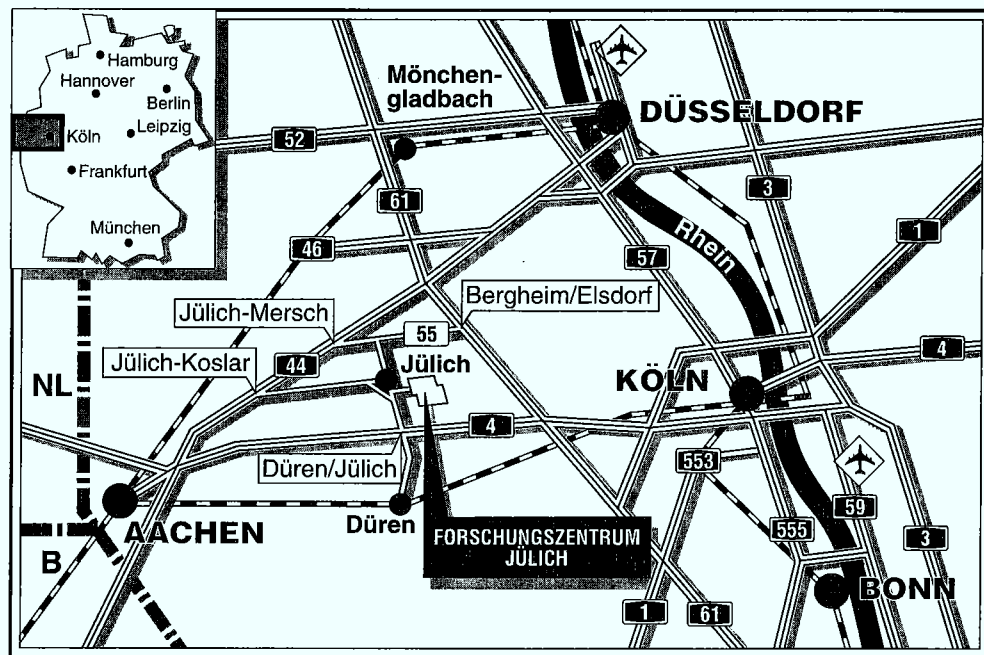


Institut für Kernphysik

**Superdeformation in $^{144,145}\text{Gd}$ und
Kerngestaltsänderung in ^{180}Os**

Stephan Utzelmann



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3187

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3187

D5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833 556-70 kfa d

Superdeformation in $^{144,145}\text{Gd}$ und Kerngestaltsänderung in ^{180}Os

Stephan Utzelmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Modelle zur Beschreibung der Kerngestalten	5
2.1.1	Das Tröpfchenmodell	6
2.1.2	Das Schalenmodell	8
2.2	Die Strutinsky-Schalenkorrekturmethode	14
2.2.1	Grundlagen	14
2.2.2	Strutinsky-Cranking-Verfahren	16
2.3	Superdeformation	17
3	Experimentelle Grundlagen	19
3.1	Motivation für Hochspinexperimente	19
3.2	Von OSIRIS zu EUROBALL III	21
3.2.1	Die Geburt: TESSA	23
3.2.2	Kindheit und Jugend: OSIRIS, Nordball und HERA .	23
3.2.3	Sturm- und Drangzeit: GASP, EUROGAM und Gam- masphere I	25
3.2.4	Die besten Jahre: EUROBALL III und Gammasphere II	26
3.3	GAMMA-SPEKTROMETER	29
3.3.1	Das Detektorsystem	29
3.3.2	Elektronik und Datenerfassung	31

4	Superdeformation in $^{144,145}\text{Gd}$	37
4.1	Experimente	37
4.2	Auswertung der Experimente	41
4.2.1	Auswertung des ersten GASP-Experiments	41
4.2.2	Protonenbandenkreuzung in ^{144}Gd	45
4.2.3	Entdeckung angeregter SD Banden in ^{144}Gd	50
4.2.4	Suche nach Zerfallsübergängen	57
4.2.5	Doppelte Bandenkreuzung in ^{145}Gd	62
4.3	Diskussion der Ergebnisse	68
4.3.1	Interpretation der in ^{144}Gd gefundenen Banden	68
4.3.2	Interpretation der in ^{145}Gd gefundenen Banden	74
4.3.3	Superdeformierte Banden in $^{144-146}\text{Gd}$	78
5	Kerngestaltsänderung in ^{180}Os	80
5.1	Experiment	80
5.2	Auswertung des Experiments	82
5.3	Diskussion der Ergebnisse	92
5.3.1	Die Banden mit negativer Parität	92
5.3.2	Bandenkreuzungen in ^{180}Os	96
5.3.3	Ausblick	100
6	Der BGO-Mantel des CLUSTER-Detektors	101
6.1	Der CLUSTER-Detektor	101
6.2	Der BGO-Mantel	103
6.3	Testmessungen am BGO-Mantel	107
7	Zusammenfassung	114
	Bibliographie	121

Abbildungsverzeichnis

1.1	γ -Spektrum der superdeformierten Bande in ^{152}Dy	1
1.2	Schematische Darstellung der Energieniveaus mit den „deformierten“ magischen Zahlen	2
1.3	Das italienische γ -Spektrometer GASP	3
2.1	Vergleich des experimentellen Verlaufs der Bindungsenergie pro Nukleon mit der im Tröpfchenmodell berechneten Kurve. .	6
2.2	Die unterschiedlichen Kerngestalten.	8
2.3	Das Woods-Saxon-Potential.	9
2.4	Rotationsellipsoid	10
2.5	Gegenüberstellung der Niveaudiagramme für harmonischen Oszillator und Rechteckpotential mit unendlich hohen Wänden. .	11
2.6	Niveaustände im Schalenmodell unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung.	13
2.7	Schematische Gegenüberstellung der Energieniveaus in verschiedenen Kernpotentialen.	14
2.8	Termschema im Nilsson-Potential.	15
3.1	Die Beobachtungsgrenze von γ -Vieldetektoranordnungen. . . .	22
3.2	OSIRIS-12, aufgebaut am Hahn-Meitner Institut in Berlin. . .	24
3.3	EUROGAM II in Straßburg.	25
3.4	Schnitt durch EUROBALL III.	27
3.5	Schnitt durch den CLUSTER-Detektor.	28
3.6	Schnittbild durch einen GASP-Detektor.	29
3.7	Äußere Halbschale von GASP.	31

3.8	Blick in die auseinandergefahrenen Hälften von GASP.	32
3.9	Blick in eine Halbschale von GASP.	33
3.10	Block-Diagramm der GASP Datenaufnahme.	34
3.11	Das GASP Transputer Netzwerk.	35
3.12	Struktur des GASP Datenformats.	36
4.1	Der vorhergesagte Verlauf des dynamischen Trägheitsmoments der superdeformierten Bande in ^{144}Gd	38
4.2	Julian-Pace Rechnungen zur Bestimmung der optimalen Re- aktionsenergie.	40
4.3	Die bekannte superdeformierte Bande in ^{143}Eu	43
4.4	Die Verteilung der Summenenergie und der BGO-Fold für su- perdeformierte Banden.	44
4.5	Summenspektrum der superdeformierten Yrastbande in ^{144}Gd	46
4.6	Benutztes Niveau-Schema von ^{144}Gd	47
4.7	Dynamisches Trägheitsmoment der superdeformierten Bande in ^{144}Gd	49
4.8	Die superdeformierte Yrastbande in ^{144}Gd	51
4.9	Das dynamische Trägheitsmoment der superdeformierten Yrast- bande.	52
4.10	Die superdeformierten Banden in ^{144}Gd	53
4.11	Dynamische Trägheitsmomente aller superdeformierten Ban- den in ^{144}Gd	54
4.12	DCO-Werte normaldeformierter und superdeformierter Über- gänge.	56
4.13	Summenspektrum der Zerfallsübergänge.	58
4.14	Ausschnitt des Niveau-Schemas von ^{144}Gd	59
4.15	Summenspektrum der Zerfallsübergänge nach der Auswertung des zweiten Experiments.	60
4.16	Summenspektrum der Zerfallsübergänge nach Auswertung al- ler Experimente.	61
4.17	E_γ — E_γ Matrix.	63
4.18	Benutztes Niveau-Schema von ^{145}Gd	64

4.19	Summenspektrum superdeformierter Yrastbande in ^{145}Gd . . .	65
4.20	Spektren der drei gefundenen superdeformierten Banden in ^{145}Gd	66
4.21	Dynamische Trägheitsmomente der superdeformierten Banden in ^{145}Gd	68
4.22	TRS-Rechnungen zu ^{144}Gd	69
4.23	Energie von Einteilchen-Niveaus im Woods-Saxon Potential, aufgetragen gegen die Deformation.	70
4.24	Energie von Quasiteilchen-Niveaus relativ zur Fermikante, aufgetragen gegen die Rotationsfrequenz.	71
4.25	Abstände der Übergangsenergien der angeregten Banden in ^{144}Gd	72
4.26	Energie von Einteilchen-Niveaus im Woods-Saxon Potential, aufgetragen gegen die Rotationsfrequenz.	73
4.27	Theoretisch berechneter Verlauf der Anregungsenergien superdeformierter Banden in ^{145}Gd	75
4.28	Dynamische Trägheitsmomente superdeformierter Banden in ^{145}Gd als Funktion der Rotationsfrequenz.	76
4.29	Energie von Einteilchen-Niveaus im Woods-Saxon Potential, aufgetragen gegen die Rotationsfrequenz.	77
4.30	Vergleich der dynamischen Trägheitsmomente.	78
5.1	Das Niveau-Schema von ^{180}Os	81
5.2	Summenspektren einiger Banden in ^{180}Os	83
5.3	Summenspektren einiger Banden in ^{180}Os	85
5.4	Beispiel für die Darstellung und Bezeichnung von Quasiteilchen-Routhians.	92
5.5	Vergleich der beiden stark gekoppelten Banden in ^{180}Os mit Banden in ^{178}W bzw. ^{179}Re	93
5.6	Verlauf des ausgerichteten Drehimpulses der Banden mit negativer Parität in ^{180}Os	95
5.7	Verlauf des ausgerichteten Drehimpulses der Banden mit positiver Parität in ^{180}Os	97
5.8	Experimentell bestimmte Quasi-Teilchen Energie einiger Banden in ^{180}Os	98

5.9	Vergleich der $(+,0)_0$ Banden aus $^{178,180,182}\text{Os}$	99
6.1	Foto des gekapselten hexagonalen Detektors.	102
6.2	Der BGO-Mantel des CLUSTER-Detektors.	104
6.3	Foto der beiden BGO-Detektoren, die hinter dem Germanium des CLUSTERs sitzen.	105
6.4	Aufnahme des kompletten BGO-Detektors.	106
6.5	Beispiel der Messung der Energie-Auflösung.	108
6.6	Beispiel der Peak-zu-Tal Messung.	108
6.7	Zeichnung BGO-Detektor mit Skizze des Verformungstests. . .	112

Tabellenverzeichnis

3.1	Positionen der Germanium-Detektoren in GASP.	30
4.1	Tabelle der durchgeführten Experimente.	37
4.2	Anteil der verschiedenen Reaktionskanäle nach Julian-Pace Rechnungen.	39
4.3	Anteil der verschiedenen Reaktionskanäle in den Experimenten.	39
4.4	Übergänge der superdeformierten Bande in ^{144}Gd	48
4.5	Übergänge aller superdeformierter Banden in ^{144}Gd	55
4.6	Übergänge aller superdeformierter Banden in ^{145}Gd	67
5.1	Energien, Intensitäten, DCO-Verhältnisse und Spin-Zuord- nungen der Übergänge in ^{180}Os	87
5.2	Eigenschaften der Bandenkreuzungen in ^{180}Os	94
6.1	Vergleich der Ergebnisse von Monte-Carlo Simulationen und Testmessungen am Prototyp des CLUSTER-Detektors.	103
6.2	Test von insgesamt sechs hinteren BGO-Elementen.	107
6.3	Test von drei BGO-Mantel-Detektoren, seitliche Elemente. . .	109
6.4	Rauschtest einiger BGO-Mantel-Detektoren.	110
6.5	Rauschtest einiger BGO-Mantel-Detektoren nach Festlegung einer Prüfprozedur innerhalb der EUROBALL-Kollaboration.	111
6.6	Verformungsmessungen am BGO-Topf.	112

Kapitel 1

Einleitung

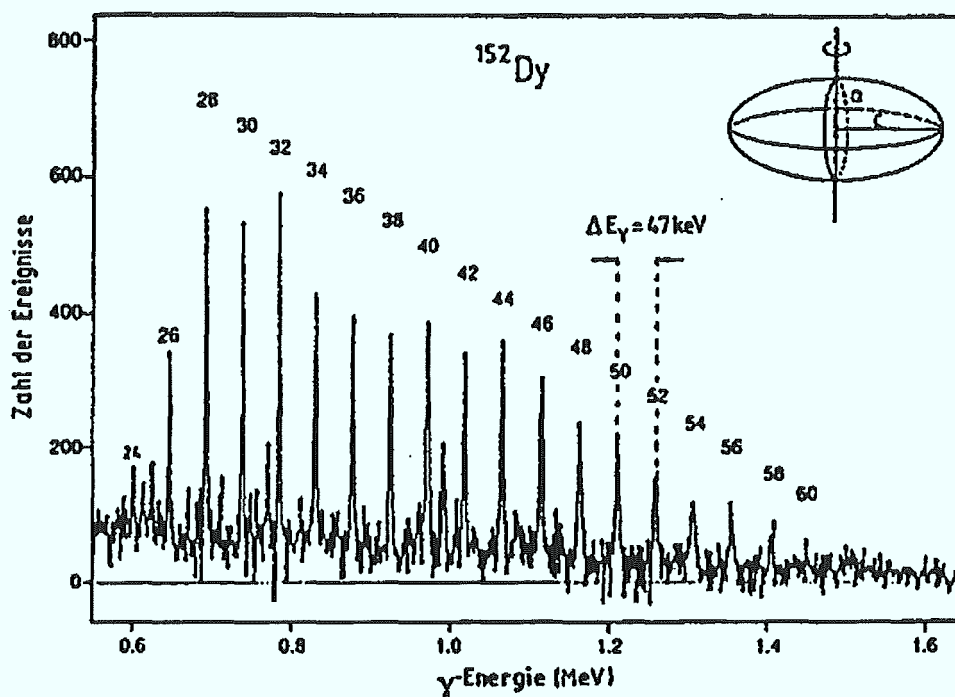


Abbildung 1.1: γ -Spektrum der superdeformierten Bande in ^{152}Dy

Seit der aufsehenerregenden Entdeckung der ersten diskreten superdeformierten Bande im Kern ^{152}Dy von P. Twin et al. [Twi86], siehe Bild 1.1, hat die Kernstrukturphysik eine Renaissance erlebt, die sowohl theoretisch und experimentell arbeitende Physiker als auch Elektronik- und Detektorspezialisten zu immer neuen Entdeckungen und Entwicklungen inspiriert hat. Die

ineinandergreifende Entwicklung von größeren und besseren Germanium-Detektoren, schnellerer Elektronik, leistungsfähigeren Computern zur Datenanalyse und der Weiterentwicklung von theoretischen Kernmodellen hat das Gebiet der Kernstrukturphysik in den letzten Jahren in großen Schritten vorangetrieben.

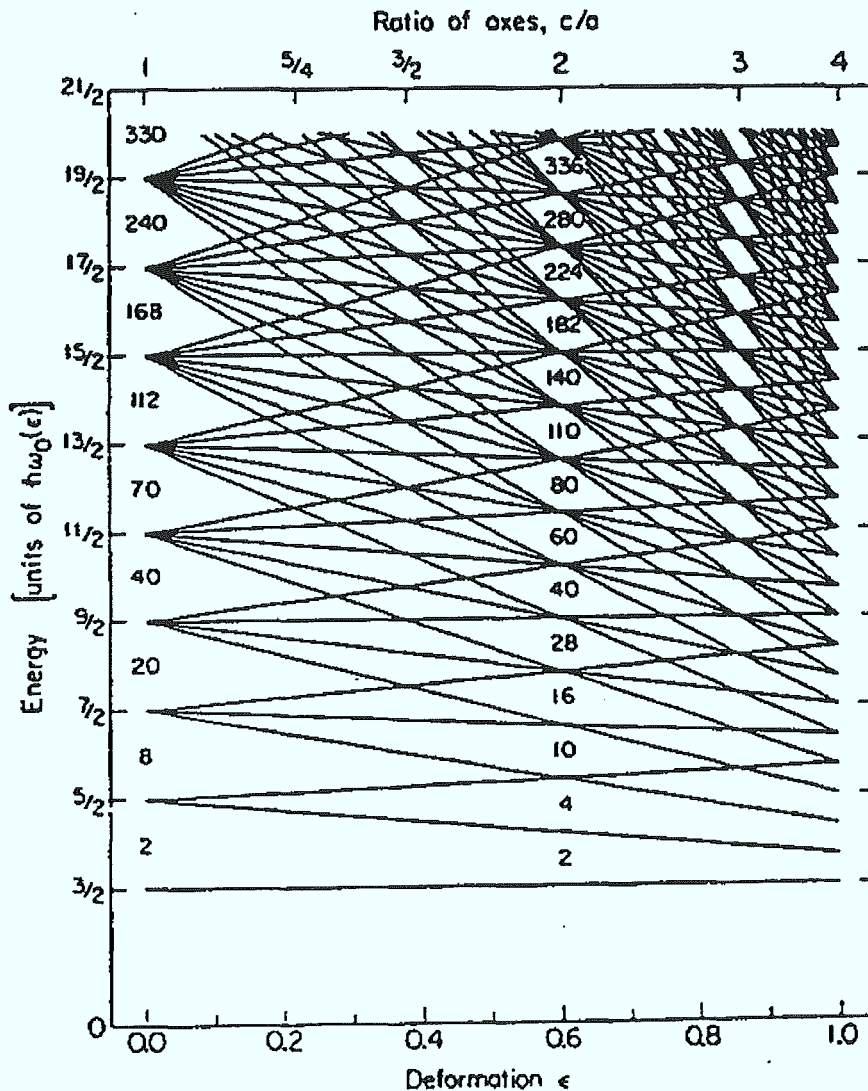


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Energieniveaus mit den „deformierten“ magischen Zahlen

Beschreibt man den Kern als Rotationsellipsoid, so haben die meisten Kerne im Grundzustand ein Achsenverhältnis von $c/a \approx 1$, also eine Kugelgestalt.

Im Bereich der Seltenen Erden finden sich Kerne, deren Achsenverhältnis $c/a \approx 1.3$ ist, diese Kerne werden als normaldeformiert bezeichnet. Durch Rotation, also die Übertragung von hohen Drehimpulsen auf die Atomkerne, ist die Ausbildung von weitaus extremeren Deformationen möglich. Bei einem Achsenverhältnis $c/a \approx 2$ bezeichnet man den Kern als *superdeformiert*. Diese Kerngestalt zeichnet sich durch die Ausbildung neuer „deformierter“ magischer Zahlen aus, wie im Bild 1.2 schematisch dargestellt ist. Die Schalenstruktur führt dazu, daß die Deformation und das Trägheitsmoment über einen weiten Drehimpulsbereich stabilisiert werden. Die „superdeformierten“ Rotationsbanden sind also durch gleichbleibende Energieabstände zwischen den einzelnen Übergängen gekennzeichnet. Die theoretischen Modelle und Grundlagen dazu werden in Kapitel 2 diskutiert.



Abbildung 1.3: Das italienische γ -Spektrometer GASP

Die Erzeugung von Kernen mit hohen Drehimpulsen bei geringen Anregungsenergien ist nur in Schwerionenkollisionen möglich. Dazu benötigt man Schwerionenbeschleuniger wie z.B. den Tandem Van de Graff am italienischen Laboratori Nazionali di Legnaro, wo die dieser Arbeit zugrundeliegenden Experimente durchgeführt wurden. Der bei den Reaktionen entstehende Compoundkern dampft einige Teilchen (Neutronen, Protonen, α -Teilchen)

ab und zerfällt dann über γ -Kaskaden in den Grundzustand. Die Detektierung der ausgesandten γ -Quanten wird mit großen Germanium-Detektor Anordnungen vorgenommen. Die ersten Vieldetektor- γ -Spektrometer waren OSIRIS, NORDBALL, ESSA30 und HERA [Bax92]. Sie hatten 12 – 30 Anti-Compton-Spektrometer (ACS), die aus einem Germanium-Detektor und einem ihn umgebenden Szintillations-Detektor bestanden. Die Entdeckung von diskreten superdeformierten Banden führte zur Entwicklung größerer Detektorsysteme wie EUROGAM [GL92], GASP [Baz90], EUROBALL [GL92] und GAMMASPHERE [DD88]. Alle in dieser Arbeit besprochenen Experimente wurden am italienischen γ -Spektrometer GASP durchgeführt, von dem in Bild 1.3 ein Foto zu sehen ist. Es besteht aus 40 Anti-Compton-Spektrometern und einem inneren Ball mit 80 BGO (Wismut-Germanat) Szintillatoren, der als Filter zur Selektierung des gewünschten Reaktionskanals dient. In Kapitel 3 werden die experimentellen Grundlagen und verschiedene moderne Spektrometer diskutiert. In Kapitel 4 und 5 werden die Experimente, Auswertemethoden und Ergebnisse vorgestellt.

Im Rahmen der Arbeiten zur Verbesserung der Detektoreigenschaften ist die Vergrößerung der Detektoren mit einem großen Entwicklungsaufwand verbunden und wird sicherlich viele Jahre benötigen. Das Detektorvolumen kann allerdings auch durch zusammengesetzte Detektoren vergrößert werden. In einer englisch-französischen Kollaboration wurde der CLOVER-Detektor [Bec92] entwickelt, der aus vier einzelnen Detektoren besteht, die kleeblattförmig zusammengesetzt werden. In Deutschland ist der CLUSTER-Detektor [Lie89, Ebe90, GL92, Tho95], bestehend aus sieben Germanium-Detektoren, entwickelt worden. In Kapitel 6 wird dieser Detektor vorgestellt, und die Tests der BGO Anti-Compton-Detektoren, die die sieben Germanium-Detektoren umgeben, werden beschrieben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Modelle zur Beschreibung der Kerngestalten

Der Atomkern ist ein Ensemble von ein bis zu mehreren hundert Nukleonen, zwischen denen komplexe Wechselwirkungen bestehen. Eine exakte mathematische Beschreibung eines Systems mit mehreren ($>$ drei) unabhängigen Teilchen ist unmöglich, selbst eine numerische Lösung unter Berücksichtigung aller beteiligten Nukleonen ist wenig aussichtsreich.

Die komplizierte Struktur des Nukleon–Nukleon–Potentials und das Nichtvorhandensein eines zentralen Potentials erschweren die theoretische Lösung des Vielteilchensystems *Atomkern* entscheidend im Vergleich zum Atom. Als Ausweg wurden phänomenologische Modelle entwickelt, die sich im wesentlichen an bekannten Beschreibungen und Modellen aus der Atomphysik orientieren. Mit einfachen Annahmen lassen sich dann wesentliche Eigenschaften der Kerne erklären.

Es gibt zwei grundsätzlich verschiedene Modellansätze: Das Tröpfchenmodell orientiert sich an der Beschreibung eines inkompressiblen Flüssigkeitstropfens und kann viele makroskopische Größen wie Oberflächenspannung, Deformation und mittlere Bindungsenergie der Kerne erklären.

Im Schalenmodell geht man von den einzelnen Nukleonen aus, die sich in einem mittleren Potential bewegen, welches die Nukleonen durch ihre Wechselwirkung untereinander selbst erzeugen. Es ergeben sich aus der Berechnung der quantenmechanischen Wellenfunktionen Schalenmodellzustände, die gemäß des Pauli–Prinzips besetzt werden.

2.1.1 Das Tröpfchenmodell

Das Tröpfchenmodell beschreibt die Eigenschaften eines Flüssigkeitstropfens in der Schwerelosigkeit. Die Anwendung auf Atomkerne wird durch die geringe Kompressibilität und die scharf definierte Oberfläche der Kerne nahegelegt, es wurde als erstes Modell zur Beschreibung der Kerneigenschaften vorgeschlagen.

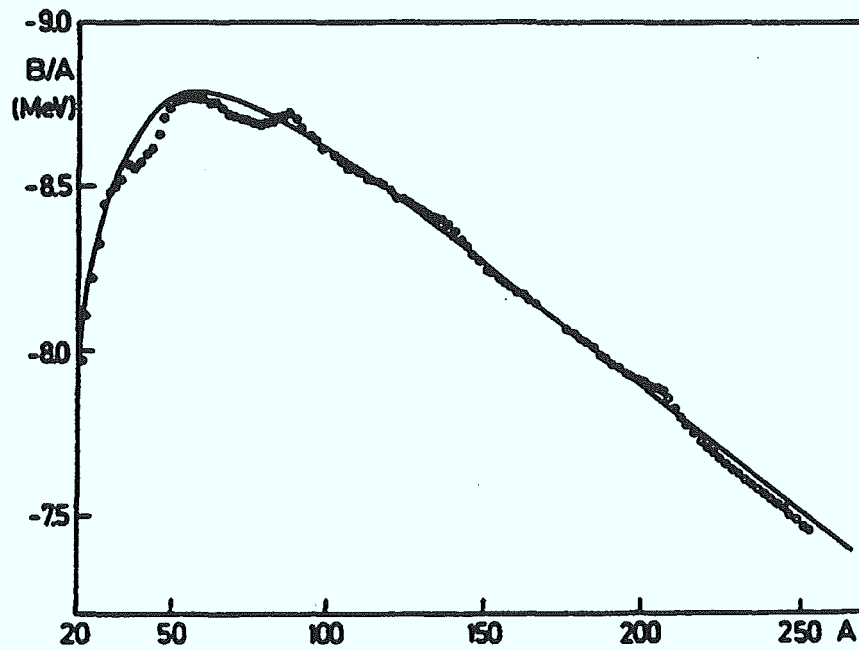


Abbildung 2.1: Vergleich des experimentellen Verlaufs der Bindungsenergie pro Nukleon (Punkte) mit der im Tröpfchenmodell berechneten Kurve. Es sind deutliche Abweichungen in einzelnen Bereichen erkennbar, diese werden im Rahmen des Schalenmodells erklärt.

Die Bindungsenergie der Nukleonen in Abhängigkeit von der Anzahl der Neutronen N und Protonen Z wird durch die *Bethe-Weizsäcker-Massenformel* beschrieben:

$$B(Z, N) = a_V A + a_S A^{2/3} + a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_A \frac{(N - Z)^2}{A} - \delta(A) \quad (2.1)$$

$$\text{mit } \delta(A) = \left\{ \begin{array}{lll} +\Delta & \text{für} & gg- \\ 0 & \text{für} & ug- \\ -\Delta & \text{für} & uu- \end{array} \right\} \text{ Kerne.} \quad (2.2)$$

Dabei werden die *Volumenenergie*, *Oberflächenenergie*, *Coulombenergie* und *Paarenergie* summiert, die beiden letzten Energien sind quantenmechanische Korrekturglieder. Die benötigten Parameter werden durch einen Angleich an die experimentellen Daten ermittelt, und es ergibt sich der in Abb. 2.1 gezeigte globale Verlauf der Bindungsenergie, welcher die experimentellen Daten im wesentlichen gut wiedergibt [Dav68]. Lokale Abweichungen spiegeln die in diesem Modell nicht beachteten Schaleneffekte wider.

Zur Beschreibung von Deformationen und Oszillationen der Kerngestalt muß die Oberfläche des Kerns parametrisiert werden. Dies ist entsprechend dem klassischen Bild des Flüssigkeitstropfens durch die Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen $Y_{\lambda\mu}(\Theta, \Phi)$ möglich. Es ergibt sich:

$$R(\Theta, \Phi) = R_0[1 + \alpha_{00} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\infty} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\Theta, \Phi)] \quad (2.3)$$

wobei R_0 der mittlere Radius ist. Der Koeffizient α_{00} gibt die Inkompressibilität der Kerne wieder, $\alpha_{1\mu}$ sind Terme, die die Translationen des Kernes beschreiben, und die fünf Parameter $\alpha_{2\mu}$ beschreiben die Quadrupoldeformation. Beschränkt man sich auf diese Deformation, so genügen zur vollständigen Beschreibung der Deformation zwei Koeffizienten, die restlichen Parameter geben die Orientierung im Raum an: α_{20} und $\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$ ($\alpha_{21} = \alpha_{2-1} = 0$). Üblicherweise werden anstelle von α_{20} und α_{22} die *Hill-Wheeler-Koordinaten* β, γ benutzt, die durch

$$\alpha_{20} = \beta \cos \gamma \quad (2.4)$$

$$\alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \quad (2.5)$$

definiert sind. Dann ist die Kerngestalt durch

$$R(\Theta, \Phi) = R_0[1 + \beta \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (\cos \gamma (3 \cos \Theta - 1) + \sqrt{3} \sin \gamma \sin \Theta \cos 2\Phi)] \quad (2.6)$$

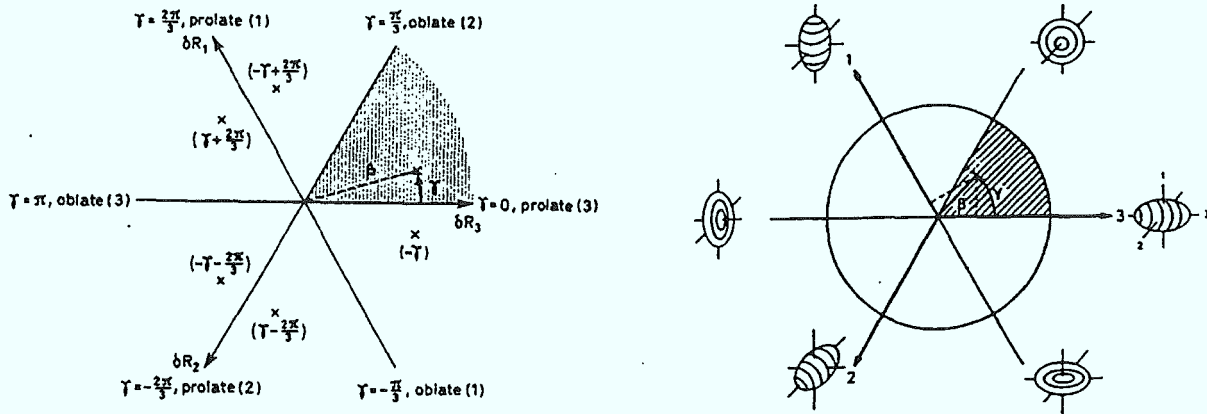


Abbildung 2.2: Die unterschiedlichen Kerngestalten in Abhängigkeit von den Deformationsparametern γ und β .

parametrisiert, und die möglichen Deformationen sind in Abb. 2.2 dargestellt. Zur Beschreibung der Kerngestalt bei Quadrupoldeformation reicht der Bereich $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$, da durch Austausch der entsprechenden Achsen die übrigen Kerngestalten beschrieben werden können. Zwischen den Grenzwerten für *prolate* ($\gamma = 0^\circ, \pm 120^\circ$) und *oblate* ($\gamma = \pm 60^\circ, 180^\circ$) Deformation liegt jeweils eine triaxiale Kerngestalt vor.

