. Sodan, M. Süß und G. Winter  
Strongly perturbed rotational bands in  $^{187}\text{Ir}$  and  $^{189}\text{Ir}$  <sup>h)</sup>

Kissener, H.R., A. Aswad, H.U. Jäger und R.A. Eramzhian  
The Decay of the Photo Giant Resonance of  $1p$  Shell Nuclei  
Konferenzbeitrag zur International Conference on Photonuclear Reactions and  
Applications, Asilomar/Kalifornien, März 1973

Kissener, H.R., A. Aswad, R.A. Eramzhian und H.U. Jäger  
Müon-Einfang an  $^{14}\text{N}$   
Konferenzbeitrag zur 5. Internationalen Konferenz über Hochenergiephysik und  
Kernstruktur in Uppsala/Schweden, Juni 1973

Kissener, H.R., A. Aswad, H.U. Jäger und R.A. Eramzhian  
Shell model analysis of photo reactions on  $A = 13$  nuclei <sup>h)</sup>

Kühn, B.  
Das am Rossendorfer Tandemgenerator geplante physikalische Programm  
Rat für niedrige Energien des VIK Dubna, Dubna, 22.11.1972

Kühn, B.  
Der Rossendorfer Tandemgenerator und das an ihm geplante physikalische Programm  
Seminar im IfH der AdW in Zeuthen, 25.1.1973

Kühn, B.  
Neuer sowjetischer Tandemgenerator für 10 MeV des ZfK Rossendorf (in russ.) <sup>c)</sup>

Kühn, B.  
Survey lecture on few nucleon reaction activities at ZfK Rossendorf <sup>d)</sup>

Kumpf, H.  
Coulomb Correlations in Proton-Proton-Scattering and Nonlocality of Nuclear  
Forces <sup>d)</sup>

Manfraß, P., W. Andrejtscheff und K.D. Schilling  
Absolute  $\gamma$ -ray transition probabilities in  $^{179}\text{Ta}$  and  $^{183}\text{Re}$   
Thesen S. 133 <sup>e)</sup>

Manfraß, P., W. Andrejtscheff, K.D. Schilling und W. Seidel  
Timing with Ge(Li) detectors including pulse shape selection  
Thesen S. 170 <sup>e)</sup>

May, F.R.  
Beschreibung deformierter Kerne <sup>a)</sup>

May, F.R.  
Zur Mischung von Rotationsbanden mit  $\Delta K > 1$  (in russ.) <sup>c)</sup>

May, F.R., S. Frauendorf, L. Münchow und N. duy Thang  
Phenomenological approach for rotational and quasi-rotational bands <sup>h)</sup>

May, F.R., S. Frauendorf und L. Münchow  
Microscopical approach for the  $\Delta K \neq 1$  band mixing <sup>h)</sup>