2.1.2 Das Schalenmodell

Einige der beobachteten Effekte, siehe dazu Abb. 2.1, können im Tröpfchenmodell nicht erklärt werden. Angeregt durch die experimentell gefundenen magischen Nukleonenzahlen versuchte man, das Prinzip des Schalenmodells aus der Atomphysik in ein ähnliches Modell für die Kerne umzusetzen.

Mittleres Kernpotential

Im Schalenmodell nimmt man an, daß sich alle Nukleonen unabhängig voneinander in einem Potentialtopf bewegen. In der *Hartree-Fock-Methode* zur Berechnung von Schalenmodellzuständen werden die Nukleonen dann als unabhängige Teilchen beschrieben, deren Wechselwirkung durch das von ihnen gemeinsam erzeugte Zentralpotential berücksichtigt wird.

Ein Ansatz für das endliche Zentralpotential ist das in Abb. 2.3 gezeigte *Woods-Saxon-Potential*:

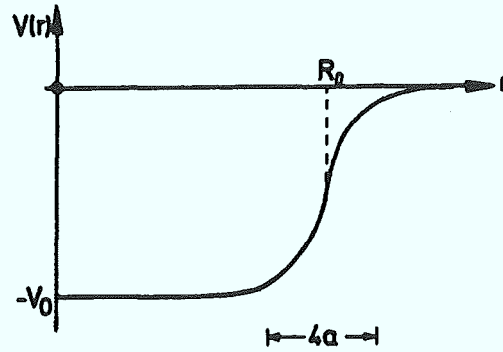


Abbildung 2.3: Das Woods-Saxon-Potential.

$$V^{WS}(r) = -V_0 \left(1 + \exp \frac{r - R_0}{a} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

Die entsprechenden Eigenfunktionen können nicht in mathematisch geschlossener Form angegeben werden, so daß für qualitative Betrachtungen entweder der *unendlich hohe Potentialtopf*

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{für } r \leq R_0 \\ +\infty & \text{für } r > R_0 \end{cases} \quad (2.8)$$

oder das Potential eines *harmonischen Oszillators*

$$V(r) = -V_0 \left[1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right] = \frac{m}{2} \omega^2 (r^2 - R_0^2) \quad (2.9)$$

genutzt werden. Die in diesen Potentialen errechneten Energiezustände, beispielhaft in Abb. 2.5 dargestellt, werden gemäß des Pauli-Prinzips aufgefüllt. Damit lassen sich die beobachteten magischen Zahlen bis einschließlich 20 reproduzieren, die höheren jedoch nicht.

Als entscheidende Verbesserung des Modells kann die Einführung einer Spin-Bahn-Wechselwirkung $f(r_i) \vec{l} \vec{s}$ in Analogie zur Atomphysik angesehen werden. Entsprechend der Kopplungsstärke werden die Energiezustände verschoben, und es ergeben sich, abhängig von der Kopplungskonstante $f(r_i)$, neue Schalenabschlüsse, die alle beobachteten magischen Zahlen reproduzieren, siehe Abb. 1.2 und Abb. 2.6.

Deformation

Durch das Schalenmodell mit einem kugelsymmetrischen Kernpotential werden Kerne mit abgeschlossenen oder fast abgeschlossenen Schalen gut beschrieben. Bei Kernen, die weit von den magischen Zahlen entfernt liegen (z.B. Seltene Erden, Aktiniden), tritt jedoch eine deformierte Kerngestalt schon im Grundzustand auf. Wichtige Eigenschaften dieser Kerne, wie das Quadrupolmoment, lassen sich gut beschreiben, wenn man annimmt, daß der Kern die Gestalt eines Rotationsellipsoids, gezeigt in Abb. 2.4, hat. Das dazugehörige axialsymmetrische Oszillatorpotential lautet:

$$V(r) = \frac{m}{2}(\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2) \quad (2.10)$$

Durch die Deformation in z -Richtung spalten die Energieniveaus wie in Abb. 1.2 auf.

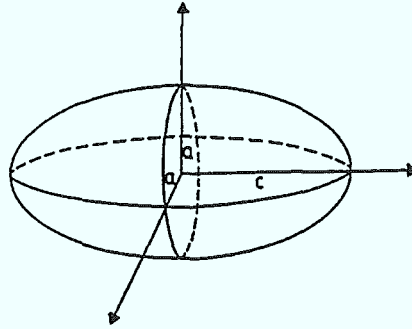


Abbildung 2.4: Rotationsellipsoid

Nilsson-Potential

Eine realistische Beschreibung des deformierten Kerns, die die experimentellen Ergebnisse gut wiedergibt, erhält man durch das *Nilsson-Potential* [Nil55]:

$$V(r) = \frac{m}{2}(\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2) + C\vec{l}\vec{s} + D\vec{l}^2. \quad (2.11)$$

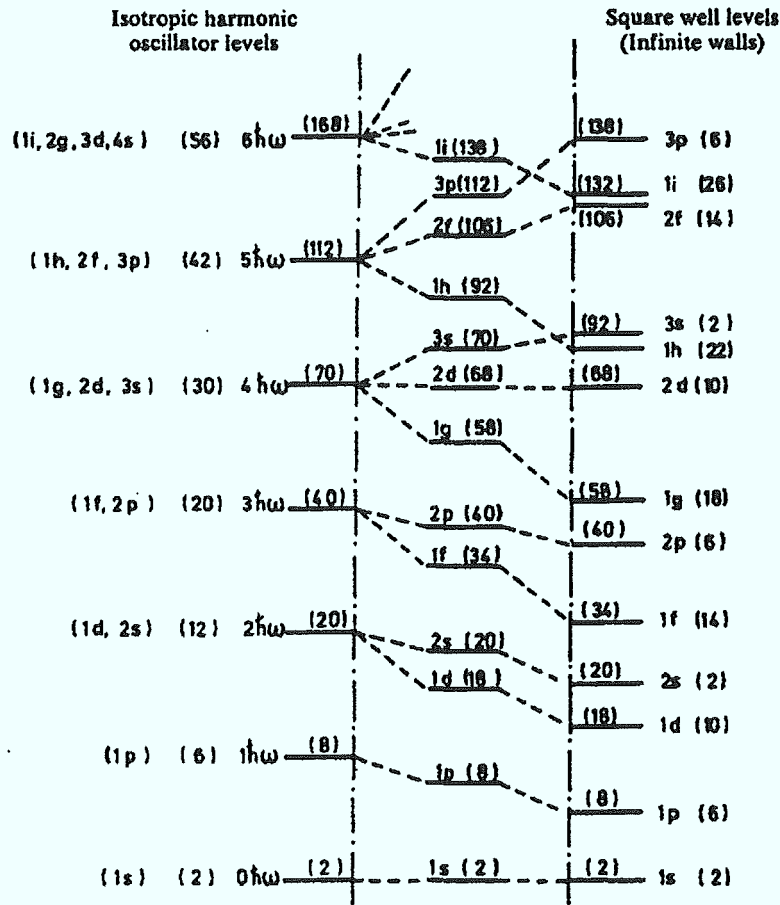


Abbildung 2.5: Gegenüberstellung der Niveaudiagramme für den harmonischen Oszillator und ein Rechteckpotential mit unendlich hohen Wänden.

Dabei wird das deformierte Potential aus Gleichung 2.10 mit einem Spin-Bahn-Term und einer Korrektur für hohe Drehimpulse erweitert.

Aufgrund der Symmetriebrechung können im Nilsson-Potential zur Beschreibung der Zustände nicht mehr die drei Quantenzahlen (n, l, j) benutzt werden. Stattdessen führt man die sogenannten *asymptotischen Nilsson-Quantenzahlen* ein, die im folgenden verwendet werden:

$$[Nn_z\Lambda]\Omega^\pi \quad (2.12)$$

Dabei bedeutet

$N = n_{\perp} + n_z$	Gesamtzahl aller Oszillatorquanten
n_z	Oszillatorquantenzahl bzgl. der Symmetrieachse
$\Lambda = n_{\perp}, n_{\perp} - 2, \dots, 1 \text{ oder } 0$	Projektion des Bahndrehimpulses des Nukleons auf die Symmetrieachse
$\Omega = \Lambda \pm 1/2$	Projektion des Gesamtdrehimpulses des Nukleons auf die Symmetrieachse
π	Parität

Cranking-Modell

Aus dem oben erklärten Modell zur Beschreibung deformierter Kerne erhält man keine Erkenntnisse über die Veränderungen der inneren Struktur der Kerne bei Rotation. Das *Cranking-Modell* berücksichtigt diese durch eine kollektive Rotationsbewegung des Kernes. Eine Transformation in das rotierende Bezugssystem liefert den Hamilton-Operator des Cranking-Modells:

$$H\vec{\omega} = H_0 - \hbar\vec{\omega}\vec{J}_x \quad (2.13)$$

Darin werden die Zentral- und die Corioliskraft durch den Term $-\vec{\omega}\vec{J}_x$ berücksichtigt.

In Abb. 2.7 ist in einer schematischen Gegenüberstellung der Energieniveaus in verschiedenen Potentialen die Entwicklung der Kernmodelle vom harmonischen Oszillator bis zum Cranking-Modell gezeigt. Es werden für alle aufgeführten Potentiale sowohl die daraus resultierende Entartung als auch die charakteristischen Quantenzahlen gegeben.

Abb. 2.8 zeigt die Energieniveaus für Neutronen in schweren Kernen. Die Einteilchenenergie e ist gegen die Deformation ϵ aufgetragen, und die Niveaus sind mit den Nilsson-Quantenzahlen bezeichnet.

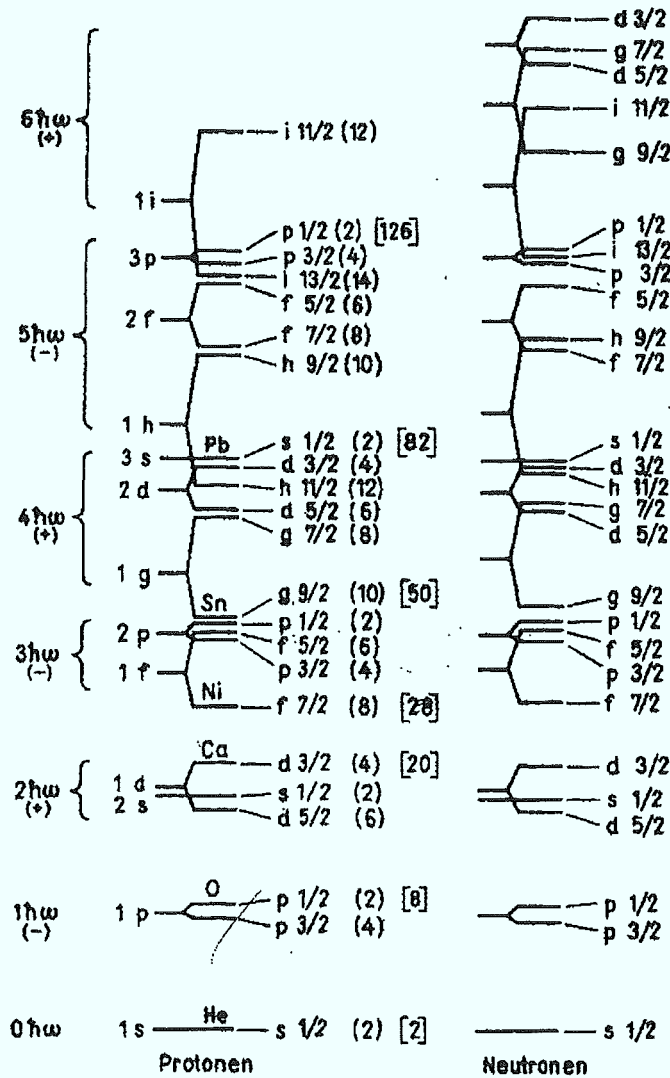


Abbildung 2.6: Niveaustände im Schalenmodell unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung.

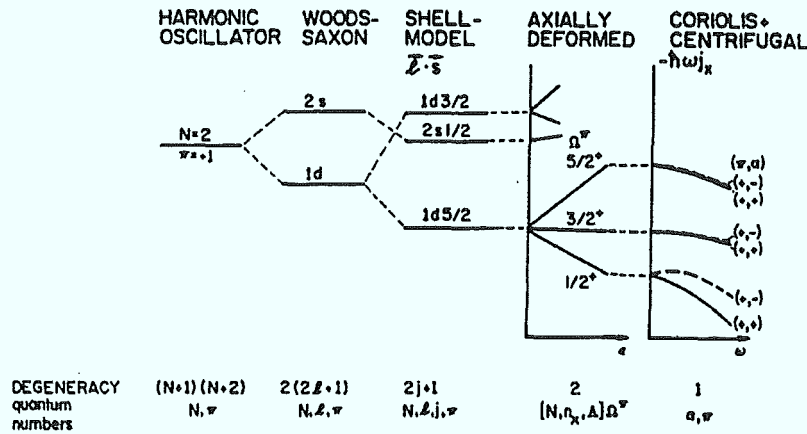


Abbildung 2.7: Schematische Gegenüberstellung der Energieniveaus in verschiedenen Kernpotentialen. Für jedes Potential sind die Entartung und die charakteristischen Quantenzahlen angegeben.

2.2 Die Strutinsky-Schalenkorrekturmethode

Tröpfchenmodell und Schalenmodell stellen zwei sehr unterschiedliche Beschreibungen des Kerns dar. Das Tröpfchenmodell ist ein makroskopischer Ansatz, in dieser Theorie lassen sich die kollektiven Eigenschaften des Kerns gut beschreiben, wie z.B. seine Bindungsenergie in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl. Das Schalenmodell als mikroskopischer Ansatz bietet dagegen eine gute Beschreibung von Eigenschaften, die durch Nukleonen in der Nähe der Fermikante bestimmt werden; bei der Wiedergabe makroskopischer Eigenschaften muß es dagegen versagen.

In der Strutinsky-Schalenkorrektur-Methode versucht man nun, die Qualitäten beider Modelle zu vereinigen und gleichzeitig die Schwächen auszuschließen.

2.2.1 Grundlagen

Strutinsky hat durch die Kombination beider Kernmodelle eine noch heute aktuelle Methode zur Berechnung von makroskopischen Kerneigenschaften entwickelt [Str68]. Wie aus Abb. 2.1 zu erkennen ist, hat die Bindungsenergie

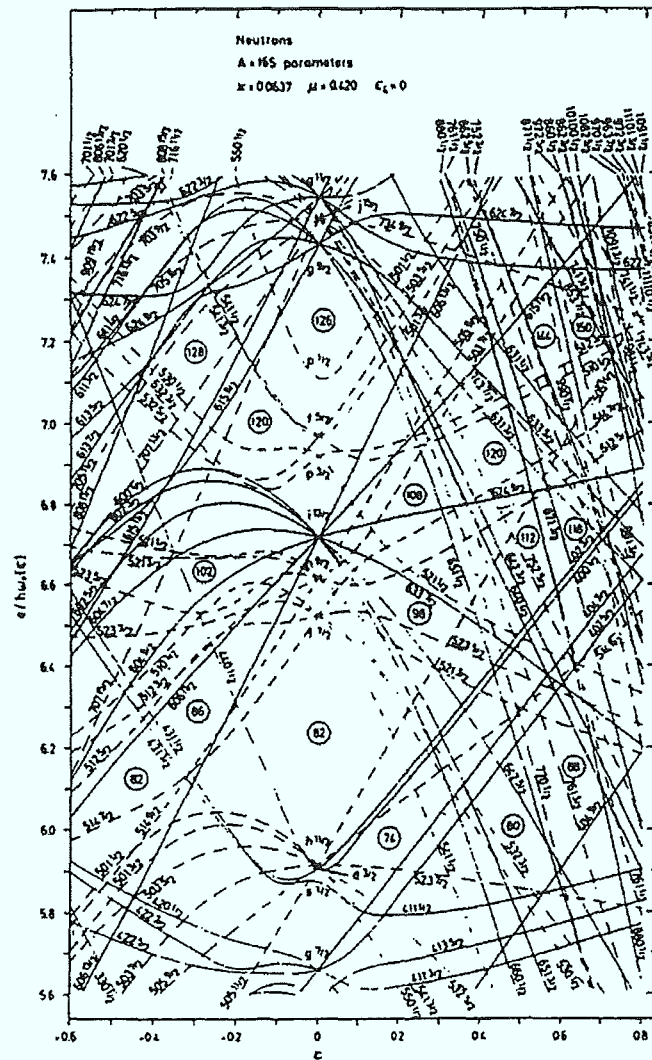


Abbildung 2.8: Termschema im Nilsson-Potential. Gezeigt ist ein Ausschnitt der Neutronenschalenzustände in schweren Kernen.

E einen langsam veränderlichen Anteil, der durch die Bethe–Weizsäcker–Massenformel des Tröpfchenmodells gut beschrieben wird und einen schnell oszillierenden Anteil, der durch Schaleneffekte verursacht wird:

$$E = E_{LDM} + E_{OSC} \quad (2.14)$$

Die Oszillationen werden im Rahmen des Schalenmodells gut beschrieben, wenn man z.B. das Potential eines harmonischen Oszillators zugrundelegt. Die mittlere Bindungsenergie kann dort aber nicht richtig angegeben werden, daher muß dieser Anteil absepariert werden. Die gesamte Bindungsenergie des Schalenmodells wird in zwei Anteile zerlegt [RS80], den in der Strutinsky–Methode benötigten Anteil E_{OSC} und einen langsam variierenden Anteil $\tilde{E}_S$:

$$E_S = \tilde{E}_S + E_{OSC} \quad (2.15)$$

Die totale Bindungsenergie im Rahmen der Strutinsky–Schalenkorrekturmethode ergibt sich dann zu:

$$E = E_{LDM} + E_S - \tilde{E}_S \quad (2.16)$$

Die so gegebene Energie kann die Existenz deformierter Kerne erklären, da E auch für endliche, von Null verschiedene Deformationen minimal werden kann.

2.2.2 Strutinsky–Cranking–Verfahren

Die Potentialenergieflächen, d.h. die totale Bindungsenergie von Kernen als Funktion der Deformation (β, γ) und des Drehimpulses I , können im Strutinsky–Cranking–Verfahren bestimmt werden. Dazu wird das schon im Schalenmodell angewandte Cranking–Verfahren auf die Strutinsky–Schalenkorrekturmethode übertragen. Es entsteht also eine Kombination aus Tröpfchen-, Schalen- und Cranking–Modell, in dem die Energie dann durch

$$E(\beta, \gamma, I) = E_{LDM}(\beta, \gamma, I) + E_S^{CM}(\beta, \gamma, I) - \tilde{E}_S^{CM}(\beta, \gamma, I) \quad (2.17)$$

gegeben ist. Bei Berechnung von Potentialenergieflächen mit dem Strutinsky–Cranking–Verfahren zeigen sich für festen Drehimpuls sekundäre Minima in der zweidimensionalen β - γ -Ebene, vgl. dazu auch Abb. 4.22.

2.3 Superdeformation

Die im rotierenden Tröpfchenmodell auftretende Jacobi-Instabilität führt zu einer superdeformierten Kerngestalt mit einem Achsenverhältnis von großer zu kleiner Halbachse $c/a \approx 2$ bei Spin $I \geq 75$. Die Rechnungen ergeben neue magische Zahlen für diese superdeformierten Kernzustände, z.B. $N = 86$, $Z = 64$. Die den magischen Zahlen zugrundeliegenden Energielücken stabilisieren die deformierte Kerngestalt über einen großen Drehimpulsbereich. Experimentell beobachtet man ausgeprägte Rotationsbanden, die über einen weiten Spinbereich einen konstanten Energieabstand aufweisen, s. Abb. 1.1. Gadolinium-Kerne sind wegen ihrer magischen superdeformierten Protonenzahl ($Z = 64$) als gute Kandidaten für die Beobachtung superdeformierter Banden bei hohen Drehimpulsen anzusehen.

Ein Zerfall aus dem superdeformierten Zustand heraus findet erst statt, wenn die superdeformierte Bande 3 – 4 MeV über der normaldeformierten Yrast-bande liegt und die $(\Delta I = 1)$ -Übergänge aus der superdeformierten Bande heraus schneller werden als die E2-Übergänge innerhalb dieser Bande. Die Tunnelwahrscheinlichkeit zu normaldeformierten Zuständen ist dann aufgrund der sehr hohen Zustandsdichte und der niedrigeren Barriere groß genug, um die superdeformierte Bande zu entvölkern. Bei hohen Spins dagegen ist der superdeformierte Zustand in seinem eigenen Potentialminimum isoliert, ein Übergang zu normaldeformierten Zuständen findet nicht statt.

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung superdeformierter Banden ist das Trägheitsmoment J . Aus dem Abstand zwischen den beobachteten γ -Linien kann das Trägheitsmoment mit der Formel

$$2\Delta E_\gamma = \frac{8\hbar^2}{J} \quad (2.18)$$

hergeleitet werden. Um die Deformation des Kerns aus dem experimentell bestimmten Trägheitsmoment herzuleiten, sind Modellannahmen notwendig. Der Kern wird als axialsymmetrisches Rotationsellipsoid mit einem Verhältnis der Hauptdiagonalen c/a beschrieben. Betrachtet man den Kern als starren Körper bzw. als inkompressiblen Flüssigkeitstropfen, so ergeben sich die Gleichungen

$$J_{\text{starr}} = J_0 \frac{1 + \left(\frac{c}{a}\right)^2}{2 \left(\frac{c}{a}\right)^{2/3}} \quad \text{und} \quad J_{\text{flüssig}} = J_0 \frac{\left[\left(\frac{c}{a}\right)^2 - 1\right]^2}{2 \left[\left(\frac{c}{a}\right)^2 + 1\right] \left(\frac{c}{a}\right)^{2/3}} \quad (2.19)$$

J_0 ist dabei das Trägheitsmoment einer Kugel mit dem gleichen Volumen wie der starre Körper bzw. der inkompressible Flüssigkeitstropfen:

$$J_0 = \frac{2}{5}MR^2 \quad (2.20)$$

Die in der klassischen Mechanik übliche Gleichung für rotierende Körper, $I = J\omega$, ist auf rotierende Kerne übertragen worden und ermöglicht zwei unterschiedliche Definitionen für das Trägheitsmoment eines Kerns. Das *kinematische Trägheitsmoment*

$$J^{(1)} = \frac{I}{\omega} \quad (2.21)$$

kann aus den Energieabständen der beobachteten γ -Linien nicht bestimmt werden, da die Spins nicht festgelegt werden können. Es kann nur das *dynamische Trägheitsmoment*

$$J^{(2)} = \frac{dI}{d\omega} \quad (2.22)$$

gewonnen werden, da nur die Spindifferenz bekannt ist. Beide Trägheitsmomente sind durch die Beziehung

$$J^{(2)} = J^{(1)} + \omega \frac{dJ^{(1)}}{d\omega} \quad (2.23)$$

verknüpft und für $J^{(1)} = \text{const.}$ gilt

$$J^{(2)} = J^{(1)} \quad (2.24)$$

Bei der Interpretation muß man allerdings beachten, daß die Bestimmung der Kernform aus dem Trägheitsmoment nur als Abschätzung gelten kann. Eine genaue Festlegung der Kernform kann nur über die Messung des Quadrupolmoments erfolgen. Unter Benutzung der folgenden Formeln kann man sowohl über das Trägheitsmoment als auch aus Lebensdauermessungen, bzw. dem daraus erhältlichen Quadrupolmoment, die Deformation und das Achsenverhältnis c/a berechnen:

$$Q_0 = 0.576ZA^{2/3} \frac{(c/a)^2 - 1}{(c/a)^{2/3}} [eb] \quad (2.25)$$

und

$$J = 0.01378A^{5/3} \frac{1 + (c/a)^2}{2(c/a)^{2/3}} \frac{\hbar^2}{\text{MeV}} \quad (2.26)$$

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen

3.1 Motivation für Hochspinexperimente

Nach der theoretischen Voraussage und der tatsächlich erfolgten Entdeckung von Superdeformation durch P. Twin et al. [Twi86] wurde ein neues Forschungsfeld für die Kernstrukturphysik eröffnet: Die Physik im zweiten Minimum, dem superdeformierten Minimum. Da sich die Kerngestalt über einen weiten Drehimpulsbereich stabilisiert, sind im Prinzip die gleichen Untersuchungen denkbar, die auch im ersten Minimum durchgeführt werden. Man kann Niveauschemata aufbauen, Spins und Paritäten bestimmen, Lebensdauern messen, usw.; also sämtliche Untersuchungen und Methoden vom ersten in das zweite Minimum übertragen.

Die Kernstrukturphysiker begannen mit der Suche nach Superdeformation in Kernen der Masseregion $A \approx 150$. Nach ersten Erfolgen wurde Superdeformation auch in den Masseregionen $A \approx 130$ und $A \approx 190$ gefunden. Die superdeformierten Banden haben Intensitäten, die im Bereich von 1 – 5% der Grundzustandsübergänge der Kerne liegen. Damit sind etliche experimentelle Schwierigkeiten zu überwinden, bevor die eigentliche Physik erarbeitet werden kann. Die Auswahl der Reaktion und der Strahlenergie muß so erfolgen, daß der interessierende Kern mit hohem Drehimpuls bei niedriger Anregungsenergie erzeugt wird. Bei typischen Reaktionen ist man meist sehr nahe an der Schwelle zur Spaltung, neben dem gewünschten Kern werden ebenfalls etliche Nachbarkerne erzeugt. Die Abregung von hochangeregten, schnell rotierenden Kernen geschieht unter Aussendung von typischerweise 30 γ -Quanten, von denen in den ersten Spektrometern durchschnittlich weniger als eins detektiert wurde. Die an den Detektor abgegebene Energie der detektierten γ -Quanten stimmt nur bei einem Photoeffekt mit der tatsächlichen

Energie überein. Da die Detektoren relativ klein waren, haben nur wenige Prozent aller γ -Quanten einen Photoeffekt durchgeführt. Die meisten γ 's sind nach einem oder mehreren Comptonstreuungen wieder aus dem Detektor entwichen und haben so mit einer falschen Energieinformation zu einem Untergrund geführt.

Die Verbesserung der Detektorsysteme ist und war also in mehreren Bereichen möglich. Man kann die Germanium-Detektoren vergrößern und so den Anteil der γ -Quanten, die mit einem Photoeffekt oder Compton-Streuungen mit abschließendem Photoeffekt ihre volle Energie im Detektor plazieren, erhöhen. Man umgibt den eigentlichen Germanium-Detektor mit einem Mantel aus Szintillatoren (meist Wismutgermanat, BGO), die mit hoher Wahrscheinlichkeit alle nach Comptonstreuung aus dem Germanium-Detektor wieder austretenden γ -Quanten nachweisen. Durch eine Anti-Koinzidenz-Schaltung werden solche Ereignisse dann verworfen. Ein Beispiel für den Aufbau eines γ -Spektrometers ist in Abb. 3.6 anhand eines Schnittbildes durch einen GASP-Detektor zu sehen.

Die Erhöhung der Anzahl der Detektoren und damit auch die bessere Überdeckung der maximal möglichen 4π Raumwinkel sind der zweite offensichtliche Weg zu qualitativ besseren Ergebnissen der Experimente. Zu Anfang war dies einfach durch mehr Anti-Compton-Spektrometer möglich, später wurde das Verhältnis $\Omega_{\text{Ge}}/\Omega_{\text{BGO}}$ ebenfalls optimiert. Diese Verbesserungen sind jedoch mit hohen Kosten verbunden, deshalb wurden schon sehr früh Kollaborationen gegründet, die als Ziel die gemeinsame Errichtung und Finanzierung von Vieldetektor- γ -Spektrometern hatten.

Trotz gewaltiger Fortschritte auf diesen technischen Gebieten und vielen beachtenswerten Erfolgen der γ -Spektroskopie stehen wir doch erst am Anfang der oben erwähnten Spektroskopie des zweiten Minimums. Superdeformation wurde im Massebereich $A \approx 150$ und starke Deformation in den Massebereichen $A \approx 130$ und $A \approx 190$ etabliert. Das Phänomen der Superdeformation birgt allerdings noch eine Reihe ungelöster Rätsel, so ist z.B. noch in keinem Fall genau nachgewiesen worden, wie die superdeformierte Bande zerfällt. Es gibt dazu theoretische Aussagen, deren Überprüfung bis jetzt allerdings noch nicht gelungen ist. Im Massegebiet $A \approx 130$ gibt es einige stark deformierte Banden, deren Zerfall beobachtet werden konnte [Baz93, Baz94], man geht zur Zeit davon aus, daß der Zerfall der superdeformierten Banden ähnlich abläuft. In diversen benachbarten Kernen sind identische superdeformierte Banden gefunden worden. Dafür hat die theoretische Physik einige Erklärungsmöglichkeiten gefunden, letztlich gelöst und zufriedenstellend erklärt ist dieser Effekt jedoch noch nicht.

Es gibt in diesem Forschungsgebiet noch eine Reihe sehr interessanter, offener Fragen, wie z.B. die Bevölkerung superdeformierter Banden, den Spin und Übergänge zwischen superdeformierten Banden, um nur einige zu nennen. Die Suche nach Antworten wird die γ -Spektroskopie noch lange beschäftigen.

3.2 Von OSIRIS zu EUROBALL III

Eine kurze Geschichte der Spektrometer

In den letzten 15 Jahren sind vier Generationen von Vieldetektor-Spektrometern entwickelt worden. Nach den ersten Experimenten an TESSA3 sind in Deutschland und den skandinavischen Ländern zwei Kollaborationen und zwei „Bälle“ entstanden: OSIRIS und Nordball. In den USA entstanden in dieser Zeit HERA und 8π . An diesen Spektrometern wurde lange Zeit gemessen, bevor in den USA Gammasphere I, in Italien GASP und in einer englisch-französischen Kollaboration EUROGAM I entstanden. Die beiden europäischen Spektrometer sind Stufe eins des EUROBALL-Projektes. Stufe zwei dieser europäischen Kollaboration ist EUROGAM II, das zur Zeit in Straßburg steht. In der dritten Stufe wird ab Herbst 1996 in Legnaro, Italien, EUROBALL III aufgebaut. Zeitgleich wird in Amerika die nächste Generation von Gammasphere (GS II) entwickelt und fertiggestellt. In diesem Kapitel werde ich in einer kurzen Geschichte der Spektrometrie die wesentlichen und wichtigen Eigenschaften und Weiterentwicklungen der verschiedenen Generationen von Vieldetektor-Spektrometern vorstellen.

Ein Qualitätsmaßstab für γ -Detektoranordnungen

Die Qualität von Vieldetektor- γ -Spektrometern kann mit einer Reihe von Meßgrößen charakterisiert werden. Die wichtigsten sind die *totale Photopeakansprehwahrscheinlichkeit* P_{ph} , die *Energieauflösung* ΔE_γ und das *Peak-zu-Total Verhältnis* P/T . Unter der totalen Photopeakansprehwahrscheinlichkeit versteht man die über alle Detektoren summierte und mit dem überdeckten Raumwinkel gewichtete Wahrscheinlichkeit, ein γ -Quant im Photopeak zu messen. Das Verhältnis von Ereignissen im Photopeak zu Ereignissen im Untergrund wird *Peak-to-Total* (P/T) genannt. Die relative Wichtung dieser Größen bei der Beurteilung der Qualität einer Detektoranordnung erhält man mit der Bestimmung der *Beobachtungsgrenze*, definiert als die minimale Intensität eines γ -Übergangs, den man gerade noch beobachten kann.

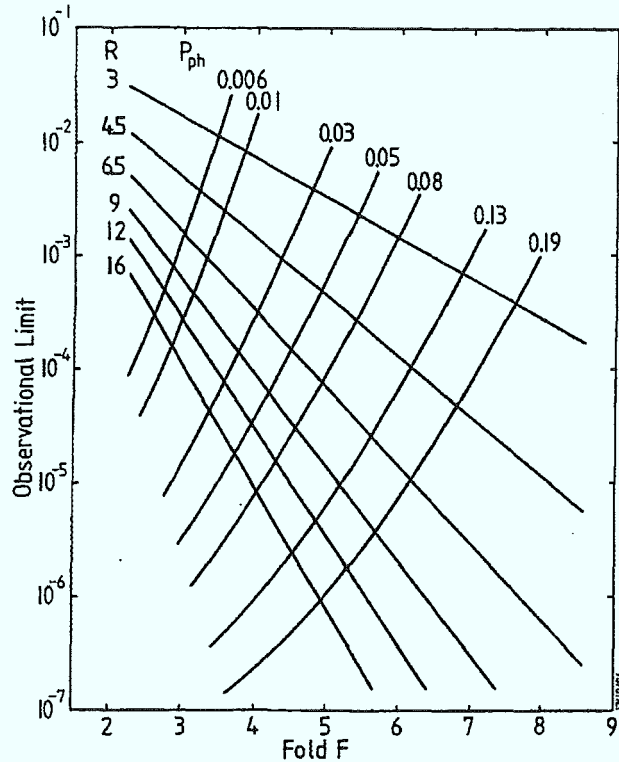


Abbildung 3.1: Die Beobachtungsgrenze von γ -Vieldetektoranordnungen.

In Abb. 3.1 ist die Beobachtungsgrenze als Funktion der Anzahl der angesprochenen Detektoren (*Fold* F) angegeben. Parameter der eingezeichneten Kurven sind zum einen die totale Photopeakansprechwahrscheinlichkeit und zum anderen die *Resolvingpower* R . Um eine optimale, d.h. möglichst niedrige Beobachtungsgrenze zu erhalten, müssen also simultan die totale Photopeakansprechwahrscheinlichkeit und die Resolvingpower erhöht werden. Die Resolvingpower ist der Untergrundunterdrückungsfaktor des γ -Spektrometers, sie ist definiert als

$$R = \left(\frac{SE_\gamma P}{\Delta E_\gamma T} \right) \quad (3.1)$$

mit SE_γ als dem mittleren Energieabstand der Übergänge innerhalb einer Kaskade, ΔE_γ der Energieauflösung und P/T dem *Peak-zu-Total* Verhältnis.

3.2.1 Die Geburt: TESSA

Der Sprung von Szintillatoren mit schlechter Energieauflösung hin zu Halbleiterdetektoren mit wesentlich besserer Energieauflösung war ein entscheidender Prozeß in der Geschichte der γ -Spektrometrie. Die Einführung von Germanium-Detektoren mit einem Mantel aus Szintillatoren, die, in Antikoinzidenz geschaltet, die Comptonstreuung reduzieren können, hat eine deutliche Verbesserung gebracht.

TESSA1 bestand aus sechs Germanium-Detektoren, die von Natriumjodid-Szintillatoren umgeben waren. Es folgten TESSA2 und TESSA3, ein Vieldetektor- γ -Spektrometer, welches aus 12 BGO-ummantelten γ -Spektrometern und einem inneren Ball von 50 BGO Szintillatoren bestand. Dieser innere Ball diente als Summenenergie- und Multiplizitätsfilter. TESSA3 wurde am Daresbury Laboratory betrieben, als Schwerionenbeschleuniger diente der Tandem-Beschleuniger dieses Labors. Mit dieser Kombination gelang P. Twin und seinen Mitarbeitern 1986 die erste Beobachtung einer diskreten superdeformierten Bande, zu sehen in Abb. 1.1. Als Target wurden zwei selbsttragende $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{108}Pd -Folien verwendet, zusätzlich war ein $15 \text{ mg}/\text{cm}^2$ Goldstopper 5 cm hinter dem Target angebracht. Dieser Experimentaufbau ist typisch für Superdeformations-Experimente mit dünnem Target. Die direkt im Target erzeugten γ -Quanten werden von den Germanium-Detektoren „gesehen“ und mit hoher Energieauflösung detektiert. Dazu muß das Target „dünn“ sein, da ansonsten die erzeugten Kerne schon im Target abgebremst werden und Dopplerverbreiterung auftritt. Im Stopper werden *alle* im Target erzeugten Kerne gestoppt, die von ihnen beim Zerfall ausgesendeten γ -Quanten werden von den Elementen des BGO-Balles detektiert. Mit Hilfe der so festgestellten Summenenergie und γ -Multiplizität können bei der Auswertung die nicht interessierenden Reaktionskanäle unterdrückt werden. Diese Experimentiertechnik ist auch heute noch aktuell.

3.2.2 Kindheit und Jugend: OSIRIS, Nordball und HERA

Nach den Erfolgen mit und an TESSA3 wurden in Europa zwei Kollaborationen gegründet, OSIRIS und Nordball. In Amerika kamen die Vieldetektor- γ -Spektrometer HERA und 8π zum Einsatz.

OSIRIS, zu sehen in Bild 3.2, wurde von einer deutschen Kollaboration unter Federführung des Forschungszentrums Jülich zusammen mit der Universität zu Köln, der Universität Bonn und dem Hahn-Meitner-Institut in Berlin

aufgebaut. In den letzten Jahren war es in Berlin und Köln im Einsatz. Zur Zeit wird der Aufbau von OSIRIS am Warschauer Zyklotron im Rahmen einer deutsch-polnischen Zusammenarbeit vorbereitet. Während der Berliner Zeit wurden an OSIRIS eine große Anzahl neuer, bis dahin unbekannter, superdeformierter Banden entdeckt. Von G. Hebbinghaus wurde die erste Kreuzung zweier superdeformierter Banden gefunden [Heb90]. Durch den hervorragenden Schwerionenbeschleuniger VICKSI konnten viele Kerne mit hohen Strahlintensitäten untersucht werden.

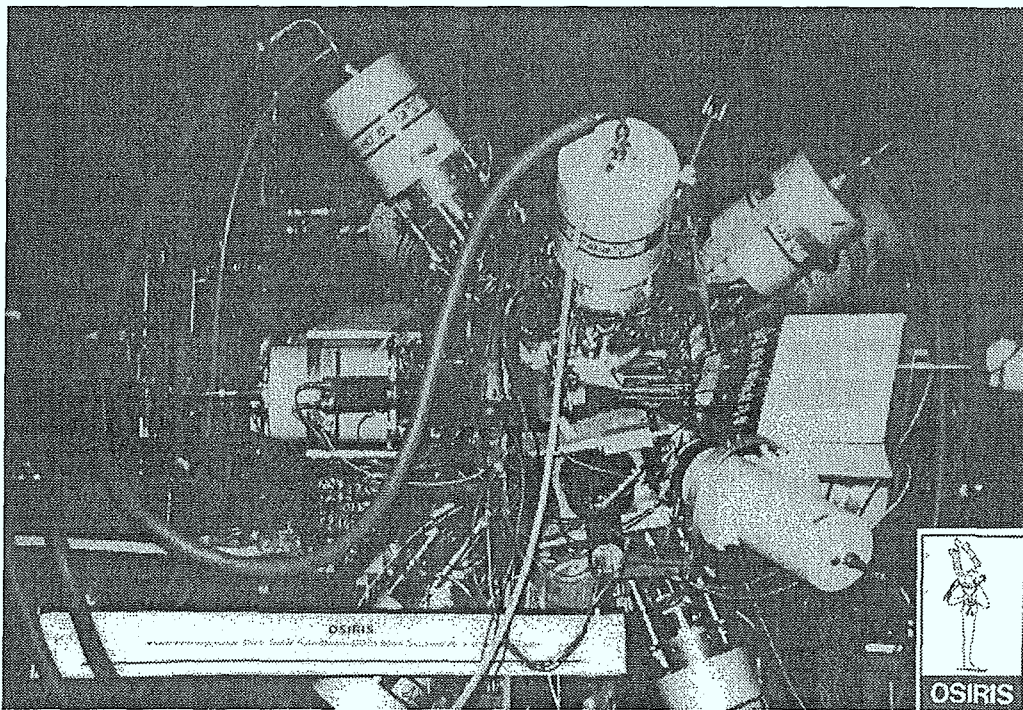


Abbildung 3.2: OSIRIS-12, aufgebaut am Hahn-Meitner Institut in Berlin.

Nordball wurde von den skandinavischen Ländern initiiert und im Forschungszentrum Risø am dortigen Beschleuniger aufgebaut. Das Spektrometer wurde ständig verbessert und mit zusätzlichen Detektorsystemen versehen, ein Silizium-Ball und eine „Neutronen-Wand“ wurden installiert. An Nordball wurden in den letzten Jahren große Erfolge erzielt, so wurde z.B. der erste Hinweis auf den Zerfall der superdeformierten Bande in ^{143}Eu [Ata93] bei der Auswertung eines Experiments mit einer Strahlzeit von 30 Tagen gefunden.

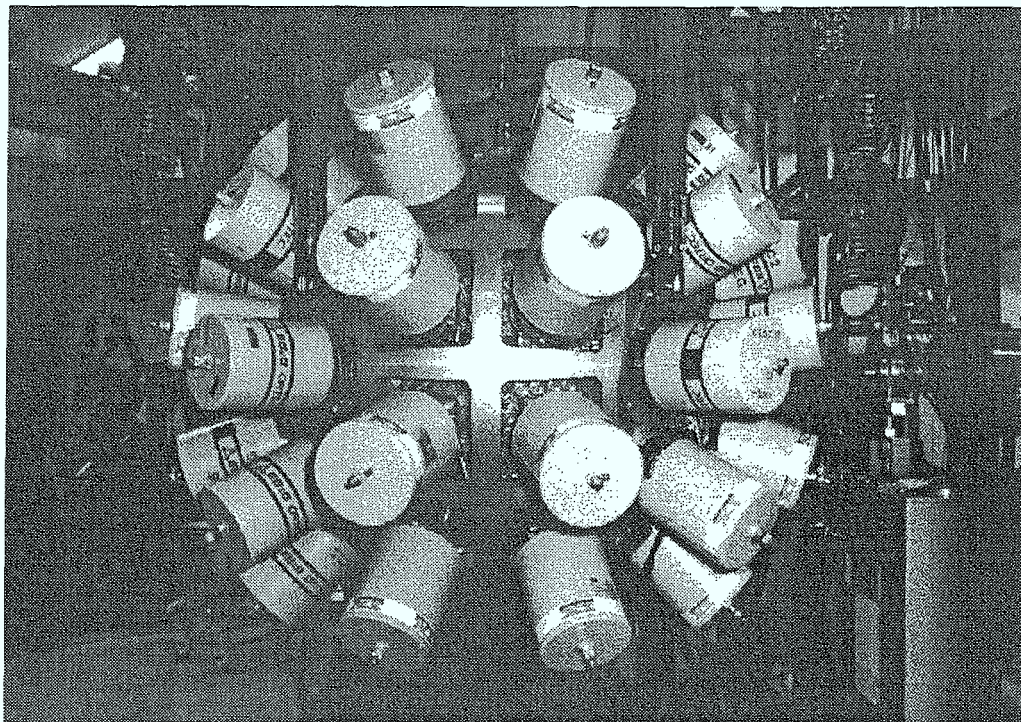


Abbildung 3.3: EUROGAM II in Straßburg. Vor der Verkabelung und der Montage des Detektorkühlsystems sind die zwei unterschiedlichen Detektorsysteme gut zu erkennen. In der Mitte des Bildes die CLOVER-Detektoren und rechts und links die herkömmlichen Detektoren.

3.2.3 Sturm- und Drangzeit: GASP, EUROGAM und Gammasphere I

Nachdem weltweit neben den aufgeführten Vieldetektor-Spektrometern noch einige weitere Apparaturen von ähnlicher Größenordnung entstanden waren, wurden als nächster Schritt in Amerika und in Europa zwei große Spektrometer geplant. GAMMASPHERE [DD88] in Amerika wird in der endgültigen Ausbaustufe 110 comptonunterdrückte Germanium-Detektoren haben.

In Europa wurde das Projekt EUROBALL initiiert, insgesamt sind über 30 Forschungsinstitute in West- und Osteuropa an Planung und Aufbau dieses Spektrometers beteiligt. Zur Finanzierung des Projektes wurde es in drei Stufen unterteilt: In Stufe 1 entstanden zwei Spektrometer mit großen, herkömmlichen Detektoren. So entstand in einer englisch-französischen Zusammenarbeit am Daresbury Laboratory EUROGAM I und gleichzeitig das italienische Projekt GASP (*G*amma *S*pektrometer) im Laboratori Nazionali

di Legnaro des Istituto Nazionali di Fisica Nucleare. An diesem Spektrometer sind die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente durchgeführt worden, es wird im Kapitel 3.3 genauer beschrieben.

Als zweite Stufe von EUROGAM wurde am neuen Tandem-Beschleuniger VIVITRON in Straßburg EUROGAM II aufgebaut. Es besteht aus 30 „alten“ EUROGAM I-Detektoren und 24 CLOVER-Detektoren, die im Bereich von 90° um die Strahlachse angebracht wurden und einen Raumwinkel von ca. 2π ausfüllen. Die Endkappen sind mit den herkömmlichen Detektoren gefüllt, die auf diese Weise nicht beim Übergang von Stufe 1 auf Stufe 2 ausgemustert wurden.

Die CLOVER¹ [Bec92] Detektoren sind zusammengesetzte Detektoren und bestehen aus vier kleineren Germanium-Detektoren, die kleeblattförmig angeordnet und in einem gemeinsamen Kryostaten montiert worden sind. Diese vier Detektoren werden dann von einem gemeinsamen BGO-Mantel umgeben, der in Antikoinzidenz geschaltet die unerwünschten Compton-Ereignisse unterdrückt. Die in den einzelnen Germanium-Kristallen deponierte Energie wird aufsummiert und auf diese Weise ein größerer Detektor realisiert. Dabei bleibt die Ortsauflösung erhalten und die Wahrscheinlichkeit für einen Doppeltreffer wird gegenüber einem gleich großen einzelnen Germanium-Kristall reduziert. Der Detektor kann auch als Polarimeter benutzt werden.

3.2.4 Die besten Jahre: EUROBALL III und Gammasphere II

Gammasphere II in Berkeley, USA, wird komplettiert durch segmentierte Detektoren, die im Bereich um 90° zur Strahlachse eingesetzt werden. Die segmentierten Detektoren sind einzelne, große Kristalle, deren elektrisch empfindliche Oberfläche in mehrere (bei Gammasphere sind es zwei) Segmente unterteilt wird. Dadurch wird die Ortsauflösung verbessert, ohne daß der von Germanium überdeckte Raumwinkel verkleinert wird.

Die dritte Ausbaustufe des europäischen Spektrometers EUROBALL III wird im Herbst 1996 in Legnaro, Italien, aufgebaut werden. Auch hier werden die schon vorhandenen Detektoren weiter eingesetzt und neuartige Detektoren hinzugenommen. EUROBALL III wird aus 30 großen Stufe-1 Detektoren, 26 CLOVER-Detektoren und 15 CLUSTER-Detektoren bestehen. Die 15 CLUSTER-Detektoren werden in Rückwärtsrichtung zum Strahl in zwei Ringen mit fünf und zehn Detektoren angebracht. In Bild 3.4 ist im Schnittbild der schematische Aufbau von EUROBALL III zu sehen.

¹englisch: vierblättriges Kleeblatt

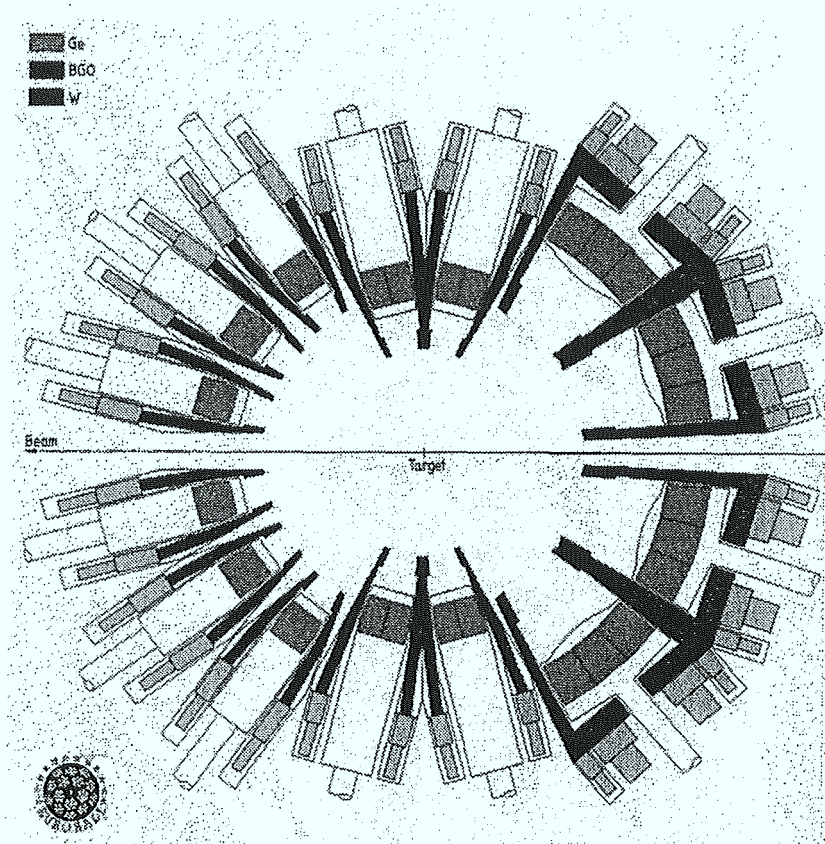


Abbildung 3.4: Schnitt durch EUROBALL III. Die Anordnung der verschiedenen Detektortypen ist sichtbar.

Der CLUSTER-Detektor [Lie89, Ebe90, GL92, Tho95] besteht aus sieben Germanium-Detektoren in einem gemeinsamen Kryostaten, sie werden von einem gemeinsamen Mantel aus 18 BGO Szintillatoren umgeben. Jeder der Germanium-Detektoren ist einzeln gekapselt, und somit bietet der CLUSTER eine Reihe von Vorteilen gegenüber einem zusammengesetzten Detektor, dessen ungekapselte Detektoren sich in einem gemeinsamen Kryostaten befinden. Die ultrahochvakuumdicht verschweißte Kapsel trennt das Kryostatenvakuum vom Detektorvakuum und ermöglicht dadurch eine einfachere Handhabung, einfaches und sicheres Ausheizen nach Neutronenschäden und die Option auf eine andere Detektorgeometrie, deren Realisierung durch die Herstellung eines anderen Kryostaten verwirklicht werden kann.

EUROBALL III wird aus insgesamt 70 Detektoren mit 239 einzelnen Germanium-Kristallen bestehen. Die totale Photopeakansprechwahrscheinlich-

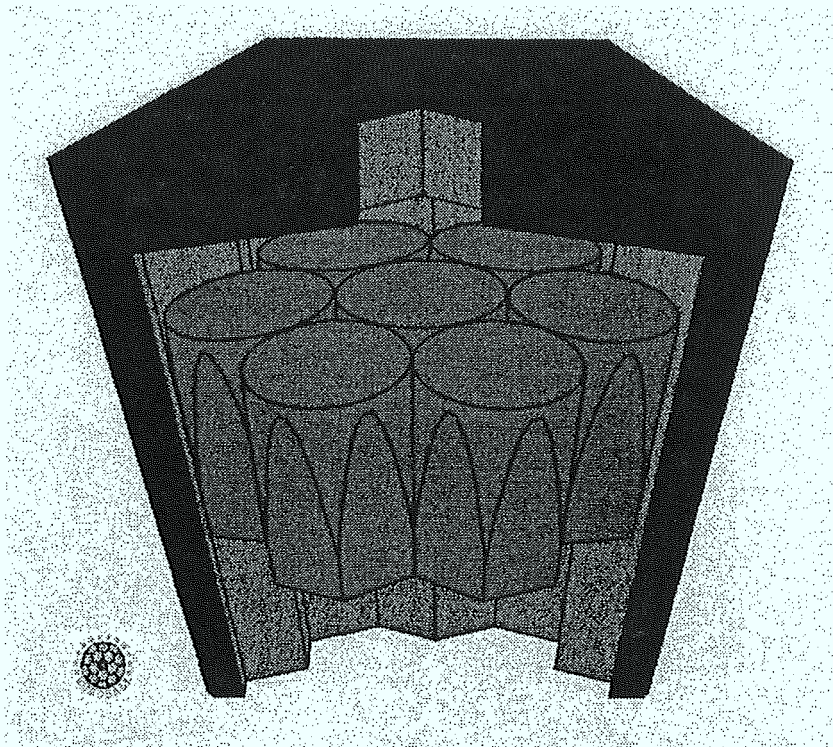


Abbildung 3.5: Schnitt durch den CLUSTER-Detektor. Die schematische Anordnung der sieben Germaniumkristalle (rot) und der insgesamt 18 BGO-Szintillatoren (blau) ist dargestellt.

keit wird gegenüber Nordball um mehr als einen Faktor sieben steigen, die Beobachtungsgrenze auf $5 \cdot 10^{-5}$ sinken.

Mit diesen Spektrometersystemen in Europa und Amerika wird die Beobachtung des Zerfalls superdeformierter Banden sowie die Entdeckung diskreter hyperdeformierter Banden erwartet. Durch Addition zusätzlicher Detektorsysteme zur Teilchenidentifikation werden die Eigenschaften ständig weiter verbessert und neue Anwendungsgebiete erschlossen werden.

Hier endet der kurze Abriß der Geschichte der Spektrometrie, in Abschnitt 3.3 werde ich GASP genauer vorstellen und in Kapitel 6 den CLUSTER-Detektor mit seinen vollen Möglichkeiten und Eigenschaften beschreiben.

3.3 GAmma-SPektrometer

Am γ -Spektrometer GASP im Laboratori Nazionali di Legnaro in der Nähe von Padua sind die in dieser Arbeit ausgewerteten Experimente durchgeführt worden. GASP gehört mit EUROGAM II am Vivitron in Straßburg und GAMMASPHERE in Berkely zu den leistungsfähigsten Vieldetektor-Spektrometern der Welt.

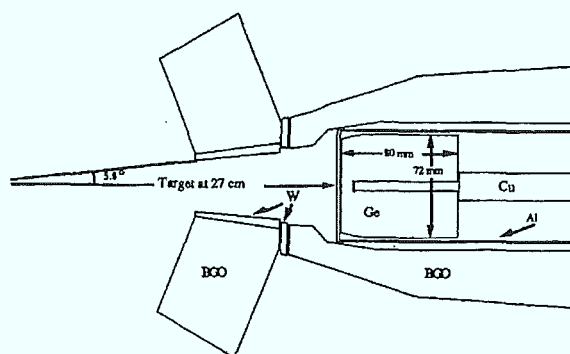


Abbildung 3.6: Schnittbild durch einen GASP-Detektor. Zu erkennen ist ein γ -Spektrometer, bestehend aus einem Germanium-Detektor und einem Mantel aus BGO Szintillatoren, sowie zwei BGO-Elemente des inneren Balles.

3.3.1 Das Detektorsystem

GASP besteht in seinem Standardaufbau aus 40 γ -Spektrometern und einem inneren Ball mit 80 BGO Szintillatoren. Die einzelnen Spektrometer sind alle vom gleichen Typ und daher austauschbar, sie bestehen aus einem Germanium-Detektor mit 82 mm Länge und einem Durchmesser von 72 mm. Der BGO-Mantel ist konisch und besitzt keinen Back-Catcher, es befindet sich also kein BGO hinter dem Germanium-Detektor. In Abb. 3.6 ist im Schnittbild der Aufbau eines γ -Spektrometers zu sehen.

Die Detektoren haben eine relative Photopeakansprechwahrscheinlichkeit von durchschnittlich 82%, bezogen auf einen NaJ-Detektor von 7.5 cm Durchmesser und 7.5 cm Länge, der als Standard benutzt wird. Ihre Auflösung ist typischerweise 2.2 keV für ein γ -Quant von 1.33 MeV [RA90, RA91]. Sie sind im Abstand von 27 cm vom Target angebracht, was einen Öffnungswinkel von 11.2° ergibt. In Tab. 3.1 sind die Winkel der einzelnen Detektoren

Detektor- nummer	Θ [°]	Φ [°]	Detektor- nummer	Θ [°]	Φ [°]
0	36.0	0.0	20	90.0	90.0
1	36.0	180.0	21	90.0	270.0
2	31.7	58.3	22	90.0	148.3
3	31.7	238.3	23	90.0	328.3
4	36.0	116.6	24	108.0	0.0
5	36.0	296.6	25	108.0	180.0
6	60.0	37.4	26	108.0	116.6
7	60.0	217.4	27	108.0	296.6
8	60.0	79.2	28	120.0	37.4
9	60.0	259.2	29	120.0	217.4
10	58.3	148.3	30	120.0	79.2
11	58.3	328.3	31	120.0	259.2
12	72.0	0.0	32	121.7	148.3
13	72.0	180.0	33	121.7	328.3
14	72.0	116.6	34	144.0	0.0
15	72.0	296.6	35	144.0	180.0
16	90.0	26.6	36	148.3	58.3
17	90.0	206.6	37	148.3	238.3
18	90.0	58.3	38	144.0	116.6
19	90.0	238.3	39	144.0	296.6

Tabelle 3.1: Positionen der Germanium-Detektoren in GASP.

relativ zur Strahlrichtung aufgelistet; diese Angaben werden für die Auswertung der DCO-Verhältnisse (s. Abschnitt 4.2) benötigt.

Die 80 Elemente des inneren Balles überdecken zusammen mit den 40 Germanium-Detektoren die kompletten 4π Raumwinkel. Man kann sie als reine Filterelemente benutzen und nur die zusätzlichen Parameter, „Anzahl der angesprochenen Ballelemente“ (*BGO fold*) und „Summenenergie aller Ballelemente“, (*BGO sum-energy*) aufnehmen. Sie ermöglichen es, den gewünschten Reaktionskanal in der Analyse gegenüber allen anderen Reaktionskanälen zu verstärken. Der BGO-Ball kann aber auch als Zusatzdetektorsystem zur Teilchenidentifizierung eingesetzt werden. Dann werden Energie- und Zeitinformation für jedes Element einzeln aufgezeichnet.

Wenn der innere Ball entfernt wird, können die Germanium-Detektoren auf einen Abstand von 20 cm zum Target gebracht werden. Dies erhöht die totale Photopeakansprechwahrscheinlichkeit von GASP von $P_{ph} = 0.030$ im Stan-

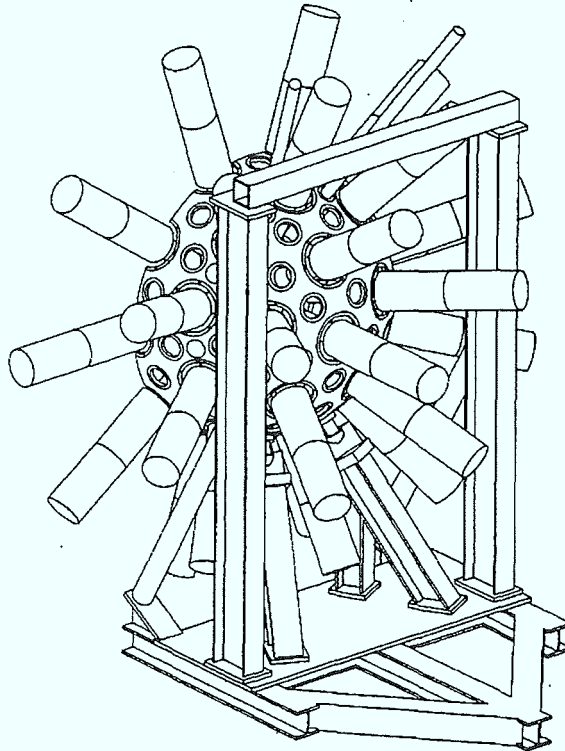


Abbildung 3.7: Äußere Halbschale von GASP. Die mechanischen Halterungen sowie die Dewars (Vorratsbehälter für flüssigen Stickstoff) der Germanium-Detektoren sind schematisch dargestellt.

dardaufbau auf $P_{ph} = 0.053$. Die Grenze der Beobachtung von $2 \cdot 10^{-4}$ wird dadurch allerdings nicht verbessert, weil sich bei dem kleineren Abstand die Resolvingpower reduziert. Alle unsere Experimente sind im Standardaufbau mit dem BGO-Ball als Filter durchgeführt worden.

3.3.2 Elektronik und Datenerfassung

Mit Spektrometern wie GASP ist die Grenze erreicht, bis zu der herkömmliche NIM-Elektronik verwendet werden kann, ohne die mühsam und teuer gewonnenen Daten auf dem Weg vom Detektor bis zur Aufzeichnung mit einer Magnetbandstation wieder zu verlieren.