- May, F.R., S. Frauendorf und L. Münchow  
An explanation for the Coriolis force attenuation <sup>h)</sup>
- May, F.R. und L. Münchow  
Band mixing in <sup>43</sup>Sc <sup>h)</sup>
- May, F.R., L. Münchow und S. Frauendorf  
Band mixing and attenuation factors <sup>h)</sup>
- May, F.R., L. Münchow und S. Frauendorf  
Microscopical approach for the  $\Delta K \neq 1$  band mixing <sup>h)</sup>
- Münchow, L.  
Theoretische Arbeiten im ZfK Rossendorf (in russ.) <sup>d)</sup>
- Netzband, D.  
Ausgleichsrechnung <sup>a)</sup>
- Netzband, D.  
The physical programmes for the tandem in Rossendorf <sup>d)</sup>
- Reinhardt, H.  
Beschreibung kollektiver Anregungen <sup>a)</sup>
- Rotter, H.  
Experimentelle Möglichkeiten am Isochron-Zyklotron U-120 M  
Arbeitstagung: "Beratung zur Rekonstruktion des Z-U-120 und seiner Anwendung bei der Lösung physikalischer Probleme" in Ceske Budevice, 14.5. - 19.5.1973
- Rotter, I.  
Beschreibung der Resonanzstruktur der Reaktion <sup>15</sup>N+n im Kontinuum-Schalenmodell <sup>f)</sup>
- Rotter, I.  
Continuum shell model calculations including 2p-2h configurations  
Symposium "Correlations in Nuclei", Balatonfüred/Ungarn, 3.9. - 8.9.1973
- Rotter, I.  
On Quasi-Elastic Reactions with Knock-Out of a Nucleon Group  
Konferenzbeitrag: Fifth International Conference on High-Energy Physics and Nuclear Structure, Uppsala/Schweden, Juni 1973
- Rudolph, W.  
Zur Wechselwirkung schwerer geladener Teilchen mit Festkörpern  
TU Dresden, Sektion Physik, Bereich EP IV, 19.6.1973
- Schenk, M.  
Strahlenwirkung in Festkörpern  
Jahreshaupttagung d. Phys. Ges. d. DDR, Berlin, Mai 1973
- Schöneich, J.  
Beam monitoring systems  
Internationale Arbeitstagung über Ionenimplantation in Swierk, 24.9. - 26.9.1973
- Seidel, W., K.D. Schilling, W. Andrejtscheff und P. Manfraß  
Nanosecond lifetime measurements in odd-odd deformed nuclei  
Thesen S. 110 <sup>g)</sup>
- Sodan, H.  
Arbeiten über Aktivitäten der Kernspektroskopie im ZfK (in russ.) <sup>d)</sup>
- Sodan, H.  
Untersuchung zur Struktur angeregter Kernzustände am Strahl des Rossendorfer Zyklotrons und 10 MeV-Tandemgenerators (in russ.) <sup>g)</sup>
- Sodan, H.  
Band structure in <sup>107</sup>Cd <sup>h)</sup>
- Sodan, H., J. Bersins, W.D. Fromm, L. Funke, P. Kemnitz, E. Will und G. Winter  
Rotational bands in <sup>185</sup>Os and <sup>187</sup>Os <sup>h)</sup>
- Stiehler, T.  
Interpretation of Nuclear Coincidence Spectra by Monte-Carlo-Simulation <sup>d)</sup>

Syhre, H.  
Grundlagen und Anwendungen der Gitterkonstantenbestimmung aus Vielkristallinterferenzen  
Tagung "Röntgenfeinstrukturuntersuchungen an Vielkristallen", Freiberg, 21.9. - 22.9.1972

Tyrroff, H.  
Implanter ion source  
Internationale Arbeitstagung über Ionenimplantation in Swierk, 24.9. - 26.9.1973

Ulrich, H.  
Röntgenspektrometer mit Si(Li)-Detektor  
Humboldt-Universität Berlin, Gremium Problemdiskussion "Ionenimplantation", 20.6.1973

Wiebicke, H.J. und L. Münchow  
A weak coupling model for the description on the rotational spectrum on the deformed nucleus  $^{29}\text{Si}$  <sup>h)</sup>

Winter, G.  
In beam experiments with protons from the new Tandem accelerator in Rossendorf <sup>d)</sup>

Winter, G., W. Andrejtscheff, L. Funke, P. Manfraß und H. Sodan  
New levels in  $^{175}\text{Lu}$  excited in the  $^{176}\text{Yb}(p,2n)$  reaction  
Thesen S. 129 <sup>g,h)</sup>

Winter, G., W. Andrejtscheff, L. Funke, P. Manfraß und H. Sodan  
The rotational bands  $1/2^+[411]$  and  $1/2^-[541]$  in  $^{175}\text{Lu}$  <sup>h)</sup>

Wünsch, R.  
Einführung in die graphische Methode <sup>a)</sup>

#### 9.6.2 Technische Universität Dresden

Arlt, R.  
Mesonen und ihre Anwendung bei physikalischen und chemischen Untersuchungen <sup>e)</sup>

Habenicht, W.  
Kleinrechnereinsatz in der Kernspektroskopie <sup>b)</sup>

Hantzsch, L.  
Der Dialog zur nutzerfreundlichen Kommunikation zwischen Nutzer und Rechner <sup>b)</sup>