Das System zur Erfassung der GASP-Daten ist auf NIM-Basis aufgebaut und in den letzten Jahren perfektioniert worden. Die Signale der Germanium-Detektoren werden in einer Antikoinzidenzschaltung mit den Signalen des

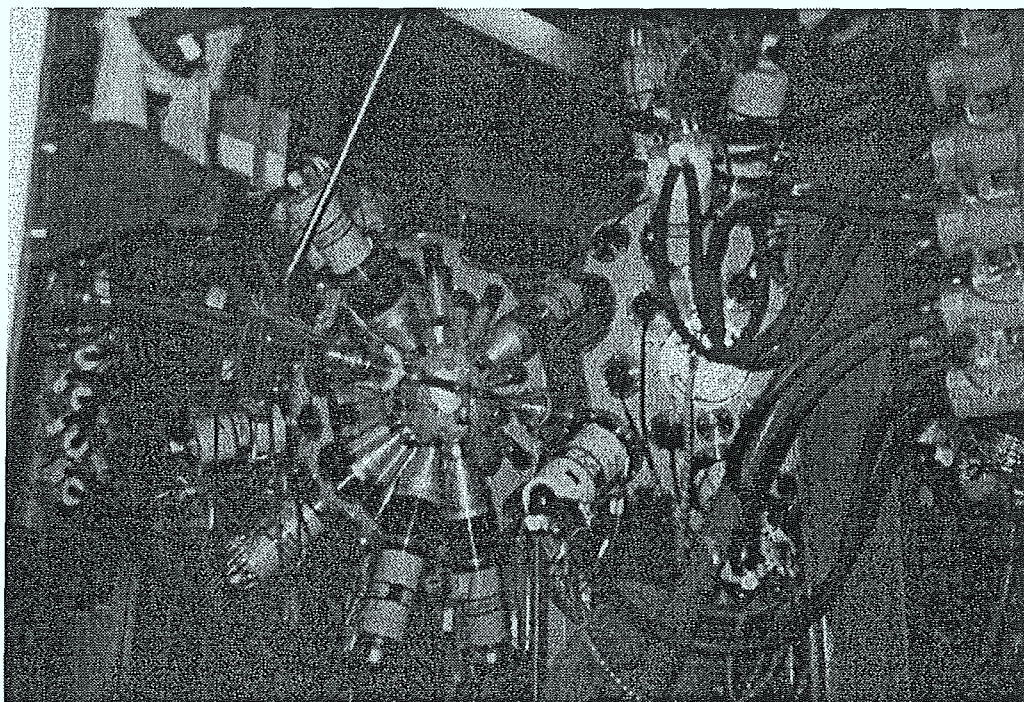


Abbildung 3.8: Blick in die auseinandergefahrenen Hälften von GASP. Die γ -Spektrometer mit ihren Dewars und den BGO Schilden sind zu erkennen.

sie umgebenden BGO-Mantels unterdrückt, falls das γ -Quant nicht seine gesamte Energie im Germanium-Kristall abgegeben hat. Danach wird das Signal über einen *Linear Gate and Stretcher* (LGS) an einen von zwei *Multiplexern* weitergeleitet. Diese sorgen für eine Umschaltung der Einzelsignale an zwei nachfolgende *Analog zu Digital Wandler* (ADC), wo die Energiesignale in der Reihenfolge ihres Einlaufens digitalisiert werden [Baz91]. Die Verwendung von nur zwei ADCs ermöglicht die sehr lineare Beziehung zwischen Energie und aufgezeichnetem Signal, die GASP auszeichnet. Dadurch ist die ansonsten sehr zeitintensive Kalibrierung der Daten deutlich beschleunigt worden, siehe dazu auch Abschnitt 4.2.1.

Neben der Energie der angesprochenen Germanium-Detektoren wird auch die Zeit, relativ zum ersten angesprochenen Element des inneren Balles, aufgezeichnet. Ebenso werden die Summe aller in den verschiedenen Elementen des inneren Balles deponierten Energien und die Anzahl der angesprochenen Detektoren auf Band geschrieben.

Das eigentliche Datenaufnahmesystem nach der Digitalisierung der Daten ist ein technisch sehr elegantes, voll computergesteuertes Transputernetzwerk. Der prinzipielle Aufbau dieses Systems ist in den Abb. 3.10 und 3.11 zu se-

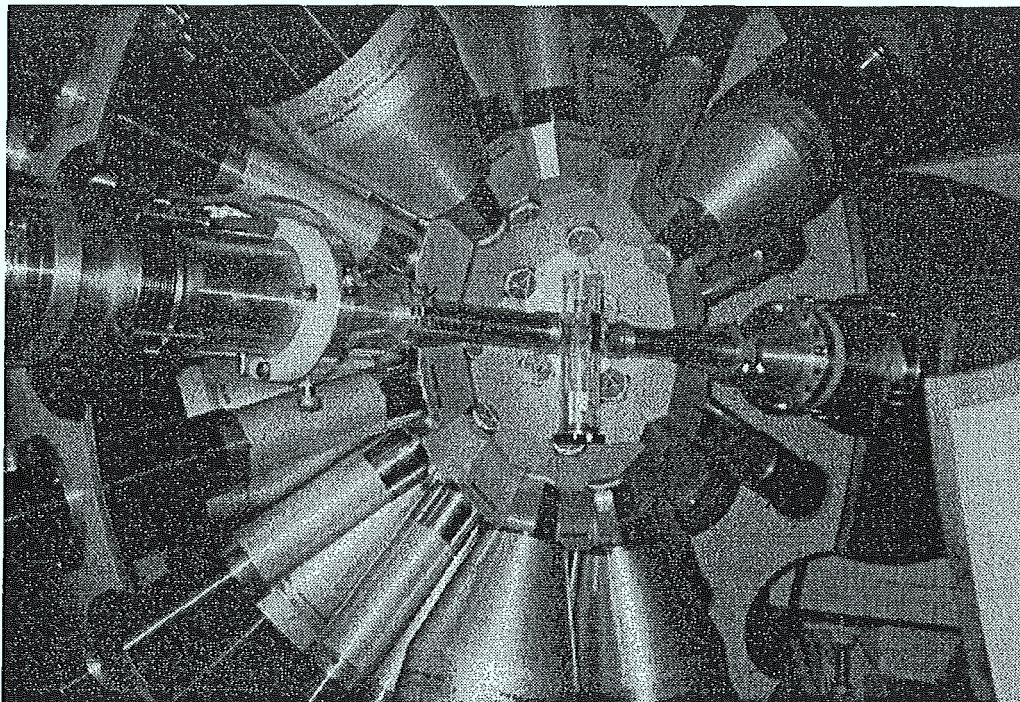


Abbildung 3.9: Blick in eine Halbschale von GASP, die BGO-Elemente des inneren Balles mit den dazugehörigen Photomultipliern sind sichtbar. Von links nach rechts laufend ist das Strahlrohr mit der Targetkammer zu sehen.

hen. Die digitalisierten Daten werden über einen FERA Bus und ein speziell entwickeltes FERA/T-Net Interface an ein Netz von Transputern weitergeleitet. Dieses Netzwerk besteht aus INMOS T222 und T800 Transputern, die in fünf logischen Abschnitten angeordnet sind.

Format: Hier wird die Ereignisstruktur aufgebaut, sie ist variabel und kann Zusatzdetektoren enthalten. Die im Standardaufbau verwendete Struktur ist in Abb. 3.12 dargestellt. Für Experimente mit anderem Aufbau können aber auch alle Einzelsignale (Energie und Zeit) des inneren Balles oder die Signale eines Silizium-Detektorballes eingebunden werden.

Check: In diesem Kontrollabschnitt (Checksection) werden die vorher erzeugten Ereignisse auf Vollständigkeit überprüft. Fehlerhafte Ereignisse können verkürzt oder ganz gelöscht werden. Hier können auch schon vor der Aufzeichnung auf Band Filterbedingungen realisiert werden. Nach Durchlaufen dieses Abschnitts werden die Daten über Tape-Handler an eine von zwei zur Verfügung stehende Exabyte Bandstationen übergeben und aufgezeichnet.

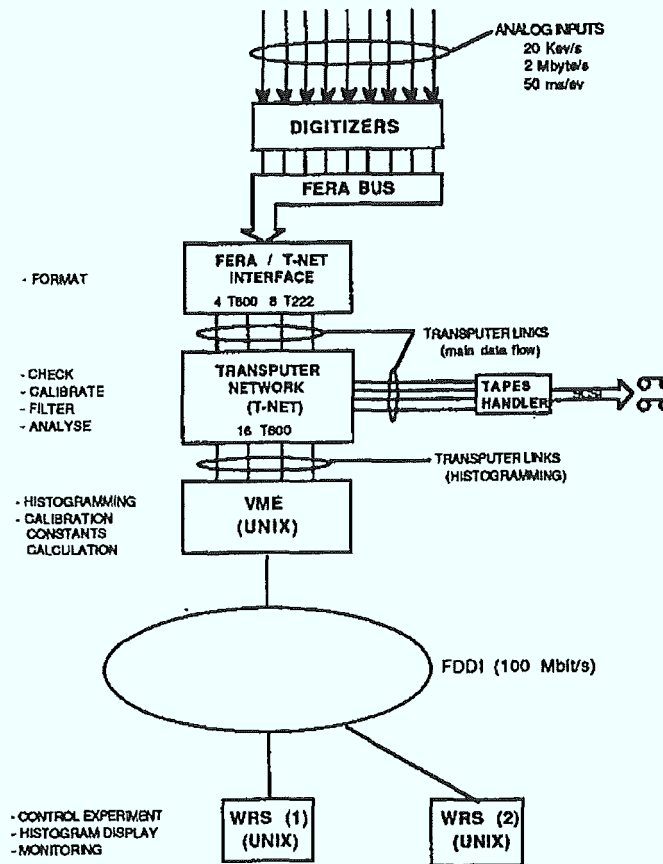


Abbildung 3.10: Block-Diagramm der GASP Datenaufnahme. Nähere Erläuterungen sind im Text gegeben.

Calibration: Die Daten können hier zur besseren Kontrolle kalibriert werden.

Filter: Nach der Kalibrierung können nochmals Filterbedingungen gesetzt werden. In diesem Abschnitt ist eine sehr viel weitergehende Filterung als im Kontrollabschnitt möglich, es können ebenfalls schon Fenster/Schnitte zur Online-Erzeugung von Matrizen gesetzt werden.

Analysis: Hier werden Histogramme und Matrizen nach gegebener Spezifikation aufgebaut und in einen Speicher geschrieben, der sowohl vom Transputernetzwerk als auch vom Auswerterechner für erste Analysen der Daten zugänglich ist.

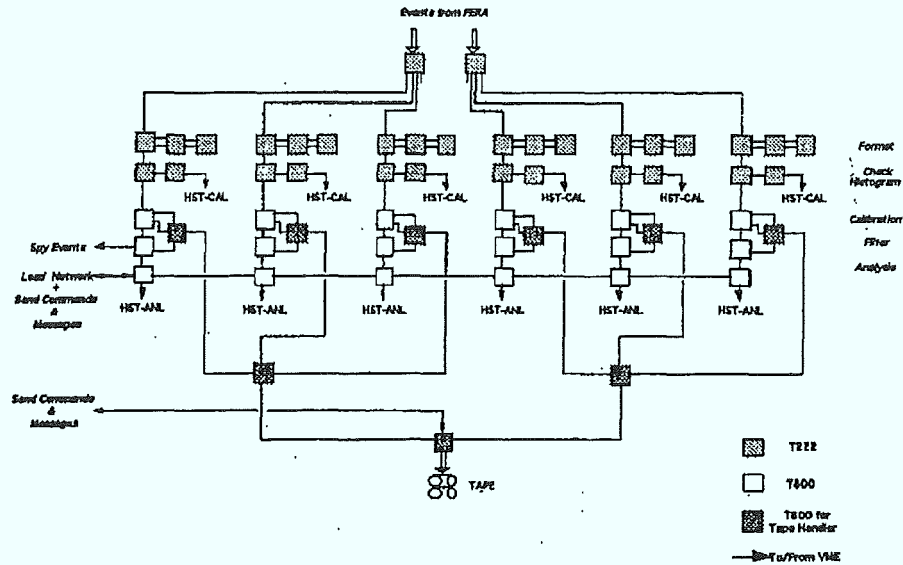


Abbildung 3.11: Das GASP Transputer Netzwerk.

Die gesamte Steuerung des Transputernetzwerkes ist sehr flexibel. So wäre z.B. auch die Aufzeichnung auf Band erst nach der Kalibrierung und/oder der Filterung möglich. Sowohl die Original-Daten als auch die nach Kalibrierung und Filterung im Analyseabschnitt erzeugten Histogramme und Matrizen können über den Auswerterechner ausgelesen und dargestellt werden. Damit ist zum einen die Kontrolle der Daten möglich und eventuelle Änderungen/Fehler können sofort festgestellt werden. Zum anderen ist eine erste Analyse der aufgenommenen Daten bereits hier möglich.

Während des Betriebes ist aber nicht nur das Auslesen der Daten möglich, es können auch durch *Versenden* von Nachrichten vorher definierte Parameter geändert werden. Dies ist in der Praxis vor allem in den Abschnitten *Calibration* und *Filter* sinnvoll.

Die sehr komplizierte und daher fehleranfällige Programmierung der Transputer in OCCAM wurde durch die Entwicklung der Programmiersprache *Nuclear Event Oriented* (NEO) umgangen. Die geradlinige, an Pascal orientierte Struktur und Semantik ermöglicht eine einfache Programmierung aller oben beschriebenen Aufgaben. So kann jeder Experimentator mit einem Minimum an Programmierkenntnissen auch komplexe Änderungen in kurzer Zeit realisieren. Der NEO-Compiler erstellt einen OCCAM Quelltext, dieser wird dann in den Transputer-Maschinencode compiliert und in das Netz eingeladen.

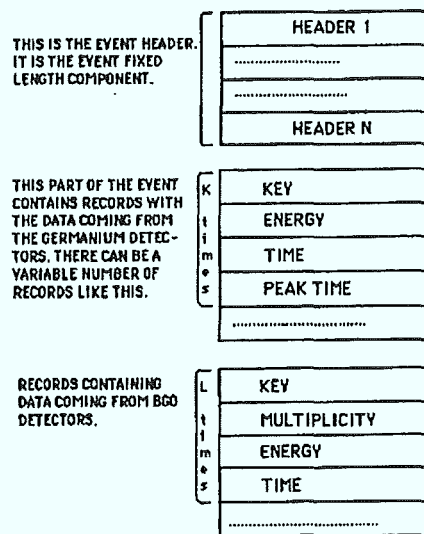


Abbildung 3.12: Struktur des GASP Datenformats.

Insbesondere durch die Möglichkeit der schnellen Anpassung der Datenaufzeichnungssoftware, aber auch durch die Reduktion der Datenmenge sind bei GASP Probleme gelöst worden, die in noch weit größerem Ausmaß bei EUROBALL III zu erwarten sind. Durch die große Anzahl und die erhöhte Komplexität der Detektoren ist die Computersteuerbarkeit aller Komponenten notwendig geworden. Die bei GASP exemplarisch aufgezeigten Lösungen können auch bei EUROBALL III erfolgreich eingesetzt werden.

Kapitel 4

Superdeformation in $^{144,145}\text{Gd}$

4.1 Experimente

Es gab zwei Kerne im Massebereich $A \approx 150$, bei denen superdeformierte Strukturen nach theoretischen Rechnungen besonders stark bevölkert werden sollten, ^{152}Dy und ^{144}Gd . Diese Kerne können als doppelt-magische superdeformierte Kerne betrachtet werden, da bei $\beta_2 \approx 0.6$ sowohl bei den Protonen als auch bei den Neutronen große Energielücken an der Fermikante auftreten. Im Kern ^{152}Dy wurde dann auch zum ersten Mal eine diskrete superdeformierte Bande gefunden [Twi86]. In nachfolgenden Experimenten wurde Superdeformation auch in benachbarten Kernen entdeckt.

Datum	gewünschter Endkern	Reaktion	Strahlenergie	Strahlzeit	Target
Feb. 93	^{144}Gd	$^{48}\text{Ti} + ^{100}\text{Mo}$	221 MeV	5 Tage	1.1 mg/cm ²
Feb. 94	^{180}Os	$^{36}\text{S} + ^{150}\text{Nd}$	177 MeV	5 Tage	0.5 + 0.6 mg/cm ²
Juni 94	^{144}Gd	$^{48}\text{Ti} + ^{100}\text{Mo}$	215 MeV	3 Tage	3 * 350 mg/cm ²
Nov. 94	^{145}Gd	$^{36}\text{S} + ^{114}\text{Cd}$	182 MeV	5 Tage	1.07 mg/cm ²
Nov. 94	^{144}Gd	$^{48}\text{Ti} + ^{100}\text{Mo}$	215 + 209 MeV	5 + 1 Tage	3 * 350 mg/cm ²

Tabelle 4.1: Tabelle der durchgeführten Experimente zur Suche nach Superdeformation in $^{144,145}\text{Gd}$ und der Untersuchung der Hochspinstruktur von ^{180}Os . Alle Experimente fanden an GASP im Standardaufbau statt.

Zur Suche nach Superdeformation im zweiten Kern für, den sie vorhergesagt wurde, ^{144}Gd , gab es eine größere Anzahl von Experimenten an verschiedenen Spektrometern [Viv86, Sch87], jedoch war keins dieser Experimente erfolgreich. Eine Erklärung, warum sich die Suche nach Superdeformation

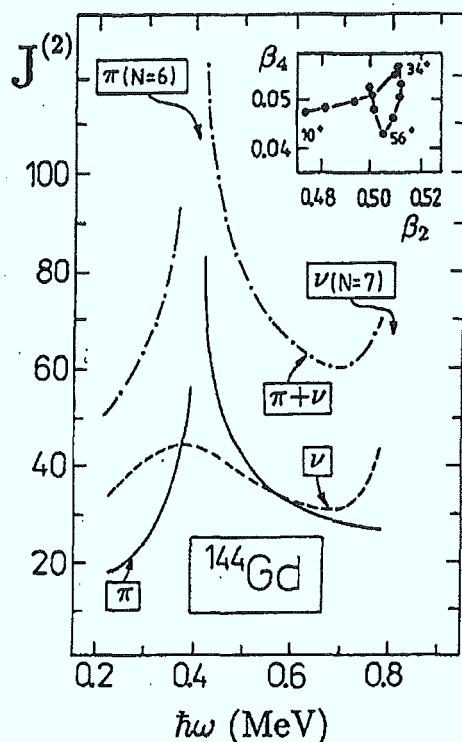


Abbildung 4.1: Der vorhergesagte Verlauf des dynamischen Trägheitsmoments der superdeformierten Bande in ^{144}Gd . Die erwartete Protonenbandenkreuzung verursacht den starken Anstieg der Kurve bei $\hbar\omega = 0.45$ MeV.

in diesem Kern so schwierig gestaltet, wurde dann von Nazarewicz, Wyss und Johnson gegeben [NWJ89]. Sie machten eine theoretische Voraussage über den Verlauf des dynamischen Trägheitsmoments $J^{(2)}$ als Funktion der Rotationsfrequenz $\hbar\omega$ der erwarteten superdeformierten Bande, s. Abb. 4.1. Dieses zeigt einen starken Anstieg im Frequenzbereich $\hbar\omega = 0.35 - 0.55$ MeV, hervorgerufen durch eine Bandenkreuzung. Damit ist das Suchkriterium für superdeformierte Banden, der gleichbleibende Abstand der Linien im Spektrum, resultierend aus dem erwarteten konstanten dynamischen Trägheitsmoment, nicht erfüllt.

Die Gd-Isotope bilden die längste Kette von Kernen, in denen Superdeformation bekannt ist. In $^{146-150}\text{Gd}$ sind diskrete Banden gefunden worden [Heb90, Zub91, Fli95, Bea93, Haa93], und auch in ^{144}Gd konnten Hinweise auf die Existenz von superdeformierter Kerngestalt gefunden werden [RU92]. Mit dem Spektrometer GASP stand ab 1991 eine neue Spektrometer-Generation

Kern	$^{48}\text{Ti} + ^{100}\text{Mo}$ bei Strahlenergie					
	195 MeV	200 MeV	205 MeV	209 MeV	215 MeV	221 MeV
^{145}Gd	12.4%	8.5%	4.6%	2.0%	0.7%	0.6%
^{144}Gd	40.8%	36.0%	34.2%	28.5%	24.5%	16.3%
^{143}Gd	9.3%	11.5%	16.3%	19.5%	17.6%	21.6%
^{142}Gd	—	—	0.7%	0.6%	1.5%	2.5%
^{143}Eu	17.5%	24.2%	24.1%	26.9%	31.9%	32.8%
^{142}Sm	10.8%	10.2%	11.5%	10.9%	14.0%	15.3%
^{141}Sm	9.3%	9.7%	8.5%	11.7%	9.8%	10.9%

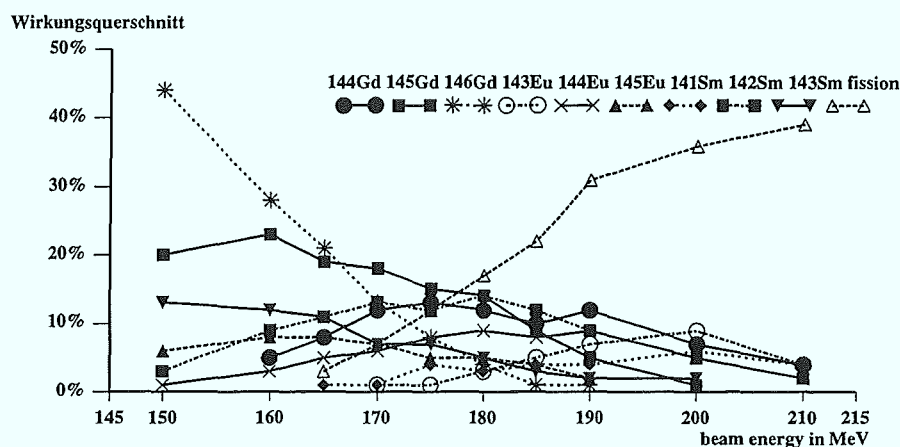
Tabelle 4.2: Anteil der verschiedenen Reaktionskanäle nach Julian-Pace Rechnungen für Experimente zur Suche nach Superdeformation in ^{144}Gd . Zur besseren Vergleichbarkeit mit den experimentellen Ergebnissen wurden nur intensive Ausgangskanäle ausgewertet und auf diese renormiert.

zur Verfügung. Die Beobachtungsgrenze konnte gegenüber den bisherigen Spektrometern um mehr als eine Zehnerpotenz verbessert werden. Unter diesen verbesserten Voraussetzungen wurde ein neues Experiment zur Suche nach Superdeformation in ^{144}Gd an GASP durchgeführt. In der folgenden Zeit wurden eine Reihe weiterer Experimente beantragt, genehmigt und erfolgreich absolviert. Die Liste der in dieser Arbeit behandelten Experimente ist in Tab. 4.1 aufgeführt.

Kern	$^{48}\text{Ti} + ^{100}\text{Mo}$ bei Strahlenergie (E)		
	E = 209 MeV	E = 215 MeV	E = 221 MeV
^{145}Gd	6.0%	5.0%	—
^{144}Gd	23.5%	23.0%	15.0%
^{143}Gd	13.5%	15.0%	31.0%
^{142}Gd	15.0%	12.5%	6.5%
^{143}Eu	22.5%	25.0%	36.0%
^{142}Sm	9.0%	10.0%	4.5%
^{141}Sm	10.5%	9.5%	7.0%

Tabelle 4.3: Anteil der verschiedenen Reaktionskanäle in den Experimenten zur Suche nach Superdeformation in ^{144}Gd . Es wurden nur intensive Ausgangskanäle ausgewertet und auf diese renormiert.

Bei der Auswahl der Reaktion und der Strahlenergie müssen neben physikalischen Aspekten auch die Charakteristika des Beschleunigers, in unserem Fall der Tandem Van de Graff Beschleuniger des Laboratori Nazionali di Le-



Abbildungung 4.2: Julian-Pace Rechnungen zur Bestimmung der optimalen Reaktionsenergie am Beispiel des Experiments zur Suche nach Superdeformation in ^{145}Gd mit der Reaktion ^{36}S auf ^{114}Cd .

gnaro, beachtet werden, an dem die Experimente stattfinden sollten. Zu einer adäquaten Strahlsorte muß auch die lieferbare Strahlintensität passen. Insbesondere findet dieser Punkt Beachtung, wenn der Strahl ein seltenes, teures Isotop ist. Nachdem so die Anzahl möglicher Reaktionen eingeschränkt worden ist, muß unter den verbliebenen Möglichkeiten diejenige gefunden werden, die mit großem Wirkungsquerschnitt und hohem Spinübertrag den gewünschten Endkern liefert.

Die Simulation der Reaktionen wird mit Hilfe des Julian-Pace Programms durchgeführt. Die Ergebnisse solcher Simulationen sind in Tabelle 4.2 für die Reaktion ^{48}Ti -Strahl auf ^{100}Mo -Target und in Abb. 4.2 für die Reaktion ^{36}S auf ^{114}Cd dargestellt. Im ersten Fall wird der Strahl aus einem natürlichen Isotop gewonnen, im zweiten Fall dagegen aus einem in der Natur nur zu 2% vorkommenden Isotop. Hier muß das Material teuer angereichert werden, und geringe Verluste bei der Strahlerzeugung sind sehr wichtig.

Ähnlich gelagerte Probleme sind auch bei der Auswahl des Targetmaterials zu beachten. Zur Durchführung eines Experiments, bei dem schnelle Übergänge (z.B. Übergänge innerhalb superdeformierter Banden) mit optimaler Energieauflösung gemessen werden sollen, muß ein „dünnes“ Target verwendet werden, in dem die Reaktionsprodukte minimal abgebremst werden. Dies

führt zu Einschränkungen bei der Materialauswahl, denn es muß ein dünnes (typische Dicke 0.5 mg/cm^2), selbsttragendes Target hergestellt werden. Die bei den Experimenten zur Suche nach Superdeformation in $^{144+145}\text{Gd}$ verwendeten Targets kommen beide in ausreichender Menge in der Natur vor. Jedoch ist es mit Schwierigkeiten verbunden, ^{114}Cd als selbsttragende, dünne Folie herzustellen. Im Institut für Kernphysik des Forschungszentrum Jülich und im Institut für Kernphysik der Universität zu Köln war es jedoch möglich, die benötigten Targets zu produzieren.

4.2 Auswertung der Experimente

4.2.1 Auswertung des ersten GASP-Experiments

Strategie der Datensortierung und -auswertung

Nachdem das erste Experiment erfolgreich durchgeführt worden war, mußten grundlegende Probleme der Datenanalyse gelöst werden. Alle bisher ausgewerteten Experimente waren an Spektrometern der vorhergehenden Generation durchgeführt worden. Die Daten waren überwiegend zweifach Koinzidenz-Ereignisse, d.h. nur zwei Germanium-Detektoren hatten angesprochen. Die wenigen drei- und vierfach Koinzidenz-Ereignisse wurden während der Auswertung in Zweifach-Koinzidenzen „entfaltet“ und danach alle Daten in eine sogenannte Listmode-Matrix einsortiert. Diese Matrix wurde auf Platte gespeichert und enthielt noch alle Information, im nächsten Schritt wurden dann die auszuwertenden Matrizen aus der Listmode-Matrix sortiert [Urb84]. Diese Matrizen konnten frei definiert werden, Fenster auf Parameter gesetzt und die Achsenbelegung eingestellt werden. Die eigentliche Auswertung der Daten erfolgte dann mit E_γ — E_γ Matrizen, wobei durch Setzen von Fenstern auf die Parameter Multiplizität und Summenenergie des BGO-Balls der gewünschte Ausgangskanal der Reaktion bevorzugt wurde.

Ein großer Vorteil von GASP gegenüber den bisher verwendeten Vieldetektor-Spektrometern ist die erhöhte Anzahl der Germanium-Detektoren; dadurch wird die Auswertung von Dreifach-Ereignissen mit genügend großer Statistik (mehrere 10^9 Ereignisse pro Experiment) möglich. Zur optimalen Ausnutzung dieser neuen Qualität der aufgenommenen Daten ist allerdings auch eine neue Sortier- und Auswertestrategie nötig. Die Daten sollen nicht mehr in zweidimensionale Matrizen sortiert werden, sondern müssen in dreidimensionale „Würfel“ eingeordnet werden, um den Informationsgehalt nicht zu verlieren. Wie bisher sollen aber auch Fenster auf zusätzliche Parameter gesetzt werden

können. Aufgrund der deutlich erhöhten Datenmenge und der höheren Dimension ist eine der Listmode-Matrix ähnliche Struktur in drei Dimensionen nicht realisierbar, sie würde ca. 40 Giga-Byte Plattenplatz benötigen.

Da eine Listmode-Struktur die Voraussetzung für die schnelle Sortierung der Daten in auszuwertende zwei- bzw. dreidimensionale Matrizen und Würfel ist, mußte die gesamte Auswertestrategie neu überdacht werden. Für bestimmte Anwendungszwecke, z.B. Bestimmung der DCO-Verhältnisse, ist neben der Sortierung in Würfel auch weiterhin die Sortierung in spezifische Matrizen erforderlich. Die Sortierung der endgültigen Datenstruktur durch Lesen der Original-Daten von Magnetbändern ist deutlich langsamer, da die Zugriffszeiten auf Band deutlich höher sind als die Schreib- und Lesezeiten von Platte. Die unter diesen Bedingungen beste Lösung ist eine Sortierung in zwei Schritten. Im ersten Schritt, genannt *Presort*, werden die originalen Daten von Band gelesen, jedes Ereignis auf Vollständigkeit überprüft und eventuell gekürzt oder ganz gelöscht. Danach werden die Energie- und Zeitinformationen rekaliбriert, eine Vorauswahl durch Setzen von Fenstern realisiert, und die so behandelten Daten in stark komprimiertem Format auf ein zweites Band geschrieben. Sowohl das Setzen der Fenster als auch die Datenkompression müssen so erfolgen, daß keine wesentliche Information verloren geht.

Im zweiten Schritt, dem eigentlichen *Sort*, werden dann die *Presort*-Bänder gelesen, die Daten dekomprimiert und nach Setzen von Fenstern in Würfel sortiert. Nach der Datensortierung kann dann die eigentliche Datenauswertung erfolgen. Zur Auswertung von E_γ - E_γ - E_γ Daten hat sich das Programmpaket *Radware* [Rad88] von D. Radford bewährt, es ist als Quasi-Standard akzeptiert und weltweit verbreitet. Die Entwicklung und Programmierung der zwei Sortierschritte wurde also so geplant, daß Matrizen und Würfel später mit *Radware* gelesen und ausgewertet werden können.