Hermsdorf, D.  
Spezielle Probleme der Anwendung der Monte-Carlo-Methode  
AG EP 3 der Sektion Physik, TU Dresden, 30.11.1972

Hermsdorf, D.  
Parametrisierung von Spektren der unelastischen Streuung <sup>b)</sup> schneller Neutronen auf der Grundlage der Untersuchung des Reaktionsmechanismus <sup>b)</sup>

Hermsdorf, D.  
Möglichkeiten zur Messung und Einschätzung von Neutronenkerndaten in der AG EP 4 der Sektion Physik der TU Dresden  
Frühjahrsschule der Reaktorphysik, Papstsdorf, 12.3. - 16.3.1973

Hermsdorf, D., S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel  
Differentielle Querschnitte der unelastischen Wechselwirkung von 14 MeV-Neutronen auf der Grundlage einer physikalisch begründeten Parametrisierungsmethode (in russ.) <sup>f)</sup>

Hermsdorf, D., S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel  
Separation of Pre-Equilibrium and Equilibrium Emission in Spectra of Inelastic Neutron Scattering <sup>h)</sup>

Hermsdorf, D., S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel  
Widths of Pre-Equilibrium States from Absolute  $(n,n')$ -Spectra <sup>h)</sup>

Hirsch, W.  
Vorschlag zur Realisierung eines CAMAC-Anschlusses <sup>b)</sup>



- Höhn, J.  
Photokernprozesse im Kontinuumsschalenmodell <sup>b)</sup>
- Ignátjuk, A.V., D. Hermsdorf, S. Sassonoff, D. Seeliger und K. Seidel  
Spinabschneidefaktoren aus der unelastischen Streuung von 14 MeV-Neutronen für die Berechnung der Wechselwirkung von Teilchen im Atomkern (in russ.) <sup>f)</sup>
- Kießig, G.  
Künftiger Einsatz des verbesserten Hauser-Feshbach-Programms ELISA <sup>b)</sup>
- Kießig, G. und R. Reif  
Hauser-Feshbach Corrections to the DWBA-Calculations of  $^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$  at 10 MeV <sup>h)</sup>
- Kloß, G.  
SI1.2-Anschluß an einen Kleinrechner des ZfK-Meßzentrums für die programmierte Datenübertragung <sup>b)</sup>
- Meiling, W.  
Das System CAMAC zum Anschluß kernelektronischer Geräte an Rechner <sup>b)</sup>
- Musiol, G.  
Entwicklungsperspektiven des VIK Dubna <sup>e)</sup>
- Ortlepp, H.G.  
Formisomerie im Bereich mittelschwerer Kerne <sup>g)</sup>
- Pilz, W., J. Rumpf und D. Schmidt  
Methodische und physikalische Aspekte bei der Vorbereitung der Neutronenexperimente am Tandem des ZfK <sup>b)</sup>
- Reif, R.  
Superschwere Kerne <sup>b)</sup>
- Reif, R.  
Einige Anwendungen kernphysikalischer Ergebnisse in der Astrophysik  
Antrittsvorlesung, Februar 1973
- Reif, R.  
Nichtgleichgewichtsprozesse bei Kernreaktionen <sup>e)</sup>
- Reif, R.  
Microscopic description of direct inelastic nucleon scattering  
Hauptvortrag auf der Arbeitstagung über die Methode der gekoppelten Kanäle in der Theorie der Kernreaktionen, VIK Dubna, April 1973
- Reif, R.  
Density-dependent effective interactions and inelastic scattering <sup>h)</sup>
- Sassonoff, S.  
Strukturaussagen über hochangeregte Kerne aus Neutronenemissionsspektren <sup>b)</sup>
- Sassonoff, S.  
Intermediäre Prozesse aus der Analyse der Nichtgleichgewichtsemission <sup>b)</sup>
- Schöne, J.  
Programme zur Auswertung von Neutronenspektren und ihre Anwendungsmöglichkeiten auf Groß- bzw. Kleinrechnern <sup>b)</sup>
- Seeliger, D.  
Neuere Entwicklungen von Nichtgleichgewichtstheorien zur Beschreibung des Mechanismus von Kernreaktionen <sup>b)</sup>
- Seeliger, D.  
Modellvorstellungen zur Beschreibung des Überganges zum statistischen Gleichgewichtszustand bei Kernreaktionen  
Seminarvortrag, KMU Leipzig, Februar 1973
- Seeliger, D.  
Aktuelle Aufgaben und Perspektiven der Untersuchungen von Neutron-Kern-Wechselwirkungen  
Arbeitsgemeinschaft Kernwissenschaften, TU Dresden, Februar 1973