Im *Presort* ist das Ziel, eine möglichst starke Kompression der Daten ohne Informationsverlust zu erreichen, um nach diesem Schritt nur noch eine eng begrenzte Anzahl von Magnetbändern weiter auswerten zu müssen. Das Lesen dieser *Presort*-Bänder geschieht trotz der aufwendigen Bearbeitung der gelesenen Daten (Dekompression, gesetzte Fensterbedingungen beachten, Sortierung in Würfel) nahe der maximalen Lesegeschwindigkeit. Somit wird durch höchstmögliche Kompression beim Schreiben der *Presort*-Bänder die weitere Auswertung effektiv beschleunigt. Der Vorteil einer möglichst geringen Anzahl von *Presort*-Bändern offenbart sich hier, denn für jeden neuen Würfel müssen alle Bänder durchgelesen werden.

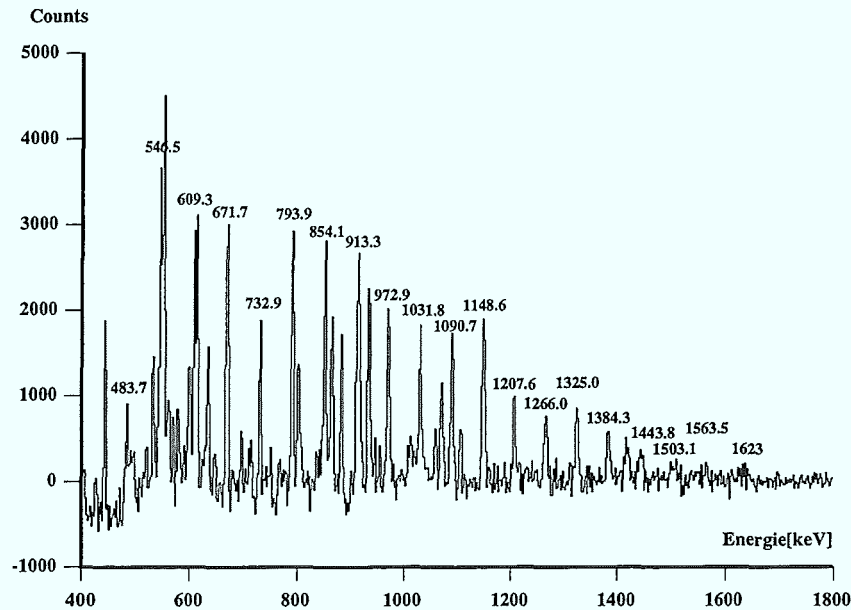


Abbildung 4.3: Die bekannte superdeformierte Bande in ^{143}Eu . Es zeigte sich, daß dies die Bande mit der höchsten Intensität in den Daten ist.

Die Auswertestrategie präsentiert sich also folgendermaßen:

1. Vorsortierung der Daten mit Test auf Vollständigkeit und Rekalibrierung. Ausschreiben der Daten mit hoher Kompression unter Beibehaltung aller Informationen auf Magnetband.
2. Sortierung der Daten in Matrizen: E_γ —Time, E_γ —BGO—Multiplizität und E_γ —BGO—Summenenergie.
3. Analyse der sortierten Matrizen mit dem Ziel, Fensterbedingungen für die Parameter *Zeit*, *BGO—Multiplizität* und *BGO—Summenenergie* für den nächsten Schritt festzulegen.
4. Sortierung der Daten in Würfel oder spezifische Matrizen mit den vorher festgelegten Fensterbedingungen auf zusätzliche Parameter.
5. Auswertung der Würfel mit *Radware*.

Die Implementierung der entwickelten Sortierstrategie in die zwei Programme *Presort* und *Sort* wurde hauptsächlich von P. Hoernes im Rahmen seiner Diplomarbeit durchgeführt [Hoe93].

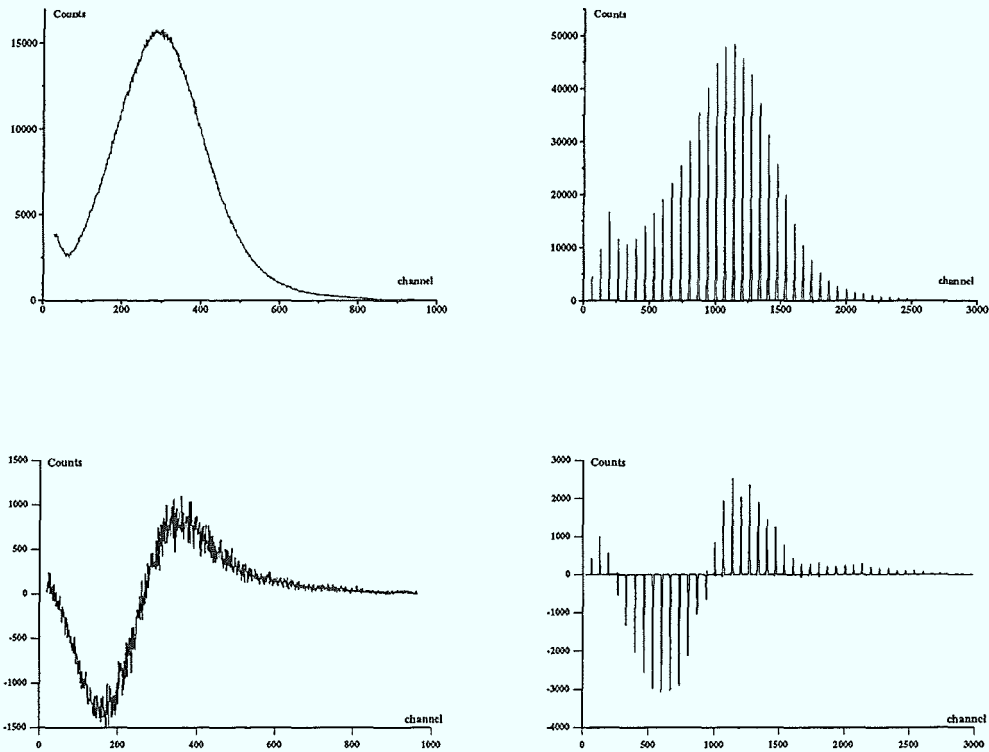


Abbildung 4.4: Die Verteilung der Summenenergie und der BGO-Fold für superdeformierte Banden gezeigt anhand der superdeformierten Yrastbande in ^{143}Eu . In den beiden oberen Bildern sind die Daten ohne Untergrundabzug zu sehen. Bei den beiden unteren Bildern wurde ein Untergrundabzugsverfahren auf die gleichen Daten angewandt, um die Unterschiede deutlicher hervorzuheben. Für die weitere Auswertung wurden nur Ereignisse mit Summenenergie ≥ 250 und BGO-Fold ≥ 15 ausgewählt.

Erste Ergebnisse

Nach der Einführung und Testphase der neu entwickelten Software wurden zur Auswertung des ^{144}Gd -Experiments die ersten Matrizen sortiert und die Fensterbedingungen für den Würfelsort festgelegt. Es sollten nur prompte Ereignisse mit hoher Summenenergie und einer BGO-Multiplizität von mindestens 15 weiter ausgewertet werden.

Zu Beginn wurde ein Würfel mit allen Daten, also ohne Fensterbedingungen, sortiert. Bei der Suche nach einer superdeformierten Bande in diesem Würfel fanden wir sehr leicht die bekannte, intensive, superdeformierte Bande im Kern ^{143}Eu [Ata93], diese ist gut zu erkennen, s. Abb. 4.3. ^{143}Eu ist in diesem Experiment aufgrund der hohen Strahlenergie der intensivste Ausgangskanal, in den zweit- und drittstärksten Ausgangskanälen ^{143}Gd und ^{144}Gd , vgl. Tab. 4.2, waren keine diskreten superdeformierten Banden bekannt.

Mit Fenstern auf die Energien der superdeformierten Bande in ^{143}Eu und der Sortierung von Spektren mit der BGO-Multiplizität, der Summenenergie und der Zeitinformation haben wir die getroffenen Fensterkriterien dieser Parameter für die weitere Sortierung nochmals überprüft. In Abbildung 4.4 ist als Beispiel die Verteilung der Summenenergie und der Multiplizität für die superdeformierte Bande in ^{143}Eu gezeigt.

4.2.2 Protonenbandenkreuzung in ^{144}Gd

Nachdem mit den ersten Ergebnissen der Auswertung die Funktionstüchtigkeit der Auswertestrategie und -software erfolgreich gezeigt wurde, konnte im nächsten Schritt die eigentliche Auswertung des Experiments beginnen. Für die Suche nach Superdeformation in ^{144}Gd wurden eine E_γ — E_γ Matrix und ein Würfel im Radware-Format sortiert.

Die zwei- und dreidimensionalen Datenstrukturen wurden mit den vorher festgelegten Fensterbedingungen auf die Zeit (nur prompte Ereignisse), die BGO-Summenenergie und die BGO-Multiplizität (≥ 15) sortiert. Dabei konnten die im ersten Experiment mit hoher Intensität erzeugten Kerne ^{143}Gd und ^{143}Eu für die weitere Auswertung gegenüber dem interessierenden $4n$ -Ausgangskanal (^{144}Gd) um einen Faktor 2 unterdrückt werden.

Die Suche nach Hinweisen auf superdeformierte Zustände in ^{144}Gd begann mit der Auswertung der sortierten Matrix. Dabei gab es zwei Ansatzpunkte, der erste ist die Suche nach Grat-Strukturen in der Matrix. Die Vorgehensweise werde ich anhand der Suche nach Superdeformation in ^{145}Gd in Abschnitt 4.2.5 genauer erklären. Der zweite Ansatzpunkt war ein Hinweis

auf eine diskrete superdeformierte Bande als Ergebnis eines früheren Experiments an OSIRIS [RU92]. Der Versuch, diese Hinweise mit den neuen Daten zu erhärten, war nicht erfolgreich.

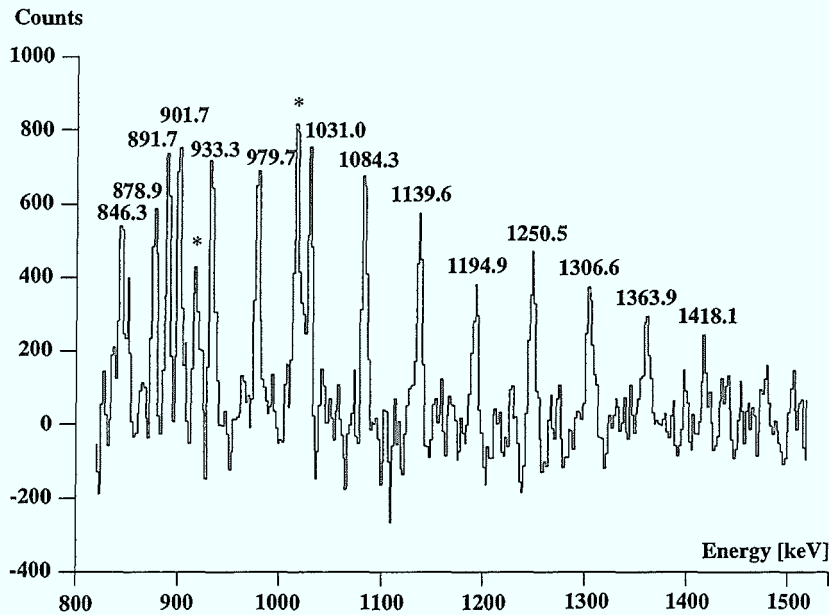
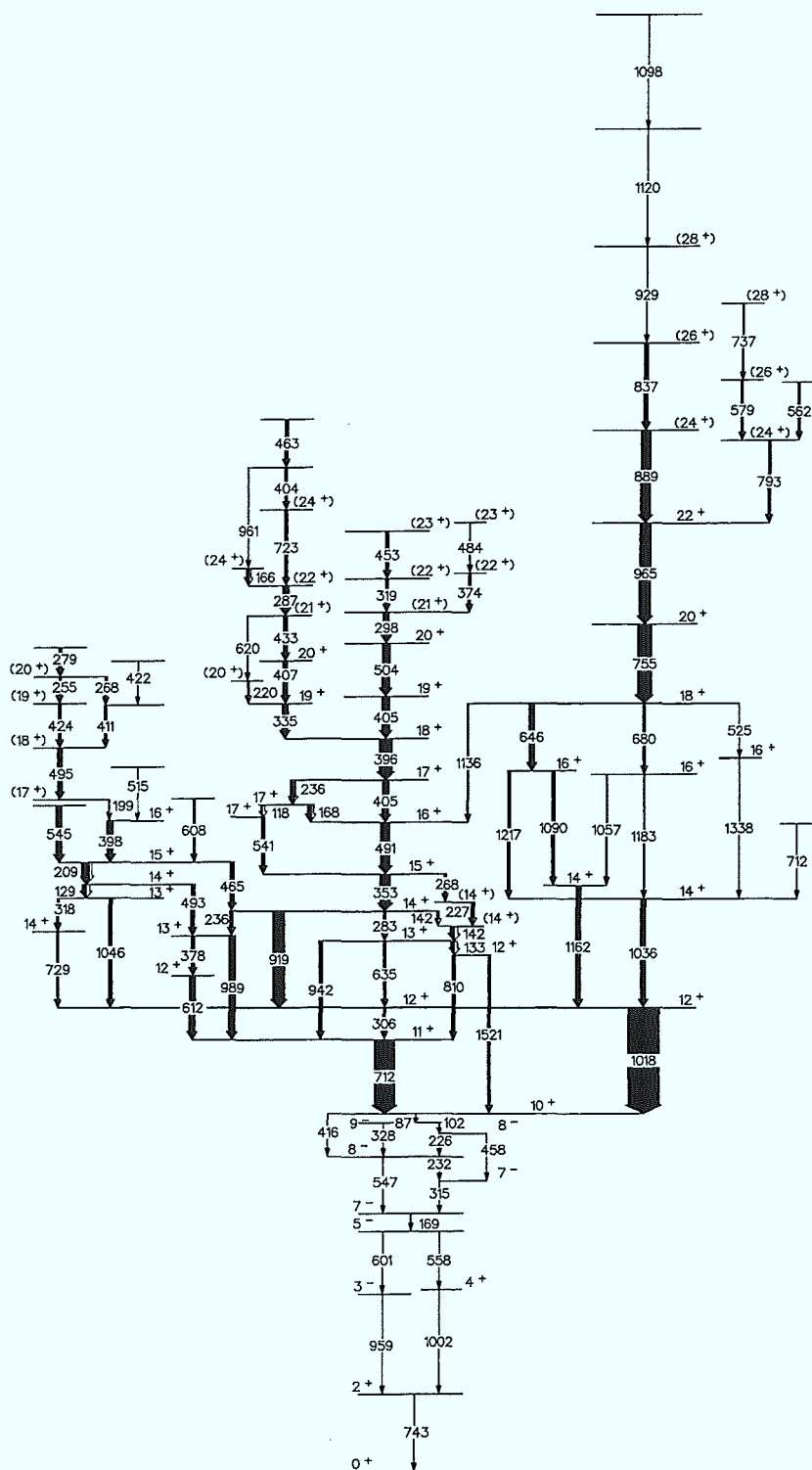


Abbildung 4.5: Summenspektrum der superdeformierten Yrastbande in ^{144}Gd . Mit * sind zwei aus dem Niveauschema bekannte Linien in ^{144}Gd gekennzeichnet.

Mit Hilfe eines automatischen Suchprogrammes, welches die Matrix auf Strukturen mit konstantem Energieabstand durchsucht [Sch91], und durch eine Suche Kanal für Kanal gelang die Entdeckung einiger Linien mit konstantem Abstand von ca. 55 keV im Bereich zwischen 1000 und 1300 keV. Mit diesen ersten Hinweisen begann die Suche nach Superdeformation im sortierten Würfel.

Der Vorteil des Würfels gegenüber der Matrix ist die Möglichkeit, nicht nur eindimensionale, sondern zweidimensionale Schnitte setzen zu können. Damit können unerwünschte Koinzidenzereignisse durch Kontaminationslinien

Abbildung 4.6: Benutztes Niveau-Schema von ^{144}Gd .

Energie [keV]	relative Intensität
846.3(7)	36(10)
878.9(4)	64(12)
891.7(3)	99(14)
901.7(2)	89(13)
933.3(2)	100*
979.7(2)	93(12)
1031.0(3)	95(12)
1084.3(2)	100(12)
1139.6(3)	97(11)
1194.9(3)	72(10)
1250.5(4)	79(10)
1306.6(5)	69(11)
1363.9(7)	52(10)
1418.1(9)	34(12)

Tabelle 4.4: Übergänge der superdeformierten Bande in ^{144}Gd . Der mit * gekennzeichnete Übergang wurde als Bezugspunkt der Normierung gewählt.

deutlich besser unterdrückt werden. Der Nachteil der geringeren Anzahl von Ereignissen pro Kanal wird durch das verbesserte Verhältnis von Peak zu Untergrund mehr als aufgewogen. Als Beispiel dieses Effektes ist in [Lie96] die superdeformierte Bande in ^{143}Eu gezeigt.

Nachdem auf die aus der Auswertung der E_γ — E_γ Matrix erhaltenen Linien im Würfel zweidimensionale Fenster gesetzt wurden, trat deutlich eine Struktur koinzidenter Linien hervor. Nach einer weiteren Analyse, in der die Energien der Fenster und ihre Breiten optimiert wurden, erhielten wir das in Abb. 4.5 gezeigte Summenkoinzidenzspektrum der superdeformierten Yrastbande in ^{144}Gd . Hier wurden zweidimensionale Fenster auf alle reinen, nicht durch Störlinien kontaminierten γ -Übergänge gesetzt. Die zwei mit * gekennzeichneten Linien sind die aus dem Niveauschema von ^{144}Gd , siehe Abb. 4.6, bekannten normaldeformierten Linien mit 919 und 1018 keV [RU94]. In Tabelle 4.4 sind alle Mitglieder der gefundenen superdeformierten Yrastbande mit ihren relativen Intensitäten aufgelistet. Die Zuordnung der Bande zum Kern ^{144}Gd basiert auf den im Summenspektrum erscheinenden, nicht zur Bande gehörenden Linien. Die hier identifizierten Linien finden sich alle im bekannten Niveauschema von ^{144}Gd wieder.

Die Bande zeigt im Bereich über 980 keV zehn Linien mit konstantem Energieabstand von ca. 55 keV. In einem eng begrenzten Energieintervall um

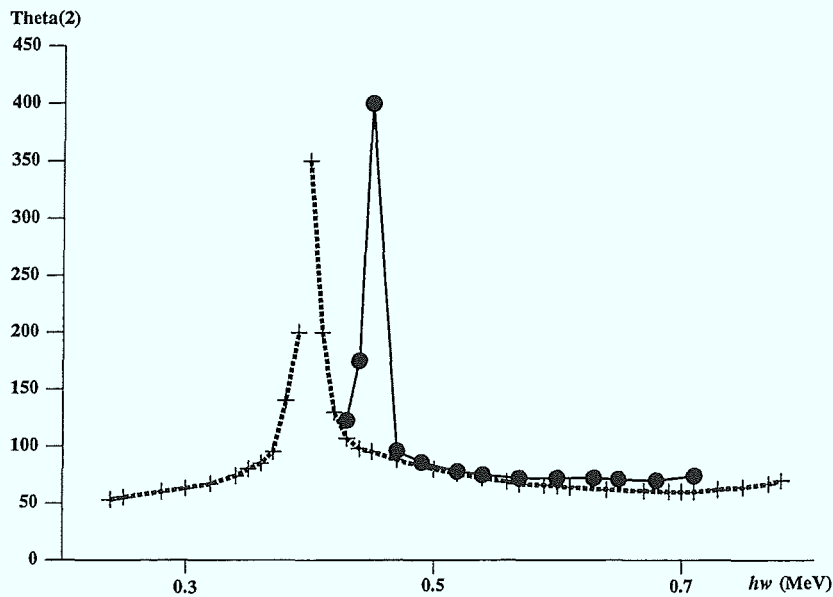


Abbildung 4.7: Dynamisches Trägheitsmoment der superdeformierten Bande in ^{144}Gd im Vergleich mit der theoretischen Vorhersage.

900 keV ist eine Anhäufung von Linien zu sehen. In diesem Bereich tritt die von Nazarewicz, Wyss und Johnson [NWJ89] vorhergesagte Bandenkreuzung auf. In Bild 4.7 ist das dynamische Trägheitsmoment gegen die Frequenz aufgetragen. Im Vergleich zwischen der theoretischen Vorhersage und den experimentellen Ergebnissen zeigt sich eine qualitative Übereinstimmung mit den schon 1989 durchgeführten Rechnungen.

Die Bandenkreuzung wird als Ausrichtung der Spins zweier Protonen entlang der Rotationsachse interpretiert. Dabei kreuzen sich der Vakuumzustand $\pi 6^0\nu 7^0$ und das $\pi 6^2\nu 7^0$ -Niveau mit zwei ausgerichteten $N = 6$ Protonen. Dies ist die erste Beobachtung einer Protonenbandenkreuzung in einer superdeformierten Bande. Die Diskussion der Ergebnisse dieses und weiterer, im nächsten Abschnitt vorgestellter Experimente, wird ausführlich im Abschnitt 4.3 durchgeführt.

4.2.3 Entdeckung angeregter SD Banden in ^{144}Gd

Die Intensität der superdeformierten Yrastbande war kleiner als erwartet. Als Ursache vermutete man eine zweite Bandenkreuzung bei hoher Rotationsfrequenz. Zur Suche nach weiteren Mitgliedern der superdeformierten Yrastbande wurde ein weiteres Experiment durchgeführt. Bei diesem Experiment wurde die Strahlenergie auf 215 MeV herabgesetzt. Aufgrund von Simulationsrechnungen mit dem Julian-Pace Programm erwartet man dabei auf der einen Seite, daß der Wirkungsquerschnitt für den gewünschten 4n-Ausgangskanal erhöht wird, auf der anderen Seite allerdings auch, daß der übertragene Drehimpuls verringert wird.

Ebenfalls erwartet man kleinere Wirkungsquerschnitte für die Nachbarkerne, insbesondere ^{143}Gd und ^{143}Eu , sowie weniger Spaltung. Der erhoffte Effekt trat ein, denn bei der Auswertung zeigte sich, daß der durch Spaltung hervorgerufene Untergrund deutlich reduziert war. Die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts für den von uns gewünschten 4n-Ausgangskanal trat ebenfalls ein, und die leichte Verringerung des übertragenen Drehimpulses machte sich nicht negativ bemerkbar, vgl. dazu auch Tab. 4.3.

Die Auswertung einer Totalprojektion aller Daten ergab die in Tabelle 4.3 aufgelistete Verteilung der im Experiment erzeugten Reaktionsprodukte. Das dritte Experiment wurde mit ebenfalls 215 MeV Strahlenergie begonnen. Um den Einfluß der Strahlenergie auf die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Ausgangskanäle zu untersuchen, wurde für einen Tag die Strahlenergie auf 209 keV herabgesetzt.

Wie in Tabelle 4.3 zu sehen ist, haben sich bei der Reduktion der Strahlenergie von 215 auf 209 MeV die Wirkungsquerschnitte fast nicht verändert. Im Vergleich zwischen den Julian-Pace Rechnungen, Tab. 4.2, und den experimentell ermittelten Werten, Tab. 4.3, zeigt sich allerdings, daß die Rechnungen nicht immer genau stimmen. Die errechneten Wirkungsquerschnitte für ^{142}Gd und ^{142}Sm sind im ersten Fall deutlich niedriger und im zweiten Fall deutlich höher als die experimentell erzielten Werte. Für die anderen in den Tabellen aufgeführten Ausgangskanäle stimmen die Ergebnisse der Rechnungen jedoch im Rahmen der Genauigkeit mit den experimentellen Werten überein.

Die Auswertung geschah genauso wie schon nach dem ersten Experiment. Nach dem *Presort*, in dem die Energien und Zeiten der Germanium-Detektoren rekaliбriert wurden, sortierten wir die drei Matrizen E_γ —Time, E_γ —BGO—Summenenergie und E_γ —BGO—Multiplizität. Mit der Auswertung dieser Matrizen konnten wir dann die Fensterbedingungen für Zeit, BGO—Summenenergie und BGO—Multiplizität zur Sortierung eines γ — γ — γ Würfels fest-

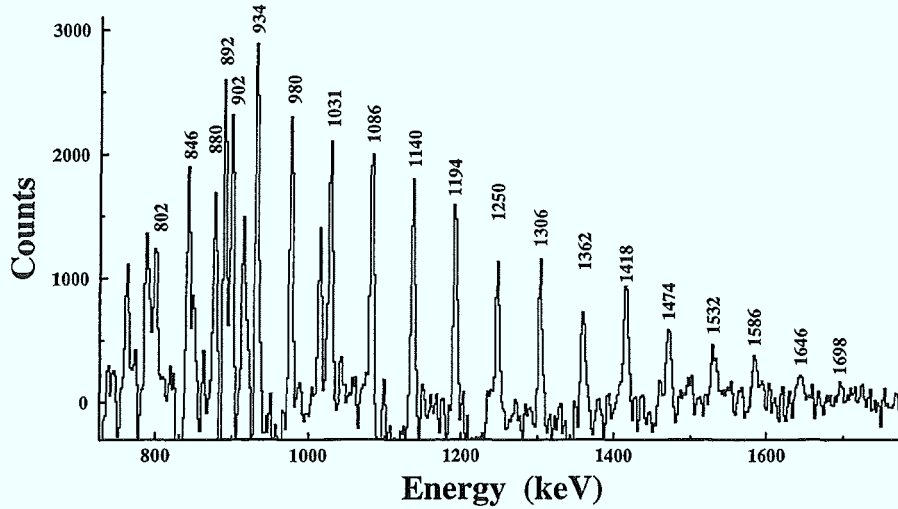


Abbildung 4.8: Die superdeformierte Yrastbande in ^{144}Gd .

legen. Im sortierten Würfel standen für die Auswertung 1.2 Giga Dreifach-Events aus dem ersten Experiment mit 221 MeV, 3.4 Giga aus den Experimenten mit 215 MeV und 0.2 Giga aus dem 209 MeV-Experiment zur Verfügung.

Die Auswertung der Experimente hatte nun zwei Ziele, zum einen sollte die gefundene superdeformierte Bande zu höheren und, wenn möglich, niedrigeren Spins erweitert werden. Im Bereich um $\hbar\omega = 0.75$ MeV wurde nach den theoretischen Rechnungen [NWJ89] eine weitere Bandenkreuzung, verursacht durch das Ausrichten von $N = 7$ Neutronen, erwartet. In diesem Bereich war aufgrund des hohen Untergrundes und zu geringer Statistik im Experiment mit 221 MeV die Fortsetzung der superdeformierten Bande nicht beobachtbar. Das zweite Ziel der Auswertung war die Suche nach weiteren, angeregten superdeformierten Banden im Kern ^{144}Gd .

Nach einer genauen Auswertung mit Hilfe der im ersten Experiment gefundenen Energien der superdeformierten Bande gelang es, der Bande am niederenergetischen Ende einen weiteren Übergang bei 802 keV hinzuzufügen. Am hochenergetischen Ende wurde die Bande um fünf weitere Übergänge ergänzt. Das Summenspektrum der superdeformierten Bande nach Setzen von zweidimensionalen Fenstern auf alle nicht kontaminierten Übergänge ist

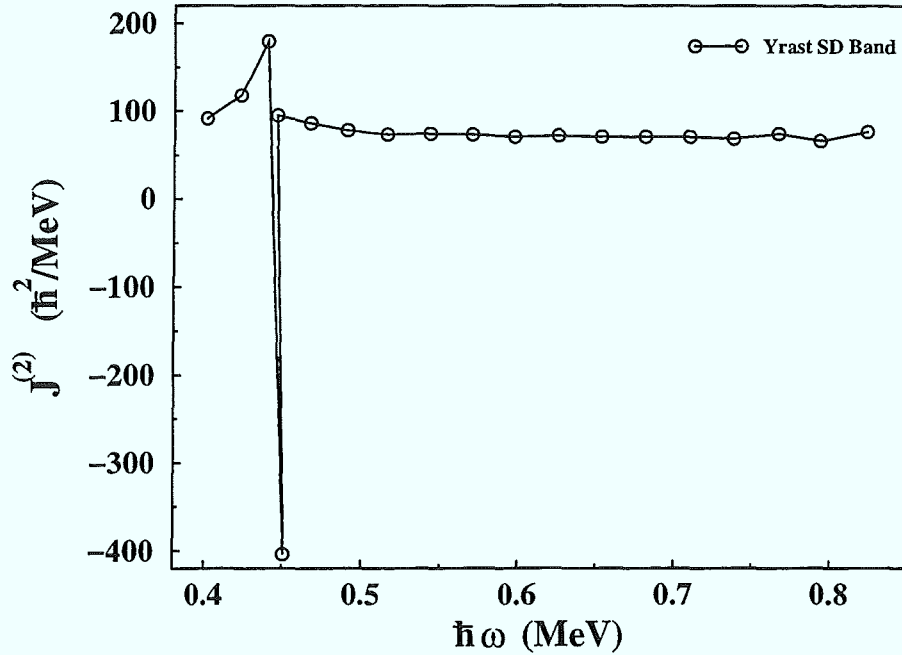
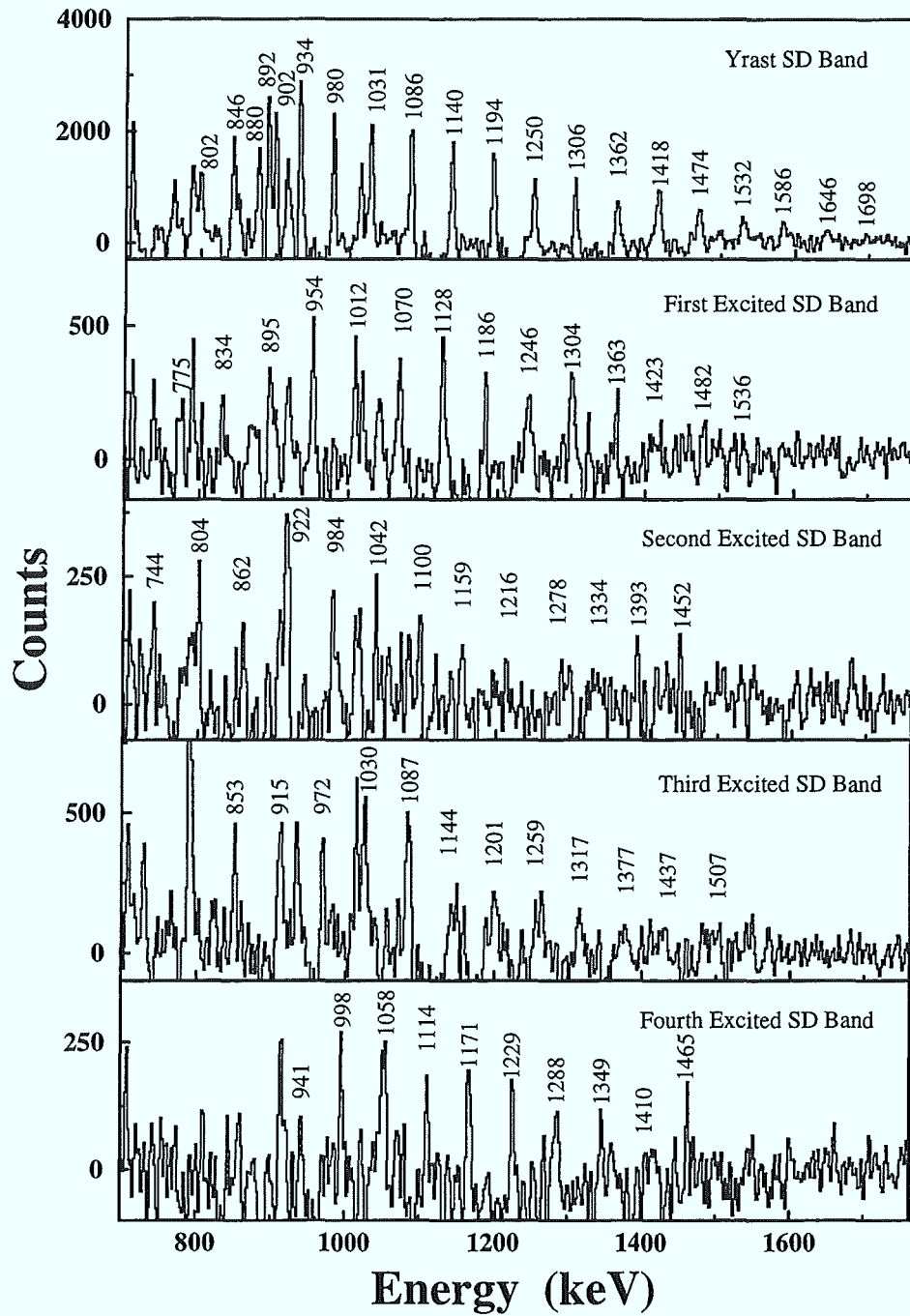


Abbildung 4.9: Das dynamische Trägheitsmoment der superdeformierten Yrastbande. Bei $\hbar\omega = 0.45$ MeV ist die scharfe Protonenkreuzung zu erkennen.

in Abb. 4.8 dargestellt. Durch die deutlich erhöhte Statistik konnte die vorher nicht eindeutig festgelegte Anordnung der Übergänge um 900 keV geklärt werden. In Tabelle 4.5 sind die Mitglieder der Bande in ihrer Reihenfolge aufgeführt. Eine Analyse des dynamischen Trägheitsmomentes, zu sehen in Abb. 4.9, zeigt nun deutlich das Backbending bei $\hbar\omega = 0.45$ MeV, außerhalb dieser schon vorher gefundenen Protonenbandenkreuzung ist das Trägheitsmoment nahezu konstant. Die erwartete Neutronenbandenkreuzung bei ca. $\hbar\omega = 0.75$ MeV ist nicht zu sehen.

Im zweiten Teil der Auswertung wurde nach angeregten superdeformierten Banden gesucht. Nachdem die erste angeregte superdeformierte Bande gefunden war, wurde für die weitere Suche zusätzlich eine neue Suchstrategie angewendet. In Abhängigkeit von der Konfiguration der Banden können, ebenso wie im Fall von normaldeformierten Banden, Signaturpartner vorhanden sein. Diese zeichnen sich dadurch aus, daß die Energien der Übergänge genau in der Mitte der Übergangsenergien der jeweils anderen Partnerbande liegen.

Abbildung 4.10: Die superdeformierten Banden in ^{144}Gd .

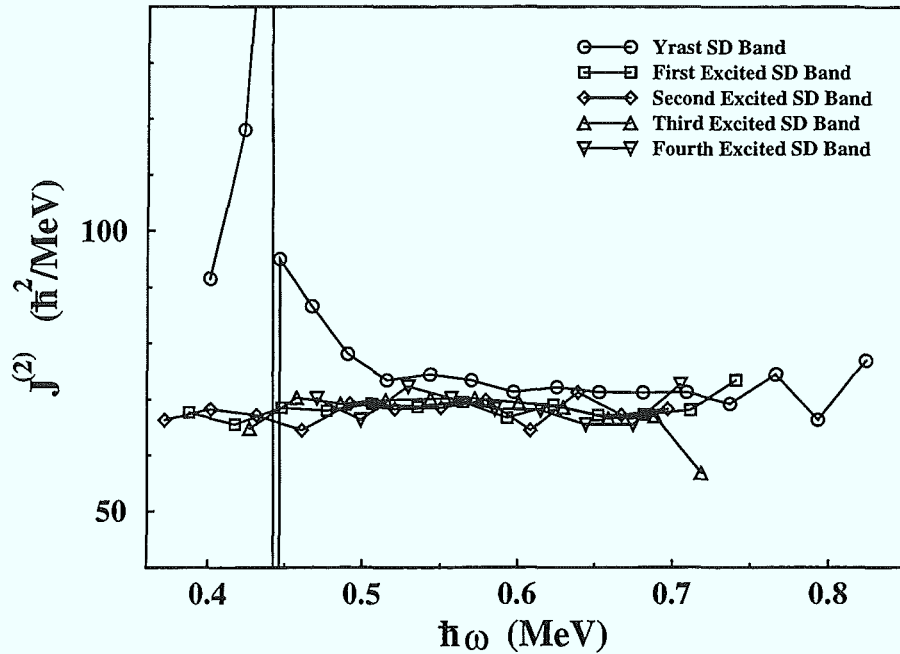


Abbildung 4.11: Dynamische Trägheitsmomente aller superdeformierten Banden in ^{144}Gd im Vergleich.

Somit ergeben sich für die Suche nach Signaturpartnern von bekannten superdeformierten Banden sehr genaue erste Ansatzpunkte. Inwieweit eine gefundene superdeformierte Bande überhaupt einen Signaturpartner besitzen kann, wird allerdings erst nach der theoretischen Aufarbeitung der experimentellen Ergebnisse klar.

Mit den verschiedenen Strategien („Signaturpartnerbanden“, automatisches Suchprogramm, Suche Kanal für Kanal) wurden insgesamt vier weitere superdeformierte Banden gefunden und mit Hilfe von bekannten Übergängen aus dem Niveauschema dem Kern ^{144}Gd zugeordnet. Die Bezeichnungen *superdeformierte Yrast-* und *erste angeregte bis vierte angeregte superdeformierte Bande* wird mit den Intensitäten der Banden begründet. Alle Banden sind in Abb. 4.10 dargestellt. In Tabelle 4.5 sind alle Banden mit ihren Intensitätsverteilungen innerhalb der Bande und relativ zum Gesamtwirkungsquerschnitt von ^{144}Gd aufgelistet.

In Abb. 4.11 sind die dynamischen Trägheitsmomente aller superdeformierter Banden in ^{144}Gd gezeigt. Hier fällt sofort die Konstanz der Trägheitsmomente

Yrast Band		First Ex. Band		Second Ex. Band		Third Ex. Band		Fourth Ex. Band	
1.2(1)%		0.32(10)%		0.29(10)%		0.27(10)%		0.20(10)%	
E_γ	L_γ	E_γ	L_γ	E_γ	L_γ	E_γ	L_γ	E_γ	L_γ
801.9(3)	22(4)								
845.6(2)	43(5)								
879.5(2)	55(5)			743.5(8)	44(8)				
901.8(2)	87(4)	774.9(5)	39(8)	803.8(7)	52(8)				
891.9(5)	100(3)	834.1(4)	48(8)	862.4(5)	59(13)	853.2(4)	62(9)		
934.0(2)	100*	895.2(4)	56(7)	921.8(5)	111(15)	914.9(4)	83(13)	941.0(5)	89(11)
980.2(2)	99(3)	953.6(3)	77(9)	983.8(4)	103(10)	971.8(5)	95(10)	998.0(8)	80(11)
1031.4(5)	101(5)	1012.4(4)	100*	1041.6(5)	100*	1029.6(6)	103(14)	1058.3(5)	101(8)
1085.9(5)	92(4)	1070.2(4)	84(6)	1100.2(3)	96(12)	1086.8(6)	100*	1113.6(6)	97(12)
1139.6(2)	87(5)	1128.4(5)	100(8)	1158.6(5)	109(10)	1143.9(7)	63(15)	1170.6(10)	100*
1194.1(2)	83(7)	1185.9(5)	103(9)	1215.8(4)	85(13)	1200.9(5)	52(11)	1229.2(10)	90(11)
1250.2(2)	74(7)	1245.9(6)	79(14)	1277.8(9)	68(10)	1258.5(6)	45(11)	1287.9(15)	57(11)
1305.6(5)	65(7)	1303.9(7)	65(11)	1333.9(13)	43(14)	1316.8(5)	38(9)	1349.0(20)	50(13)
1361.7(5)	55(5)	1363.4(10)	48(10)	1393.4(15)	37(18)	1376.9(8)	28(10)	1410.1(20)	44(8)
1417.9(5)	43(4)	1422.8(15)	36(7)	1452.0(25)	26(14)	1436.6(15)	19(9)	1465.1(25)	41(10)
1474.0(6)	34(5)	1481.5(15)	22(6)			1507.0(30)			
1531.8(10)	24(4)	1536.0(20)	16(5)						
1585.5(15)	16(3)								
1645.8(20)	9(2)								
1697.8(25)	5(3)								

Tabelle 4.5: Übergänge aller superdeformierter Banden in ^{144}Gd . Die mit * gekennzeichneten Übergänge wurden als Bezugspunkte der Normierung gewählt.

aller angeregten Banden auf. Dies deutet auf eine Blockierung der in der superdeformierten Yrastbande stark präsenten Protonenbandenkreuzung hin.

Um zu überprüfen, ob die beobachteten superdeformierten Banden, wie erwartet, aus ($\Delta I=2$)-Übergängen bestehen, müssen die Winkelkorrelationen der Übergänge untersucht werden. Dies ist bei genügend hoher Statistik im Experiment mit dünnem Target durch eine Analyse der DCO (*directional correlation*) Werte [KF85] möglich.

Die Analyse der DCO-Werte einiger aus dem Niveauschema bekannter Übergänge im Vergleich zu den DCO-Werten der Mitglieder der superdeformierten Yrastbande ist in Abb. 4.12 zu sehen. Als normaldeformierte Übergänge wurden die in [RU94] schon bekannten Übergänge mit 353 keV (M1+E2), 396 keV (M1+E2), 712 keV (M1+E2), 755 keV (E2), 919 keV (E2) und

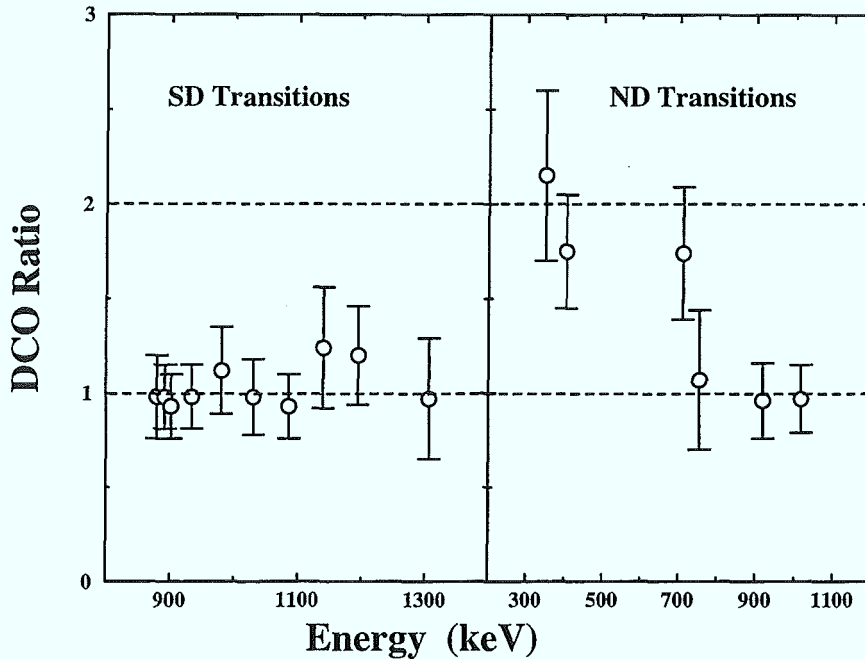


Abbildung 4.12: DCO-Werte normaldeformierter und superdeformierter Übergänge in ^{144}Gd im Vergleich. Es wird deutlich, daß die superdeformierten Übergänge den erwarteten ($\Delta I=2$)-Charakter haben.

1018 keV (E2) gewählt. Die Bestimmung der DCO-Verhältnisse der Übergänge der superdeformierten Bande war allerdings nicht so einfach, wie es bei den oben aufgeführten intensiven Übergängen aus dem Niveauschema möglich ist. Wegen der geringen Intensität der superdeformierten Bande gegenüber den normaldeformierten Zuständen konnte nur die Auswertung von Dreifachereignissen die gewünschten Resultate liefern.

Die Ereignisse wurden in eine E_γ — E_γ Matrix sortiert unter der Fensterbedingung, daß eine der drei Energien aus der superdeformierten Bande stammt. Eine Matrix zur Analyse der DCO-Werte muß eine nicht-symmetrische Struktur haben, bei der auf einer Achse alle Ereignisse einsortiert werden, die mit Detektoren nahe 90° aufgenommen wurden. Auf der anderen Achse werden alle Ereignisse einsortiert, die mit Detektoren aufgenommen wurden, die nahe 0° bzw. 180° stehen. Für GASP wurden die Detektoren um 34° und um 146° (Nummern 0 — 5 und 34 — 39, vgl. Tab. 3.1) auf eine Achse sortiert und die Detektoren um 90° (Nummern 12 — 27) auf die andere Achse.

In der GASP-Geometrie ergibt sich dann bei einem Fenster auf einen gestreckten ($\Delta I=2$)-Übergang ein theoretisches DCO-Verhältnis von $R_{DCO}(I_{34^\circ+146^\circ}/I_{90^\circ}) \approx 1.0$ für einen gestreckten Quadrupolübergang und von $R_{DCO}(I_{34^\circ+146^\circ}/I_{90^\circ}) \approx 2.0$ für einen reinen Dipolübergang. Für gemischte M1/E2-Übergänge hängt das DCO-Verhältnis vom Mischungsverhältnis δ ab. Wie erwartet, zeigen die in Abb. 4.12 gezeigten Ergebnisse der DCO-Analyse, daß die Übergänge innerhalb der superdeformierten Yrastbande alle ($\Delta I=2$)-Charakter haben. Die Statistik reichte nicht aus, um auch die angeregten superdeformierten Banden dieser Analyse zu unterziehen.

Zur Überprüfung, ob es sich bei den gefundenen Banden um superdeformierte Banden mit einer zugrundeliegenden Deformation von $c/a \approx 2$ handelt, muß das Quadrupolmoment des Kerns bestimmt werden. Dazu ist eine Messung mit einem Target mit Backing erforderlich. Dabei werden die im Target erzeugten Reaktionsprodukte im Backing abgebremst, und mit der DSA (*Doppler Shift Attenuation*) Methode können die Lebenszeiten der Übergänge innerhalb der superdeformierten Bande bestimmt werden. Daraus läßt sich dann das Quadrupolmoment der Bande und damit die genaue Deformation ableiten. Ein solches Experiment wurde während der Niederschrift dieser Arbeit durchgeführt, ist aber noch nicht ausgewertet.

4.2.4 Suche nach Zerfallsübergängen

Wie schon in der Einleitung angedeutet, ist der Zerfall superdeformierter Banden ein bisher noch nicht völlig gelöstes Problem in der Kernstrukturphysik. Schon nach der Entdeckung der ersten superdeformierten Banden fiel die typische Intensitätsverteilung mit einer langsam ansteigenden, über einige Übergänge konstanten und dann plötzlich wieder abfallenden Intensität auf. Diese Verteilung zeigen auch alle in ^{144}Gd gefundenen superdeformierten Banden, vgl. Tabellen 4.4 und 4.5. Da die direkten Verbindungen zwischen superdeformierten und normaldeformierten Banden bisher nicht beobachtet wurden, sind auch keine Aussagen über absoluten Spin und die Anregungsenergie der Banden möglich.

Theoretische Untersuchungen [Kho93, Shi93] zeigen, daß der Zerfall wahrscheinlich in den meisten Fällen über ein oder mehrere Zwischenniveaus erfolgt. Es findet eine Mischung der niedrigliegenden superdeformierten Niveaus mit hoch liegenden normaldeformierten Niveaus statt. In einem Energiebereich, in dem die Zustandsdichte der normaldeformierten Niveaus sehr hoch ist, genügt auch eine kleine Tunnelwahrscheinlichkeit vom superdeformierten in das normaldeformierte Minimum, um die superdeformierte Bande

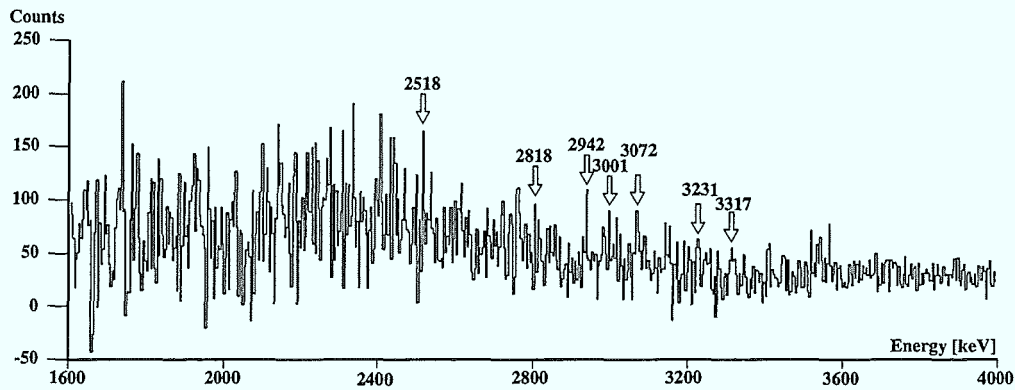


Abbildung 4.13: Summenspektrum der Zerfallsübergänge nach der Auswertung des ersten Experiments.

innerhalb weniger Übergänge zu entvölkern. Aufgrund der hohen Zustandsdichte im ersten Minimum sind die entvölkernenden Übergänge in sehr viele, intensitätsarme Linien aufgefächert.

Der Anteil der Zerfallsübergänge, die über nur *einen* Zwischenzustand erfolgen, wird auf ca. 20 – 30% geschätzt. Diese Übergänge können mit Hilfe eines Tricks beobachtet werden. Bei der Auswertung von Ereignissen mit einer γ -Multiplizität von mindestens drei kann man zwei Energien aufsummieren. Durch geeignete Fenster für die dritte γ -Energie wird die Koinzidenz der zwei aufsummierten Energien mit der superdeformierten Bande festgelegt. Diese Methode fand bei der Suche nach den Zerfallsübergängen der superdeformierten Bande in ^{143}Eu erstmals Anwendung [Ata93]. Ataç et al. fanden konkrete Hinweise über den Zerfallsmechanismus superdeformierter Banden. Die statistische Signifikanz der entdeckten Summenlinien war zwar gering, die Existenz wurde aber durch eine konsistente Einordnung in das Niveauschema gestützt. Dadurch war auch eine Eingrenzung der Spins auf wenige Werte möglich, und die energetische Lage zur Yrastbande konnte im Rahmen dieser Einordnung bestimmt werden. Die Vorstellung, daß superdeformierte Banden im Massebereich $A \approx 150$ bei einem Spin zwischen $20\hbar$ und $30\hbar$ und einer Anregungsenergie von etwa 3 – 4 MeV oberhalb der normaldeformierten Yrastzustände zerfallen, wurde mit diesem Experiment erstmals bestätigt.

Nach der Entdeckung der superdeformierten Yrastbande in ^{144}Gd , siehe Abb. 4.5, erzeugten wir mit den Daten aus dem ersten Experiment ein Summen-

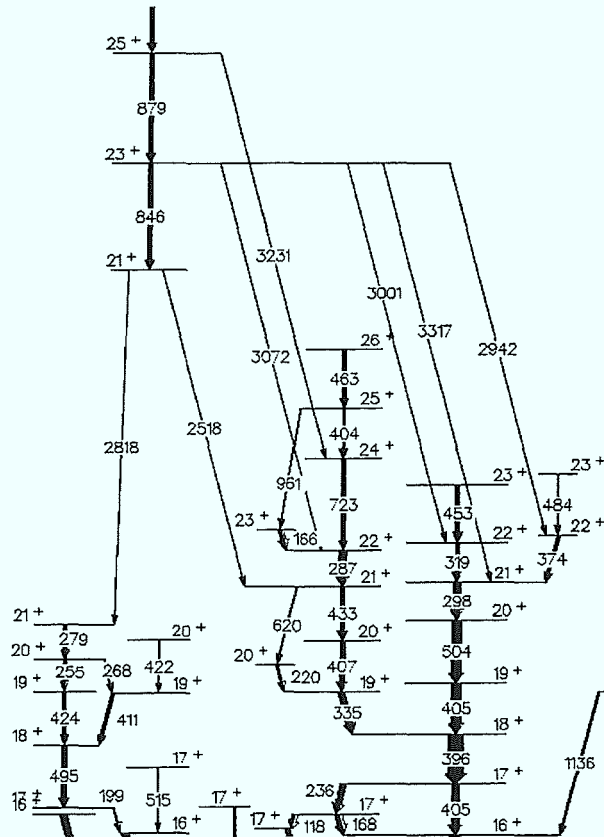


Abbildung 4.14: Ausschnitt des Niveau-Schemas von ^{144}Gd mit der Einordnung der Kandidaten für Linking Transitions. Die Zerfallsübergänge sind jeweils Summen aus zwei γ -Linien mit E1-Charakter.

spektrum, gezeigt in Abbildung 4.13, zur Suche nach den Zerfallsübergängen dieser Bande. Dafür haben wir nur Ereignisse mit einer Multiplizität von vier oder höher ausgewählt und Doppelfenster auf die bekannten Linien der superdeformierten Yrastbande gesetzt. Im resultierenden Spektrum konnten wir eine große Anzahl von Linien identifizieren, die der Summe zweier superdeformierter Übergänge entsprechen. Alle im Bereich zwischen 1700 keV und 2800 keV erkennbaren Linien konnten so erklärt werden.

Die Summe zweier Zerfallsübergänge wird im Bereich von 3 – 4 MeV erwartet, alle hier gefundenen Linien mit der erwarteten Halbwertsbreite von ca. 10 keV sind potentielle Kandidaten. Die in Abb. 4.13 gekennzeichneten Linien konnten, wie in Abb. 4.14 gezeigt, konsistent in das Niveauschema eingeordnet werden. Damit war eine erste Vermutung über den Zerfall der superdeformierten Yrastbande in ^{144}Gd möglich. Unter der Annahme, daß

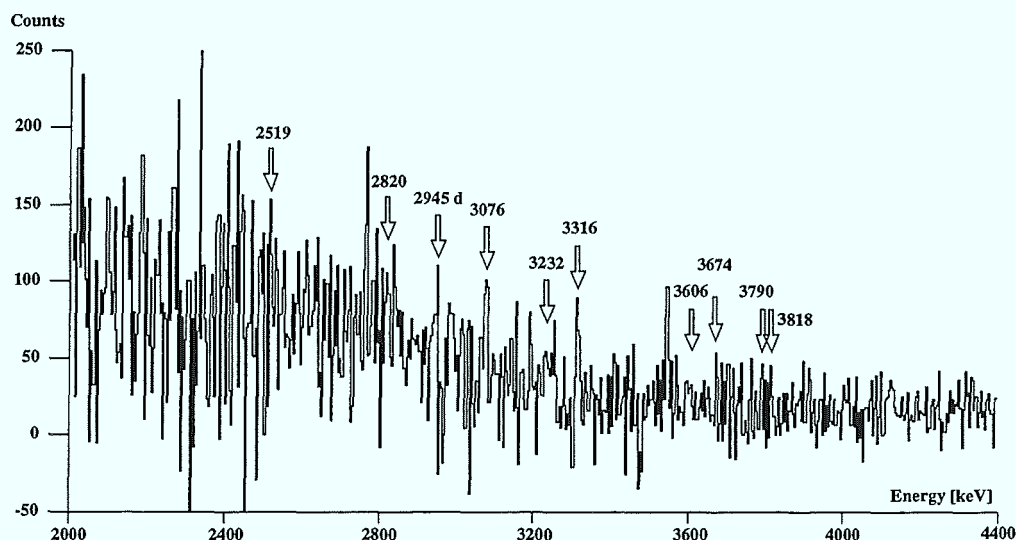


Abbildung 4.15: Summenspektrum der Zerfallsübergänge nach der Auswertung des zweiten Experiments. Gekennzeichnet sind alle Kandidaten für Zerfallsübergänge, ein Übergang, der zweimal in das Niveauschema eingeordnet werden konnte, ist mit d bezeichnet.

beim Zerfall über einen Zwischenzustand beide aufsummierten Übergänge $E1$ -Charakter aufweisen [HS89], kann die Drehimpulsänderung höchstens $2\hbar$ betragen. Die in Abb. 4.14 eingetragene Spinzuzuordnung für die superdeformierte Bande ist die unter diesen Auswahlregeln zu favorisierende Variante. Für die Anregungsenergie, bei der die Bande zerfällt, ergibt sich aus einem Vergleich der Anregungsenergien der Niveaus der Yrastbande und der Niveaus der superdeformierten Bande eine Differenzenergie von ≈ 3000 keV. Aufgrund der geringen statistischen Signifikanz der gefundenen Summenlinien mußte in den nachfolgenden Experimenten die Analyse wiederholt werden, um die Existenz der Linien zu prüfen.

Mit den Daten des zweiten Experimentes wurde also genau die gleiche Auswertung durchgeführt. Das Ergebnis beider Experimente ist in Abb. 4.15 zu sehen. Bis auf eine Summenlinie (3001 keV) konnten die vorher entdeckten Kandidaten bestätigt werden. Zu den sechs schon aus dem ersten Experi-

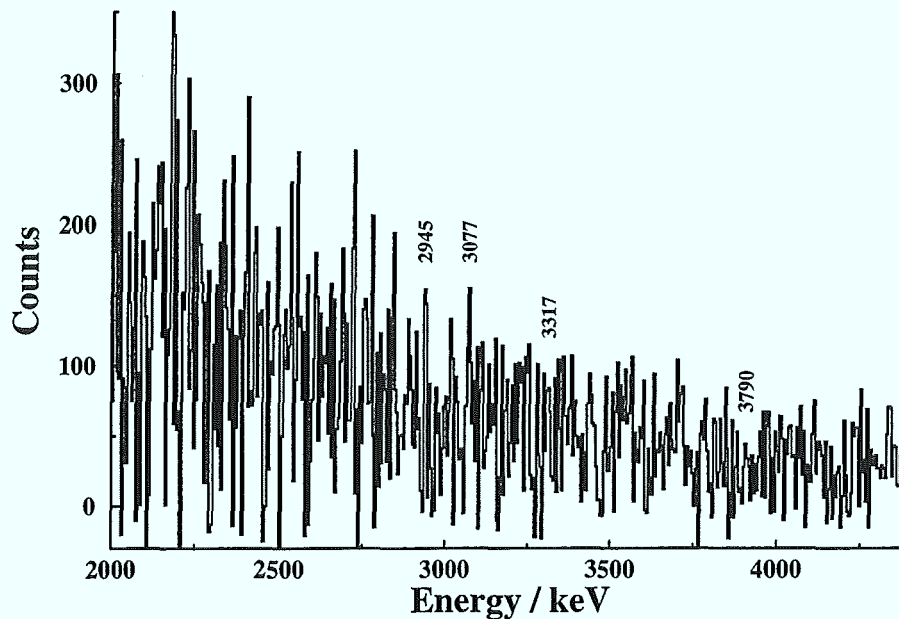


Abbildung 4.16: Summenspektrum der Zerfallsübergänge nach Auswertung aller Experimente.

ment bekannten Linien wurden noch vier weitere Kandidaten gefunden, die sich auch in das aufgebaute Niveauschema einordnen ließen. Insbesondere die an zwei Stellen einsortierbare Linie mit 2945 keV und die zwei Linien bei 3076 und 3316 keV haben nicht nur die erwartete Halbwertsbreite, sondern auch eine befriedigende statistische Signifikanz. Alle anderen Kandidaten treten aber nicht deutlich aus dem Untergrund hervor. Ihre Existenz ist begründet durch das wiederholte Auftreten im ersten und zweiten Experiment und die Tatsache, daß sie sich konsistent in das Niveauschema einordnen lassen.

Die Auswertung des dritten Experimentes sollte die Bestätigung oder Verwerfung dieser Übergänge liefern und eventuell eine eindeutige Spinzuzuordnung für die superdeformierte Bande ermöglichen. Nach der Sortierung unter Verwendung der vorher schon erprobten Bedingungen ergab sich das in Abb. 4.16 dargestellte Spektrum. Die vorher erkennbaren Linien sind fast alle im Untergrund verschwunden. Exemplarisch sind vier der in Abb. 4.15 noch deutlichen Linien mit ihren Energien bezeichnet.

Nach der Auswertung aller zur Verfügung stehender Daten ist es nicht gelungen, eindeutige Hinweise auf den Zerfall der superdeformierten Yrastbande in ^{144}Gd zu finden. Für die Suche nach den Summenübergängen ist die Verwendung der nächsten Generation von Vieldetektor-Spektrometern mit ihrer erhöhten Nachweiswahrscheinlichkeit nötig. Eine bessere Selektion des gewünschten Ausgangskanals der Reaktion mit Hilfe von Zusatzdetektorsystemen ist ebenfalls eine wünschenswerte Option.

4.2.5 Doppelte Bandenkreuzung in ^{145}Gd

Nach der Entdeckung diskreter superdeformierter Banden in ^{144}Gd blieb in der Kette der Gd-Isotope noch der Kern ^{145}Gd , in dem keine diskrete superdeformierte Bande bekannt war. In früheren Experimenten mit dem Osiris-Spektrometer [Utz93] wurden zwei superdeformierte Sequenzen entdeckt, ihre Existenz konnte aber aufgrund zu geringer Statistik nicht endgültig bewiesen werden. Dieser Kern ist besonders interessant, weil sich die superdeformierten Banden in ^{144}Gd und in $^{146-150}\text{Gd}$ in der Konfiguration unterscheiden [Lun94, Heb90, Lie92].

Wir haben deshalb die Suche nach diskreten superdeformierten Banden in diesem Kern an dem leistungsfähigen Spektrometer GASP wiederholt. Der Kern ^{145}Gd wurde mit der Reaktion $^{36}\text{S} + ^{114}\text{Cd}$ bei 182 MeV erzeugt, siehe dazu auch Tab. 4.1 in Abschnitt 4.1. Es gelang die Aufnahme von insgesamt 2.3 Giga Dreifach-Koinzidenzereignissen in einer Strahlzeit von fünf Tagen.