Seeliger, D.  
Kernphysikalische Forschungsarbeiten an der Sektion Physik der TU Dresden <sup>d)</sup>

Seeliger, D.  
Erkenntnistheoretische und praktische Bedeutung von Untersuchungen der Neutron-Kern-Wechselwirkungen  
Physikalisches Kolloquium, TU Dresden, März 1973

Seeliger, D., K. Seidel, D. Hermsdorf, S. Sassonoff und V.D. Tonejev  
Untersuchung des Mechanismus der unelastischen Streuung von 14 MeV-Neutronen an Atomkernen in einem breiten Bereich der Massenzahl A (in russ.) <sup>f)</sup>

### 9.6.3 Karl-Marx-Universität Leipzig, Sektion Physik, Arbeitsgruppe Kernphysik

Geist, V.  
Ionometrische Untersuchungen an  $A_{III}B_V$ -Verbindungen  
Leipzig, 28.2.1973

Geist, V.  
Ergebnisse der Implantationsdotierung und ihre ionometrische Charakterisierung  
Frühjahrsschule Kühlungsborn, 12.3.1973

Lehmann, D. und H.J. Treffkorn  
A Study of the Reaction  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  near 1.20 MeV <sup>c)</sup>

Otto, G.  
Suche und Synthese transuraner Elemente  
Urania-Leipzig, Dezember 1972

Otto, G.  
Activities on Nuclear Physics at the Institute of Physics <sup>d)</sup>

Otto, G.  
Das Vereinigte Institut für Kernforschung Dubna/UdSSR  
Leipzig, 24.5.1973

Otto, G.  
Über Forschungsaufgaben im VIK Dubna  
Maritimes Observatorium Zingst, 10.8.1973

### 9.6.4 Bergakademie Freiberg

keine Mitteilung

a) Herbstschule junger Kernphysiker, Nassau, November 1972

b) Internationales Seminar, Gaußig, Dezember 1972

c) XXIII. Allunionskonferenz über Kernspektroskopie und Kernstruktur, Tbilissi, 30.1. - 2.2.1973

d) Krakau-Rossendorf-Seminar, ZfK Rossendorf, März 1973

e) XI. Winterschule, Falkenberg, April 1973

f) Konferenz über Neutronenphysik, Kiev, 28.5. - 1.6.1973;  
veröffentlicht in den Materialien der Neutronenkonferenz, Kiev, 1973

g) 13. Symposium über Kernspektroskopie und Kerntheorie, Dubna, Juni 1973

h) Eingereicht oder gehalten zur 3. Internationalen Konferenz über Kernphysik, München, August 1973

## 9.7 Veranstaltungen

I. Herbstschule junger Kernphysiker der DDR vom 6.11. bis 17.11.1972 in Nassau (Osterzgebirge), organisiert vom ZfK Rossendorf, Bereich 2

Internationales Seminar über automatisierte Informationsverarbeitung und Kernstrukturphysik vom 11.12. bis 15.12.1972 in Gaußig, organisiert von der TU Dresden

X. Krakau-Rossendorf-Seminar vom 19.3. bis 23.3.1973 in Rossendorf, organisiert vom ZfK Rossendorf, Bereich 2

XI. Winterschule der Kernphysiker der DDR vom 2.4. bis 13.4.1973 in Falkenberg (Mark), organisiert vom ZfK Rossendorf, Bereich 2