Die Auswertung erfolgte nach dem in den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2 beschriebenen Verfahren. Es wurden eine E_γ — E_γ Matrix und ein Würfel mit prompten Ereignissen und BGO-Multiplizität $M \geq 15$ sortiert, zusätzlich wurde eine Matrix mit der Bedingung $M \geq 25$ sortiert. In diese Matrix wurde zwar eine deutlich geringere Anzahl von Events einsortiert, aber der Ausgangskanal wurde deutlich besser selektiert. In Abb. 4.17 ist ein Ausschnitt dieser Matrix zu sehen, man erkennt deutlich die Gratstruktur im Energiebereich 1130 — 1410 keV.

Die Suche nach Superdeformation beruht im wesentlichen auf der Tatsache, daß die Banden über einen weiten Drehimpulsbereich ein konstantes dynamisches Trägheitsmoment aufweisen. Mehrere superdeformierte Banden mit ähnlichem dynamischen Trägheitsmoment in einem Datensatz verursachen eine deutliche Gratstruktur in der E_γ — E_γ Matrix. Wenn man diese Struktur, so wie es in Abb. 4.17 zu sehen ist, in der Matrix gefunden hat, ist der nächste Schritt die Bestimmung der Übergangsenergien der zugrundeliegenden diskreten Banden. Dazu schneidet man einen „Ast“ der Gratstruktur

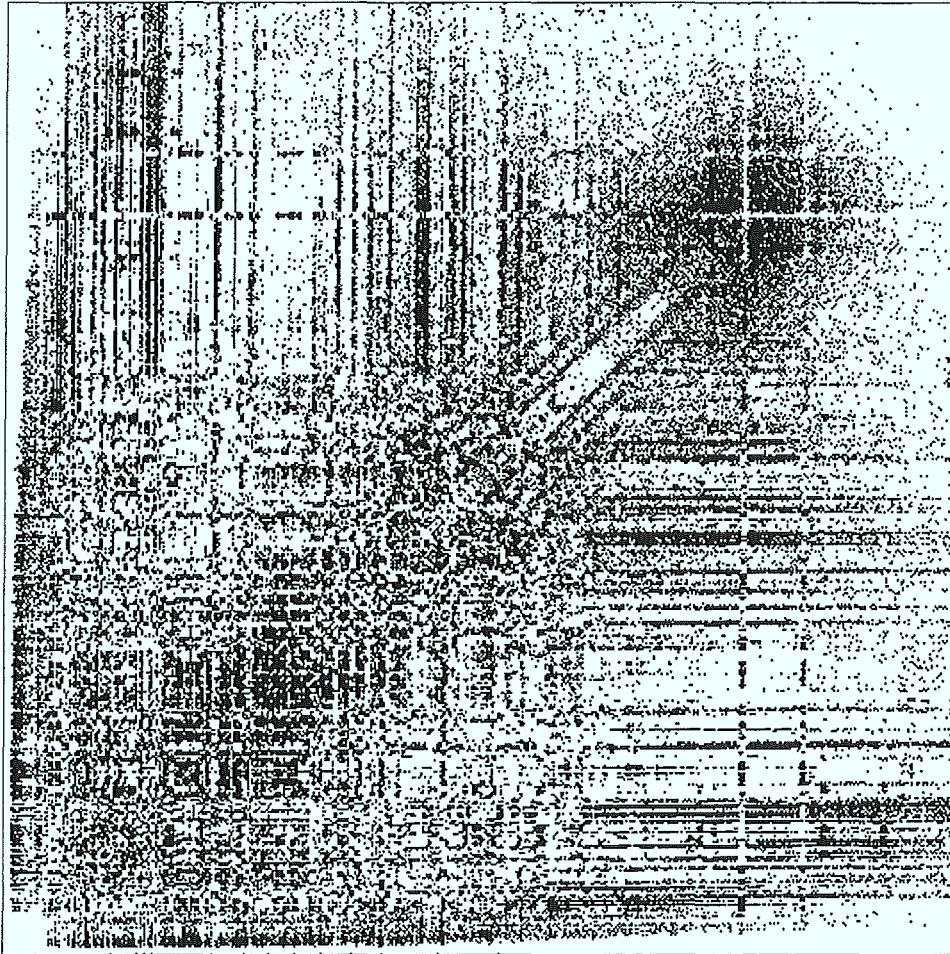
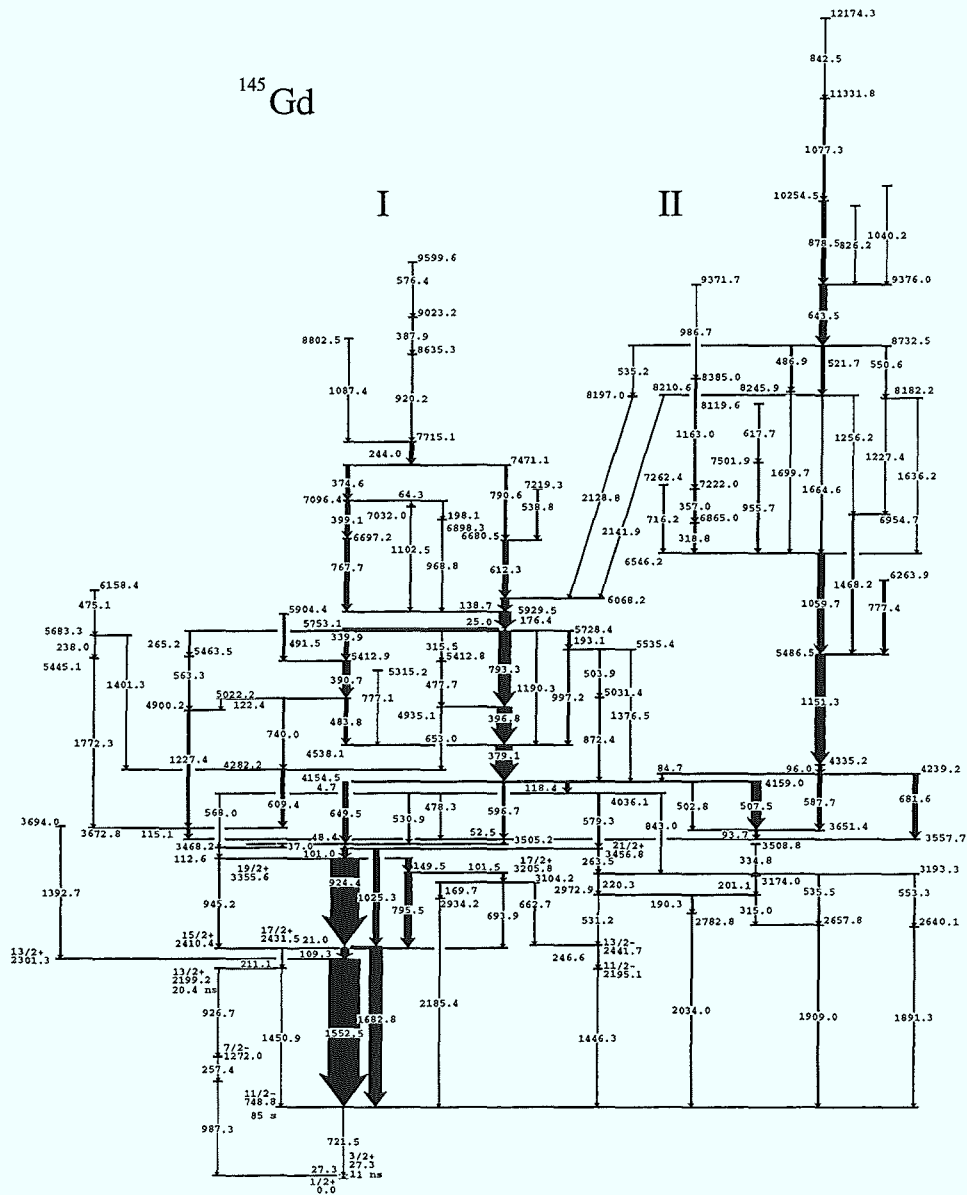


Abbildung 4.17: $E_\gamma - E_\gamma$ Matrix, sortiert aus dem GASP-Experiment ^{36}S auf ^{114}Cd mit Fenstern auf prompte Koinzidenzen und $\text{Fold} \geq 25$. Dargestellt ist ein Ausschnitt von 0 — 2000 keV mit sehr gut zu erkennender Grat-Struktur im Energiebereich 1130 — 1410 keV, hervorgerufen durch superdeformierte Banden.

Abbildung 4.18: Benutztes Niveau-Schema von ^{145}Gd .

aus der Matrix aus und projiziert diesen in ein eindimensionales Spektrum. Die in diesem Spektrum erscheinenden Linien werden dann als konkrete Ausgangspunkte für die weitere Suche im dreidimensionalen Würfel genommen. Die in diesem Experiment entdeckte Gratstruktur ist sehr deutlich, daher gelang es schnell, eine erste superdeformierte Bande in ^{145}Gd zu entdecken. In Abb. 4.19 ist diese Bande zu sehen, außerdem sind mehrere Linien aus dem Niveauschema zu erkennen, die Zuordnung zu ^{145}Gd ist daher eindeutig. Das in Abb. 4.18 gezeigte Schema konnte schon bei der Auswertung von Osiris-Experimenten aufgestellt werden [Sch96]. Insbesondere die zwei sehr intensiven Linien mit 924.4 und 1552.5 keV sind im Spektrum der superdeformierten Yrastbande zu erkennen.

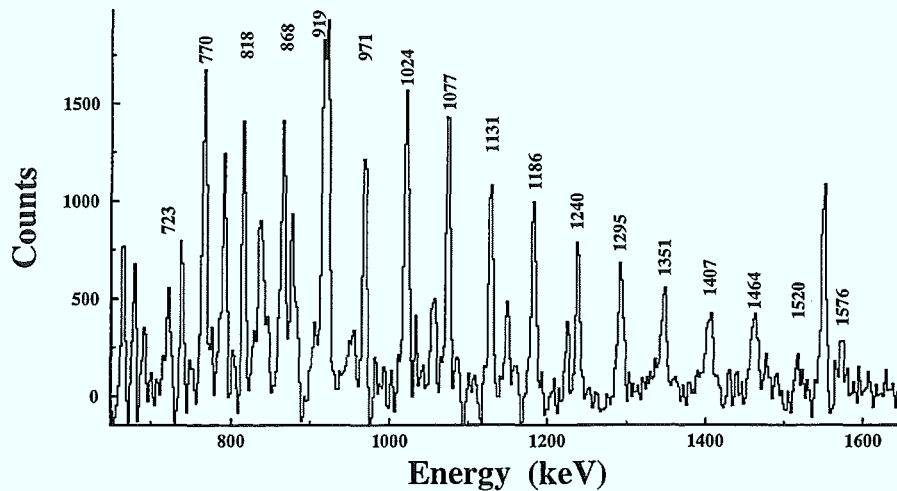


Abbildung 4.19: Summenspektrum der superdeformierten Yrastbande in ^{145}Gd .

Bei der weiteren Auswertung wurden noch zwei angeregte superdeformierte Banden entdeckt. In Abb. 4.20 sind alle beobachteten Banden dargestellt. Die Linien, die sich im normaldeformierten Niveauschema wiederfinden, wurden mit * gekennzeichnet. Alle drei Banden können somit eindeutig dem Kern ^{145}Gd zugeordnet werden. Die Yrast und die erste angeregte superdeformierte Bande sind die schon in Osiris-Experimenten entdeckten Sequenzen [Utz93].

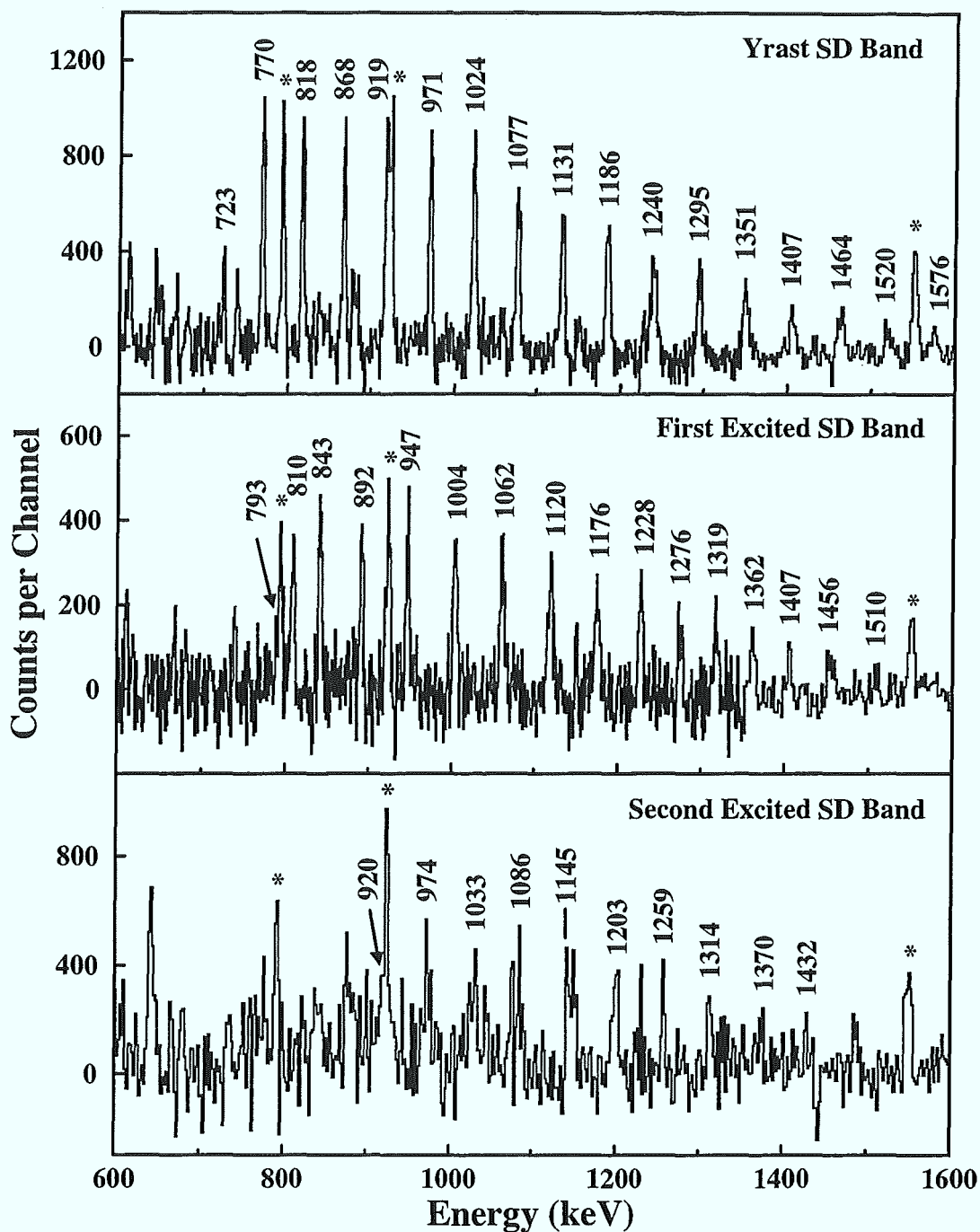


Abbildung 4.20: Spektren der drei gefundenen superdeformierten Banden in ^{145}Gd . Die beiden angeregten superdeformierten Banden sind Signatur-Partner, sie zeigen außerhalb der Bandenkreuzungen, die in der ersten angeregten Bande zu finden sind, das typische Verhalten von Signatur-Partnern.

Yrast Band		First Ex. Band		Second Ex. Band	
1.1(1)%		0.6(1)%		0.2(1)%	
E_γ	I_γ	E_γ	I_γ	E_γ	I_γ
723.2(7)	41(5)	[792.7(11)]	[35(12)]		
769.6(3)	100*	810.2(3)	73(10)		
818.1(3)	85(10)	843.3(3)	80(12)		
868.0(3)	85(10)	892.1(3)	77(10)	919.7(10)	40(15)
918.8(3)	102(12)	947.3(3)	78(10)	973.7(5)	80(20)
970.8(3)	94(11)	1004.3(3)	100*	1033.0(5)	100*
1023.8(3)	112(14)	1061.6(3)	83(12)	1086.4(5)	85(20)
1077.1(3)	102(11)	1120.4(3)	90(12)	1144.5(5)	95(20)
1131.0(3)	84(10)	1175.9(3)	80(12)	1202.9(8)	85(30)
1185.9(4)	94(11)	1228.3(3)	72(10)	1259.2(5)	85(20)
1240.2(6)	75(8)	1276.4(3)	55(8)	1314.3(7)	65(20)
1295.3(4)	63(8)	1319.2(4)	60(10)	1369.9(12)	60(25)
1350.6(4)	58(8)	1362.3(4)	62(10)	1432.1(18)	55(20)
1406.8(4)	38(6)	1407.0(5)	40(8)		
1464.8(10)	30(10)	1455.6(7)	43(8)		
1520.1(7)	28(5)	1510.3(10)	30(7)		
1576.2(7)	25(5)				

Tabelle 4.6: Übergänge aller superdeformierter Banden in ^{145}Gd . Die mit * gekennzeichneten Übergänge wurden zur Normierung der relativen Intensität auf 100 verwendet.

In Tabelle 4.6 sind die drei superdeformierten Banden mit ihren Energien und Intensitäten aufgelistet. Dabei fällt auf, daß die dritte angeregte superdeformierte Bande in ^{144}Gd , vgl. Tabelle 4.5, und die zweite angeregte superdeformierte Bande in ^{145}Gd sehr ähnliche Energien haben. Wir haben daraufhin in beiden Datensätzen überprüft, ob die superdeformierten *Yrast*banden des jeweils anderen Kernes ebenfalls zu sehen sind. Da diese Banden nicht zu sehen sind, handelt es sich hier um *identische* Banden in benachbarten Kernen. Solche identischen Banden sind auch in anderen Gebieten der Nuklidkarte bekannt.

Das dynamische Trägheitsmoment der drei gefundenen Banden ist in Abb. 4.21 dargestellt. Die erste angeregte Bande zeigt zwei Bandenkreuzungen bei $\hbar\omega \approx 0.4$ MeV und bei $\hbar\omega = 0.68$ MeV. Dies ist die erste Beobachtung einer doppelten Kreuzung in einer superdeformierten Bande. Die Bandenkreuzung bei $\hbar\omega \approx 0.4$ MeV zeigt dabei ein ähnliches Verhalten wie die in ^{144}Gd ge-

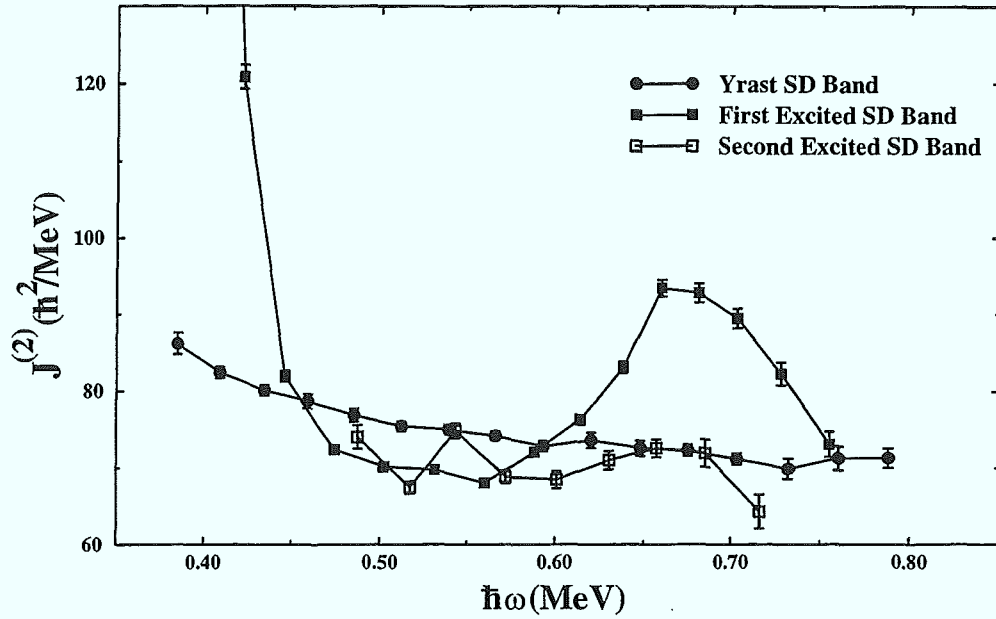


Abbildung 4.21: Dynamische Trägheitsmomente der superdeformierten Banden in ^{145}Gd . Die doppelte Bandenkreuzung in der ersten angeregten Bande ist deutlich zu sehen.

fundene Bandenkreuzung. Die Energien der ersten und zweiten angeregten Bande erfüllen die Bedingungen von Signaturpartnern, außerhalb der Kreuzungsbereiche der ersten angeregten Bande liegen sie mittig zwischen den Übergangsenergien der jeweils anderen Bande.

4.3 Diskussion der Ergebnisse

4.3.1 Interpretation der in ^{144}Gd gefundenen Banden

Schon vor der Entdeckung der superdeformierten Yrastbande in ^{144}Gd war die Existenz von superdeformierten Zuständen in diesem Kern aus theoretischen Rechnungen bekannt. In Abb. 4.22 sind Strutinsky-Rechnungen der Potentialenergieflächen für den Kern ^{144}Gd dargestellt. Im gesamten betrachteten Spinbereich von $I = 20 - 70\hbar$ ist ein ausgeprägtes superdeformiertes Mini-

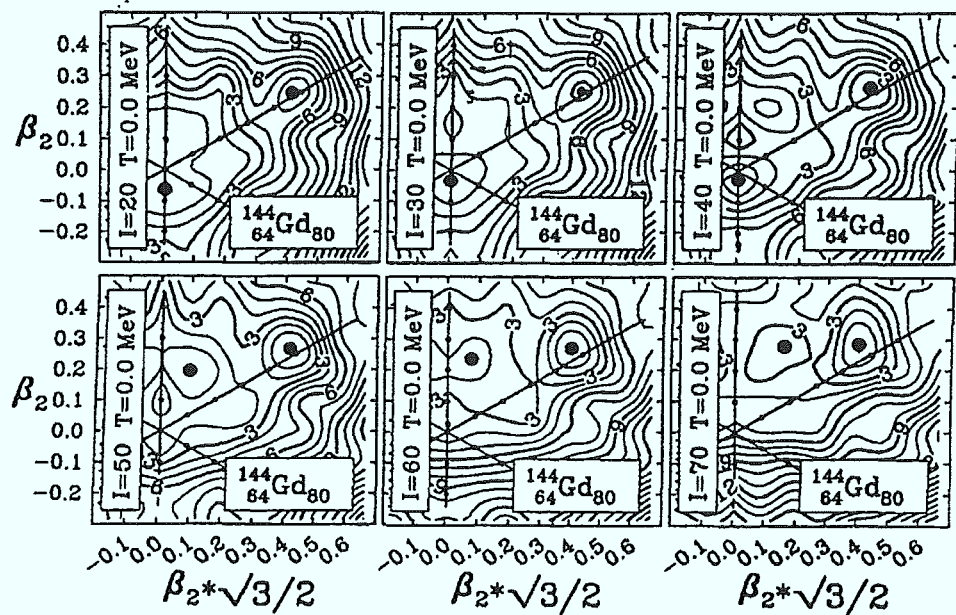


Abbildung 4.22: TRS-Rechnungen zu ^{144}Gd . Bei einer Deformation von $\beta_2 \approx 0.5$ ist über den gesamten untersuchten Spinbereich ($I = 20 - 70\hbar$) ein ausgeprägtes Minimum zu erkennen.

mium bei einer Deformation von $\beta_2 \approx 0.5$ zu erkennen. Der Kern ^{144}Gd war deshalb lange als guter Kandidat zur Suche nach Superdeformation bekannt.

In der Darstellung der Energie der Einteilchenniveaus der Protonen und Neutronen gegen die Deformation, s. Abb. 4.23, sind die magischen Energielücken bei $Z = 62, 64$ und 66 sowie $N = 80$ und 86 zu sehen. Aufgrund der Lücken bei $Z = 64$ und $N = 80$ wird ^{144}Gd als doppeltmagischer superdeformierter Kern betrachtet. Unter Einbeziehung der Rotation läßt sich die zu erwartende Deformation genau bestimmen. Für den Kern ^{144}Gd ergeben sich die Parameter $\beta_2 = 0.51$ und $\beta_4 = 0.05$. Entscheidenden Einfluß haben dabei hoch liegende Schalenmodellzustände mit großem Eigendrehimpuls, die sogenannten *Intruderzustände*. Diese Zustände haben ihren Drehimpuls entlang der Drehachse ausgerichtet, da sie ein hohes j und ein kleines Ω besitzen. Die Energie dieser Orbitale sinkt mit zunehmender Rotationsenergie ab, denn die im Cranking-Modell benutzte Coriolisenergie ist für diese Orbitale besonders groß. Die Intruderzustände werden mit N_m bezeichnet, wobei N die Hauptschale und m eine Numerierung ist.

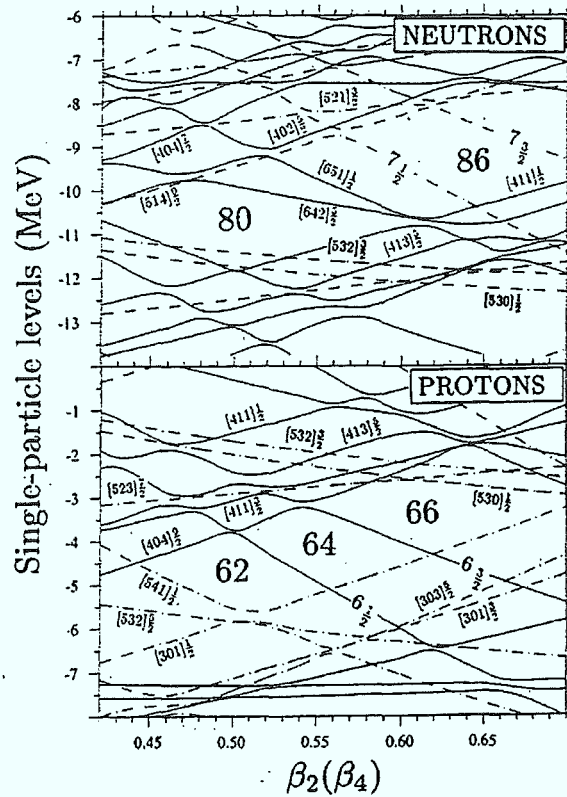


Abbildung 4.23: Energie von Einteilchen-Niveaus im Woods-Saxon Potential, aufgetragen gegen die Deformation.

Die theoretisch erwartete Konfiguration kann aus Abb. 4.24 bestimmt werden. Hier ist das detaillierte Verhalten der Niveaus nahe der Fermikante in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz gezeigt. Durch die große Energielücke bei $N = 80$ wird die superdeformierte Kerngestalt über einen weiten Drehimpuls stabilisiert. Man erwartet nach diesem Bild eine scharfe und zwei schwächere Bandenkreuzungen. Bei $\hbar\omega = 0.38$ MeV werden die $N = 6$ Neutronen ausgerichtet, dies führt aufgrund der starken Wechselwirkung zu einer schwachen Bandenkreuzung, die Konfigurationen mischen über einen großen Frequenzbereich. Bei Frequenzen $\hbar\omega \geq 0.70$ MeV wird die Besetzung der ausgerichteten $N = 7$ Neutronenniveaus erwartet, da diese dann die Fermikante erreichen.

Betrachtet man in Abb. 4.24 das Verhalten der Protonen, so fällt direkt das $N = 6$ ($i_{13/2}$) Niveau auf. Dieses erreicht bei $\hbar\omega = 0.45$ MeV ein Minimum, bevor es danach wieder zu höheren Energien geht. Dieses Verhalten stellt eine scharfe Bandenkreuzung des Vakuumzustands $\pi 6^0\nu 7^0$ mit dem ausgerichte-

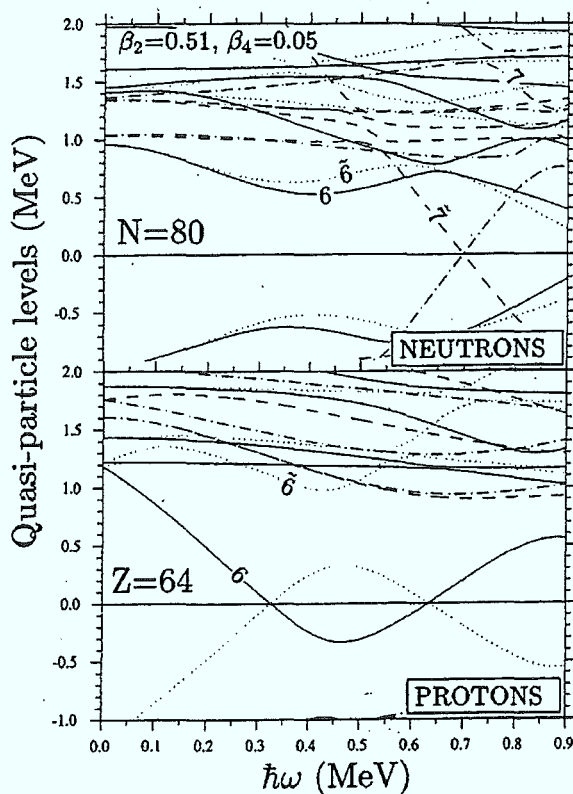


Abbildung 4.24: Energie von Quasiteilchen-Niveaus relativ zur Fermikante, aufgetragen gegen die Rotationsfrequenz.

ten $\pi 6^2\nu 7^0$ -Zustand dar. Anschaulich richten sich die Spins zweier Protonen entlang der Rotationsachse aus.

Die in Abb. 4.5 gezeigte superdeformierte Yrastbande in ^{144}Gd mit dem in Abb. 4.7 gezeigten Verlauf des dynamischen Trägheitsmoments entspricht im Rahmen der zu erwartenden Genauigkeit den theoretischen Rechnungen. Die scharfe Bandenkreuzung wird mit der ersten experimentellen Beobachtung einer Protonenkreuzung in einer superdeformierten Bande erklärt. Nachdem in den weiteren Experimenten die Bande mit größerer Statistik beobachtet werden konnte, ist auch die vorher nicht eindeutige Anordnung der Übergänge um 900 keV gelungen. In Abb. 4.9 sieht man, daß die superdeformierte Yrastbande in ^{144}Gd tatsächlich bei $\hbar\omega = 0.45$ MeV ein Backbending erfährt. Oberhalb dieses Frequenzbereiches verläuft das dynamische Trägheitsmoment fast konstant, insbesondere ist die bei $\hbar\omega \approx 0.8$ MeV erwartete Kreuzung, hervorgerufen durch die ausgerichteten $N = 7$ Neutronenzustände,

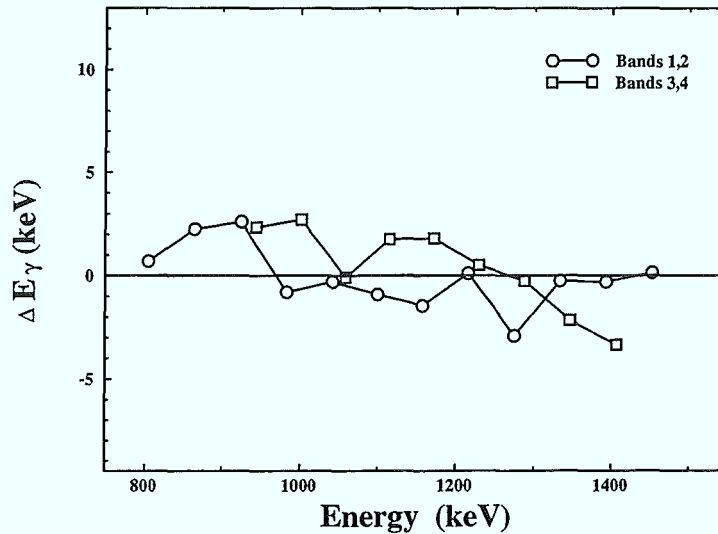


Abbildung 4.25: Abstände der Übergangsenergien der angeregten Banden in ^{144}Gd . Verglichen sind die arithmetischen Mittel der angeregten Banden 1 und 3 mit den Energien der Banden 2 und 4.

nicht beobachtet worden. Dies kann eventuell mit einer Änderung der Deformation des Kernes, die zu einer Verschiebung der Kreuzungsfrequenz führt, erklärt werden.

Betrachtet man in den Abb. 4.10 und 4.11 die vier angeregten superdeformierten Banden in ^{144}Gd , so fällt der fast konstante Verlauf des dynamischen Trägheitsmomentes $J^{(2)}$ auf. Keine der angeregten Banden zeigt die in der superdeformierten Yrastbande gefundene Protonenkreuzung. Die Besetzung zweier $N = 6$ Protonenzustände führt zu dem beobachteten extremen Verlauf des dynamischen Trägheitsmomentes, wenn dagegen nur ein $N = 6$ Protonenzustand besetzt wird, kommt es zur Blockierung der Protonenkreuzung und $J^{(2)}$ bleibt konstant. Daher ist offensichtlich in den Konfigurationen der angeregten Banden nur ein Proton im $N = 6$ Intruderzustand. Superdeformierte Banden mit ähnlich flachem Verlauf des dynamischen Trägheitsmomentes in den Isotonen ^{142}Sm , ^{143}Eu und ^{145}Tb sind mit solchen Konfigurationen bereits früher erklärt worden [Ata93]. Das zweite ungepaarte Proton liegt dann in einem der Zustände oberhalb der in Abb. 4.23 zu sehenden $Z = 64$ Energielücke.

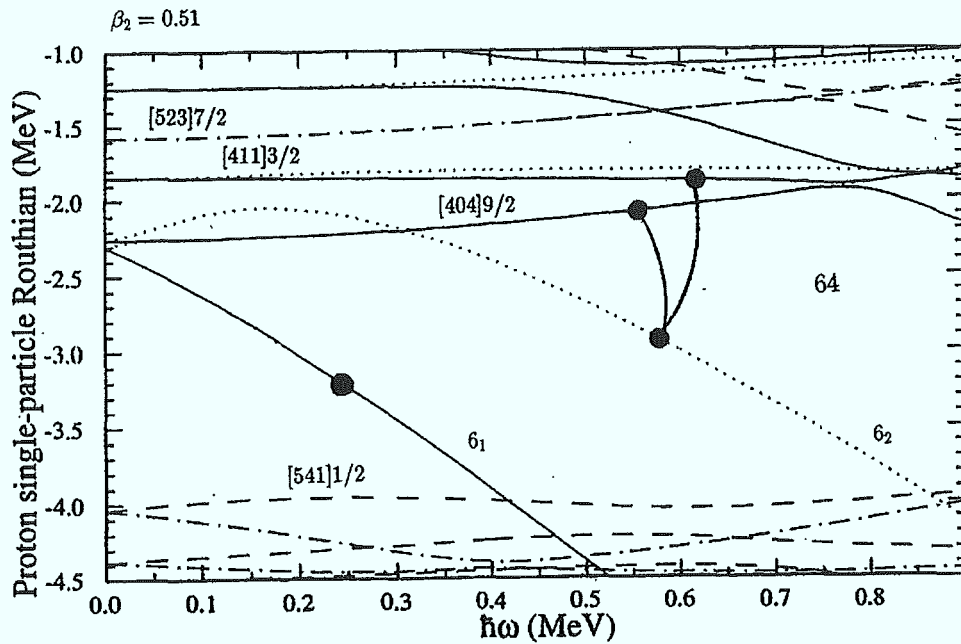


Abbildung 4.26: Energie von Einteilchen-Niveaus im Woods-Saxon Potential, aufgetragen gegen die Rotationsfrequenz. Die verschiedenen Konfigurationen der gefundenen Banden sind schematisch eingezeichnet.

Bei genauerer Betrachtung der angeregten superdeformierten Banden erkennt man, daß jeweils zwei Banden das typische Verhalten von Signaturpartnern aufweisen. Die Übergangsenergien der angeregten Bande 1 liegen genau zwischen den benachbarten Übergangsenergien der angeregten Bande 2, dasselbe gilt für die angeregten Banden 3 und 4. In Abb. 4.25 sind für diese zwei Paare die Differenzen zwischen dem arithmetischen Mittel zweier benachbarter Übergänge einer Bande und den Übergängen der anderen Banden aufgetragen. Die Abweichungen sind maximal ± 3 keV von der Nulllinie.

Untersucht man die theoretisch möglichen Zustände oberhalb der $Z = 64$ Lücke, die von dem jeweils zweiten Proton besetzt werden können, so sind dies die in Abb. 4.26 zu sehenden Orbitale $[404]9/2^+$ und $[411]3/2^+$. Beide Nilssonzustände haben aufgrund der hohen K Werte eine verschwindend kleine Signaturaufspaltung, würden bei Besetzung also zu zwei Paaren von Signaturpartnern führen. Als Konfigurationen der angeregten superdeformierten Banden in ^{144}Gd werden daher $6^1 \otimes [404]9/2^+(\alpha = \pm 1/2)$ und $6^1 \otimes [411]3/2^+(\alpha = \pm 1/2)$ vorgeschlagen.

Alle in ^{144}Gd gefundenen superdeformierten Banden können durch Anregungen von Protonen erklärt werden, superdeformierte Banden, die auf Anregungen von Neutronenzuständen oberhalb der $N = 80$ Energielücke zurückzuführen sind, wurden nicht beobachtet. Diese Tatsache zeigt die hohe Stabilität des Neutronenschalenabschlusses gegenüber des $Z = 64$ Schalenabschlusses der Protonen.

4.3.2 Interpretation der in ^{145}Gd gefundenen Banden

Im Rahmen eines *cranked Woods-Saxon-Strutinsky* Ansatzes [NWJ89] wurden die superdeformierten Banden in ^{145}Gd theoretisch interpretiert. Dabei wurden die Energien des rotierenden Bezugssystems und der Paarkraft in *extended total Routhian surface* Rechnungen [SWM94] modelliert. Als Ergebnis dieser Rechnungen sind in den Abbildungen 4.27 und 4.28 die Anregungsenergie gegen den Spin und das dynamische Trägheitsmoment gegen die Frequenz für die entscheidenden Konfigurationen in ^{145}Gd aufgetragen.

Außerhalb der Bandenkreuzungsregionen können eindeutige Zuordnungen der Konfigurationen vorgenommen werden. Betrachtet man Abb. 4.27, so sieht man dort die energetisch günstigsten Niveaus bei relativ niedrigen Frequenzen. Die Zustände negativer Parität $\pi = -$ werden den Niveaus $\nu[514]9/2\nu7^0\pi6^0$ zugeordnet. Bei höheren Frequenzen ändern sich sowohl die Neutronen- als auch die Protonenkonfiguration, das $\nu[514]9/2\nu7^0$ Niveau wird vom $\nu7^1$ Niveau gekreuzt. Oberhalb von Spin $I \approx 30$ wird durch die Ausrichtung des $N = 6$ Protonenpaares der Kern stärker deformiert, und das dynamische Trägheitsmoment zeigt einen starken Anstieg. Die Deformation des Kernes steigt von $\beta_2 \approx 0.48$ vor der Kreuzung auf $\beta_2 = 0.523$ nach der Kreuzung an.

Die Zustände mit positiver Parität werden bei relativ niedrigen Frequenzen dem $\nu[642]5/2\nu7^0\pi6^0$ Orbit zugeordnet. Auch hier wird oberhalb von Spin $I \approx 30$ das $N = 6$ Protonenpaar ausgerichtet, nach dieser Besetzungsänderung wird die Konfiguration mit positiver Parität von der Konfiguration mit negativer Parität gekreuzt, und diese ist ab diesem Spin Yrast. Mit dem Übergang der Neutronenkonfiguration von $\nu[642]5/2\nu7^0$ zu $\nu[651]1/2\nu7^0$ spalten die zwei Signaturpartner leicht auf, die Deformation des Kernes beträgt hier $\beta_2 \approx 0.508$.

In Abb. 4.28 sind für die betrachteten Konfigurationen die dynamischen Trägheitsmomente als Funktion der Rotationsfrequenz gezeigt. Es sind jeweils die einzelnen Beiträge der Protonen und Neutronen und die Summe beider Anteile dargestellt. Der Beitrag des $\pi6^2$ Zustandes ist für die Defor-

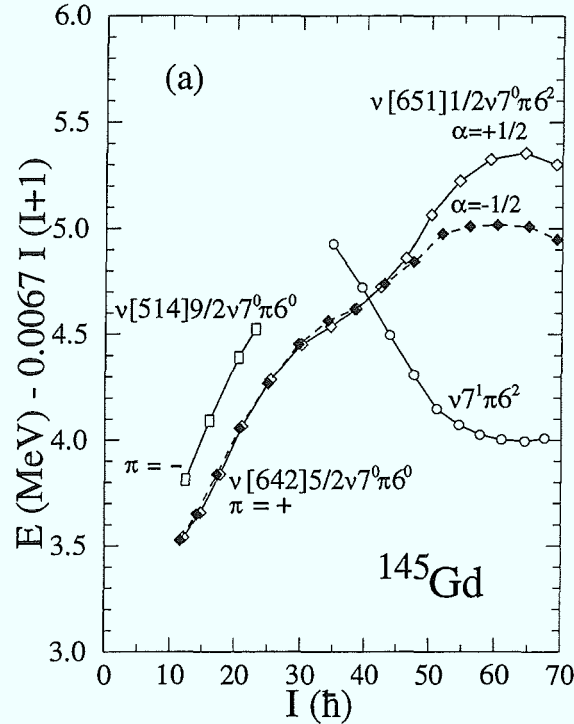


Abbildung 4.27: Theoretisch berechneter Verlauf der Anregungsenergien, nach Abzug der Energien des starren Rotors, als Funktion des Spins für superdeformierte Banden in ^{145}Gd .

mationen $\beta_2 = 0.508$ und $\beta_2 = 0.523$ gezeigt, entsprechend der differierenden Deformationen der verschiedenen superdeformierten Banden. Bei einer Deformation von $\beta_2 = 0.523$ addieren sich die Trägheitsmomente der Protonen $\pi 6^2$ ($\square$) und die Neutronen $\nu 7^1$ ($*$) zu der Konfiguration $\nu 7^1 \pi 6^2$ ($\circ$). Im Falle der etwas geringeren Deformation $\beta_2 = 0.508$ zeigt sich die Kreuzung aufgrund der Ausrichtung des $N = 6$ Protonenpaares ($\blacktriangle$) deutlich schärfer. Die Neutronenanteile der Konfigurationen mit positiver Parität $\nu[642]5/2\nu 7^0$ ($\blacktriangledown, \triangledown$) addieren sich bei dieser Deformation mit dem Protonenanteil zu dem gezeigten Verlauf des dynamischen Trägheitsmomentes ($\blacklozenge, \diamond$).

Experimentell konnte die superdeformierte Yrastbande nur oberhalb von $\hbar\omega = 0.38$ MeV beobachtet werden, das dynamische Trägheitsmoment zeigt dabei einen flachen Abfall von knapp $90 \hbar^2/\text{MeV}$ auf ca. $70 \hbar^2/\text{MeV}$, s. Abb. 4.21. Dieses Verhalten kann durch die Besetzung des $N = 7$ Neutronenzustands und die Ausrichtung des $N = 6$ Protonenpaares verstanden

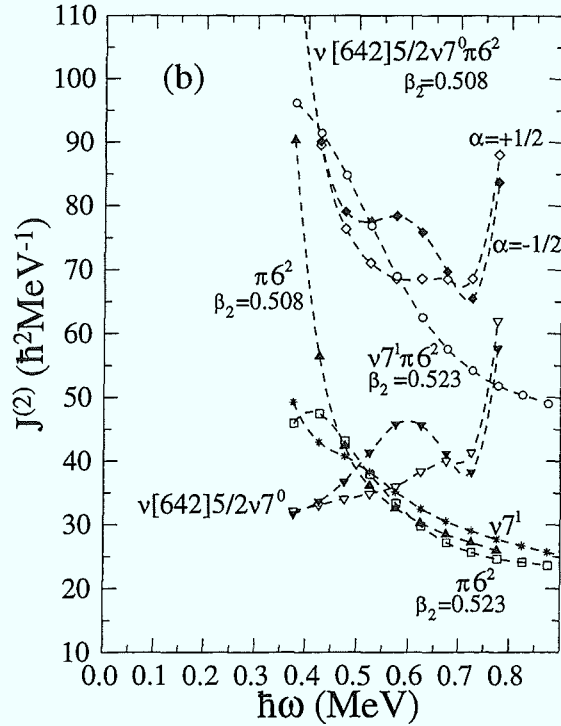


Abbildung 4.28: Dynamische Trägheitsmomente superdeformierter Banden in ^{145}Gd als Funktion der Rotationsfrequenz.

werden. Theoretisch errechnet sich die Frequenz der Protonenkreuzung zu $\hbar\omega \approx 0.40$ MeV, bei einer Deformation des Kernes von $\beta_2 = 0.523$, verursacht durch die $j_{15/2}$ Neutronen. Der Abfall des dynamischen Trägheitsmomentes ist flacher als es die Rechnungen vorhersagen, dies kann an Effekten liegen, die im theoretischen Modell noch nicht beachtet werden [SWD93]. Erweiterungen des Modelles unter Einbeziehung der Mischung von Konfigurationen sowie Proton-Neutron Wechselwirkungen sind daher notwendig.

Die erste angeregte superdeformierte Bande zeigt zwei Bandenkreuzungen, die erste bei $\hbar\omega \approx 0.4$ MeV, die zweite bei $\hbar\omega = 0.68$ MeV. Die erste Kreuzung kann sehr sicher auf die schon im Kern ^{144}Gd beobachtete [Lun94] Kreuzung aufgrund der Ausrichtung des $N = 6$ Protonenpaares zurückgeführt werden. Anders als bei ^{144}Gd wurde die superdeformierte Bande erst knapp oberhalb der Bandenkreuzung beobachtet. Die zweite Kreuzung wird mit der Wechselwirkung der zwei kreuzenden Neutronenniveaus $\nu[642]5/2$ und $\nu[651]1/2$ etabliert. Die theoretisch berechneten und die experimentell beob-

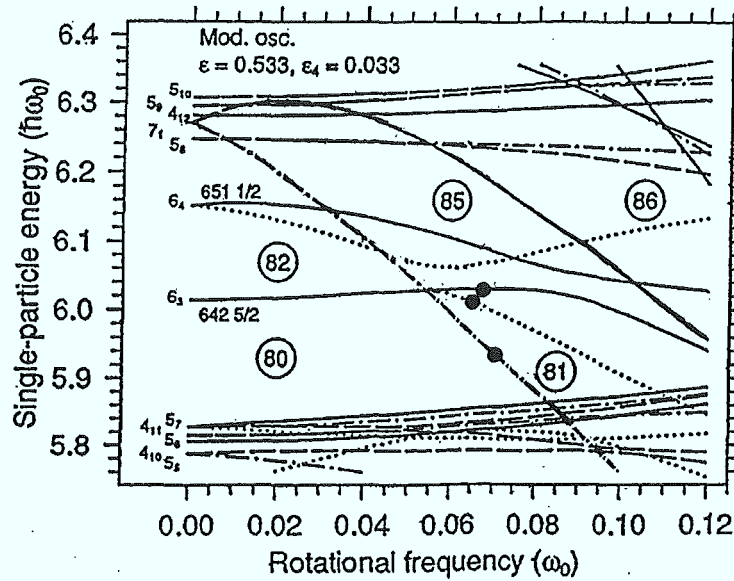


Abbildung 4.29: Energie von Einteilchen-Niveaus im Woods-Saxon Potential, aufgetragen gegen die Rotationsfrequenz. Die verschiedenen Konfigurationen der gefundenen Banden sind schematisch eingezeichnet.

achteten dynamischen Trägheitsmomente stimmen gut überein. Der durch die kreuzenden $N = 6$ Neutronenniveaus verursachte Anstieg des Trägheitsmomentes erlaubt die Zuordnung der Signatur zu den beobachteten, angeregten superdeformierten Banden. Die erste angeregte superdeformierte Bande hat demnach die Signatur $\alpha = -1/2$, während der zweiten angeregten superdeformierten Bande die Signatur $\alpha = +1/2$ zugeordnet werden kann. Diese Bande zeigt weder in den Rechnungen noch im Experiment die Kreuzung aufgrund der Wechselwirkung der $\nu[642]5/2$ und $\nu[651]1/2$ Neutronenniveaus, diese Kreuzung erscheint im $\alpha = +1/2$ Zweig erst bei höheren Frequenzen, vgl. dazu auch Abb. 4.29. Diese Neutronenkreuzung ist auch in ^{146}Gd beobachtet worden, es ergibt sich als eine konsistente Interpretation. Die für $\hbar\omega \approx 0.4$ MeV vorhergesagte $i_{13/2}$ Protonenkreuzung konnte im $(\alpha = +1/2)$ -Zweig nicht beobachtet werden, da die Bande erst ab $\hbar\omega = 0.46$ MeV gesehen wurde.

Alle drei gefundenen superdeformierten Banden konnten theoretisch erklärt werden und eindeutige Zuordnungen der Konfigurationen vorgenommen werden. Zum ersten Mal wurde eine Bande mit zwei Kreuzungen beobachtet. Mit den in ^{145}Gd gefundenen superdeformierten Banden konnte in der Kette der Gadolinium-Isotope die letzte Lücke erfolgreich geschlossen werden.

4.3.3 Superdeformierte Banden in $^{144-146}\text{Gd}$

In Abbildung 4.30 sind die dynamischen Trägheitsmomente der bekannten superdeformierten Banden in den benachbarten Kernen $^{144-146}\text{Gd}$ gezeigt. Dabei fällt insbesondere der Kern ^{145}Gd auf, der offensichtlich eine Art Brückenfunktion zwischen den leichten und den schwereren Gadolinium-Isotopen erfüllt. Die in ^{144}Gd deutliche Bandenkreuzung aufgrund der Ausrichtung eines Paares von $i_{13/2}, N = 6$ Protonen ist in der ersten angeregten superdeformierten Bande von ^{145}Gd ebenfalls zu beobachten. Im Kern

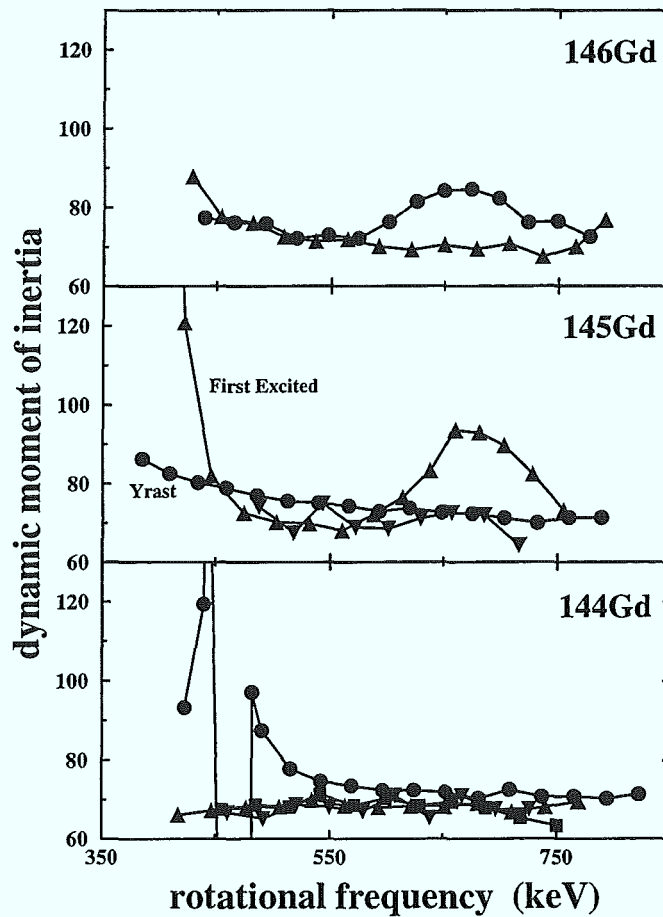


Abbildung 4.30: Vergleich der dynamischen Trägheitsmomente der bekannten superdeformierten Banden in $^{144,145,146}\text{Gd}$.

^{146}Gd dagegen ist diese Kreuzung nicht sichtbar. Als Ergebnis theoretischer Rechnungen zur Klärung dieses Effektes ergibt sich, daß auch in ^{146}Gd diese Kreuzung zu erwarten ist; die Protonenkonfiguration ist natürlich in allen Gadolinium-Isotopen gleich. Allerdings unterscheidet sich der Charakter dieser Kreuzung in den benachbarten Kernen, in ^{146}Gd wird diese Kreuzung deutlich schwächer ausgeprägt schon bei $\hbar\omega \approx 0.35$ erwartet, da dieser Kern stärker deformiert ist. In diesem Frequenzbereich war die Beobachtung der Bande bisher experimentell nicht möglich [Heb90].

Die Neutronenkonfigurationen der drei gezeigten Gd-Isotope unterscheiden sich natürlich um jeweils ein Neutron. Da die $N = 80$ Schale bei ^{144}Gd gerade abgeschlossen ist, ist dort die in $^{145+146}\text{Gd}$ beobachtete Kreuzung aufgrund der Wechselwirkung der zwei Neutronenniveaus $\nu[642]5/2$ und $\nu[651]1/2$ nicht zu erwarten.

Mit der Entdeckung von diskreten superdeformierten Banden in ^{144}Gd konnte dieser, theoretisch lange vorhergesagte Fall, endlich experimentell bestätigt werden. Die nachfolgende Entdeckung superdeformierter Banden in ^{145}Gd schloß die entstandene Lücke in der Kette der Gadolinium-Isotope, in denen Superdeformation bekannt ist. Die Suche nach Superdeformation in den leichten Isotopen $^{142+143}\text{Gd}$ ist die nächste Etappe in der Untersuchung des Phänomens Superdeformation.

Kapitel 5

Kerngestaltsänderung in ^{180}Os

5.1 Experiment

Ramon Wyss [WSNJ90] hat das Verhalten der Bandenkreuzungen der Kerne $^{178,180,182}\text{Os}$ theoretisch berechnet. Dabei konnte die zweite Bandenkreuzung, die in früheren Experimenten gefunden worden war [Lie88], in den Rechnungen nicht reproduziert werden. Mit der Verfügbarkeit moderner γ -Spektrometer mit verbesserter Beobachtungsgrenze wurde das nochmalige Studium der Banden in ^{180}Os sinnvoll.

Vor diesem Experiment zur Analyse des Verhaltens der Banden in ^{180}Os gab es bereits ein Anzahl anderer Experimente, hauptsächlich von Dracoulis et al. [DFF80, DFF82, Dra83, Dra90] und unserer Gruppe [Lie88, NLSG82, Nes82, NLS83, RU87]. Eine weitere Motivation zur Durchführung dieses Experimentes ist die Klärung der Zuordnung der Yrast- und Yrarebanden, die in den Referenzen [DFF82] und [NLSG82] unterschiedlich interpretiert werden. Diese Zuordnung hat einen wichtigen Einfluß auf das Verständnis der Bandenkreuzungen, deshalb wollten wir insbesondere die Verbindungsübergänge zwischen diesen beiden Banden suchen.

Das Experiment zur Untersuchung der Hochspinstruktur von ^{180}Os fand an GASP statt. Wir wählten dieselbe Reaktion, die schon früher bei Osiris-Experimenten benutzt worden war. Das in Tabelle 4.1 aufgelistete Experiment mit ^{36}S -Strahl und einem Target aus ^{150}Nd zeichnet sich insbesondere durch die Verwendung des etwas ungewöhnlichen 6n-Ausgangskanals aus. Wie erwartet, sind die 5n und 4n-Ausgangskanäle $^{181,182}\text{Os}$ ebenfalls mit hohem Wirkungsquerschnitt bevölkert worden. Durch das Setzen von

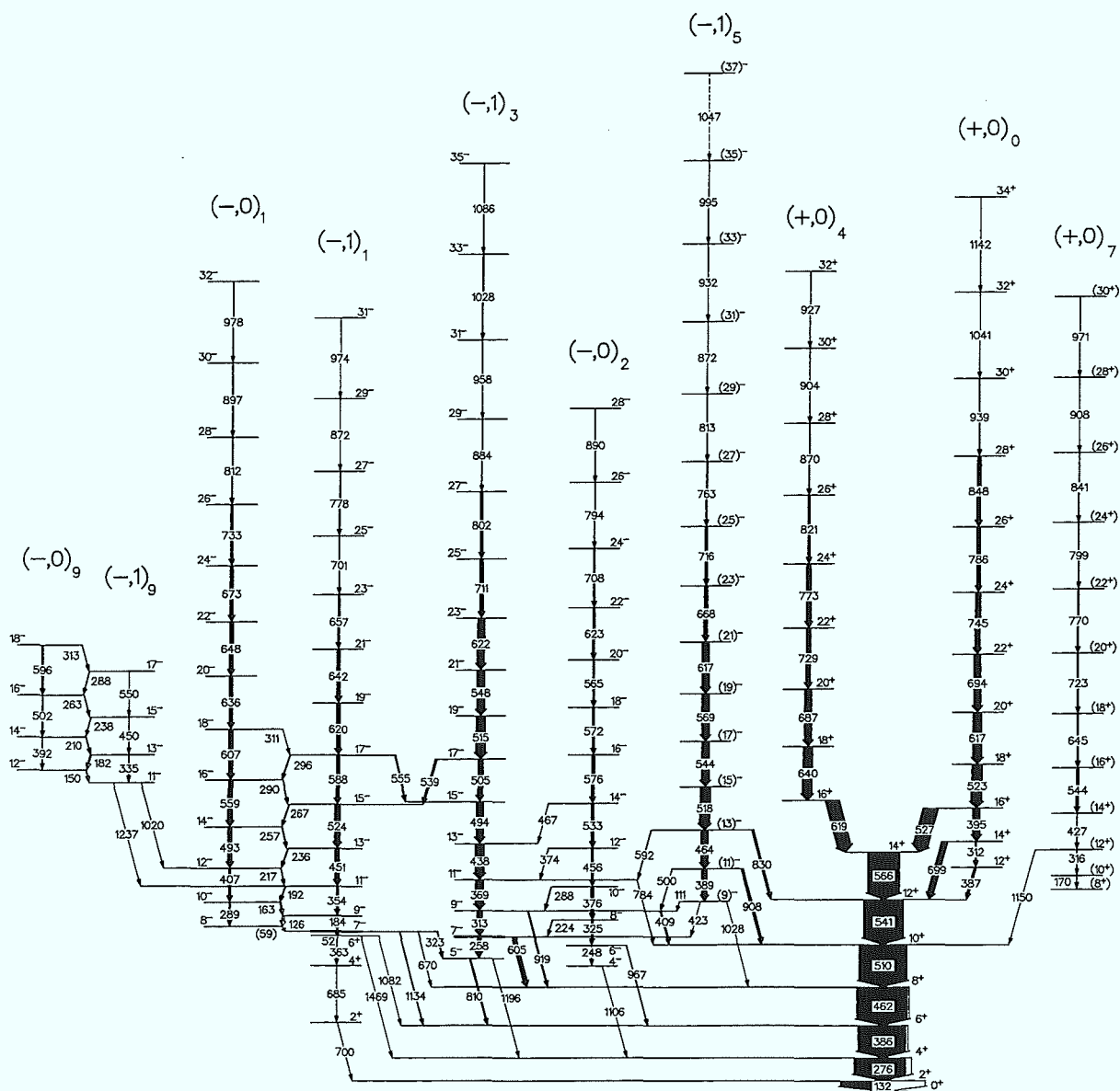


Abbildung 5.1: Das Niveau-Schema von ^{180}Os , aufgebaut durch Auswertung der Koinzidenzen.

Fensterbedingungen für Summenenergie, BGO-Multiplizität ($M \geq 12$) und prompte Ereignisse konnte der Anteil von ^{180}Os in den endgültigen Matrizen und Würfeln auf ca. 70% gesteigert werden.

Es wurden zur Auswertung dieses Experimentes zwei Matrizen und zwei Würfel sortiert. Neben der symmetrischen E_γ — E_γ Matrix wurde zur Bestimmung der DCO-Verhältnisse eine nicht-symmetrische Matrix, nach der in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Art, sortiert. Die Grundlage der Auswertung der Koinzidenzen war der E_γ — E_γ — E_γ Würfel, dieser enthielt nach der Entpackung aller aufgenommenen Ereignisse auf Dreifachkoinzidenzereignisse ca. 1.1 Giga γ -Ereignisse. Daneben wurde ein zweiter Würfel sortiert, der zusätzlich zu den Bedingungen für BGO-Multiplizität und Summenenergie eine Listenbedingung für eine vierte γ -Energie erhielt. In diese Liste wurden die in Tabelle 5.1 aufgeführten sieben Übergänge der Grundzustandsbande in ^{180}Os eingetragen. Dadurch wurden die höher liegenden Übergänge noch besser selektiert, durch die Limitierung auf Ereignisse mit Germanium-Multiplizität $\geq$ vier allerdings die Statistik deutlich reduziert. Im resultierenden Würfel standen 100 Mega Ereignisse zur Auswertung zur Verfügung.

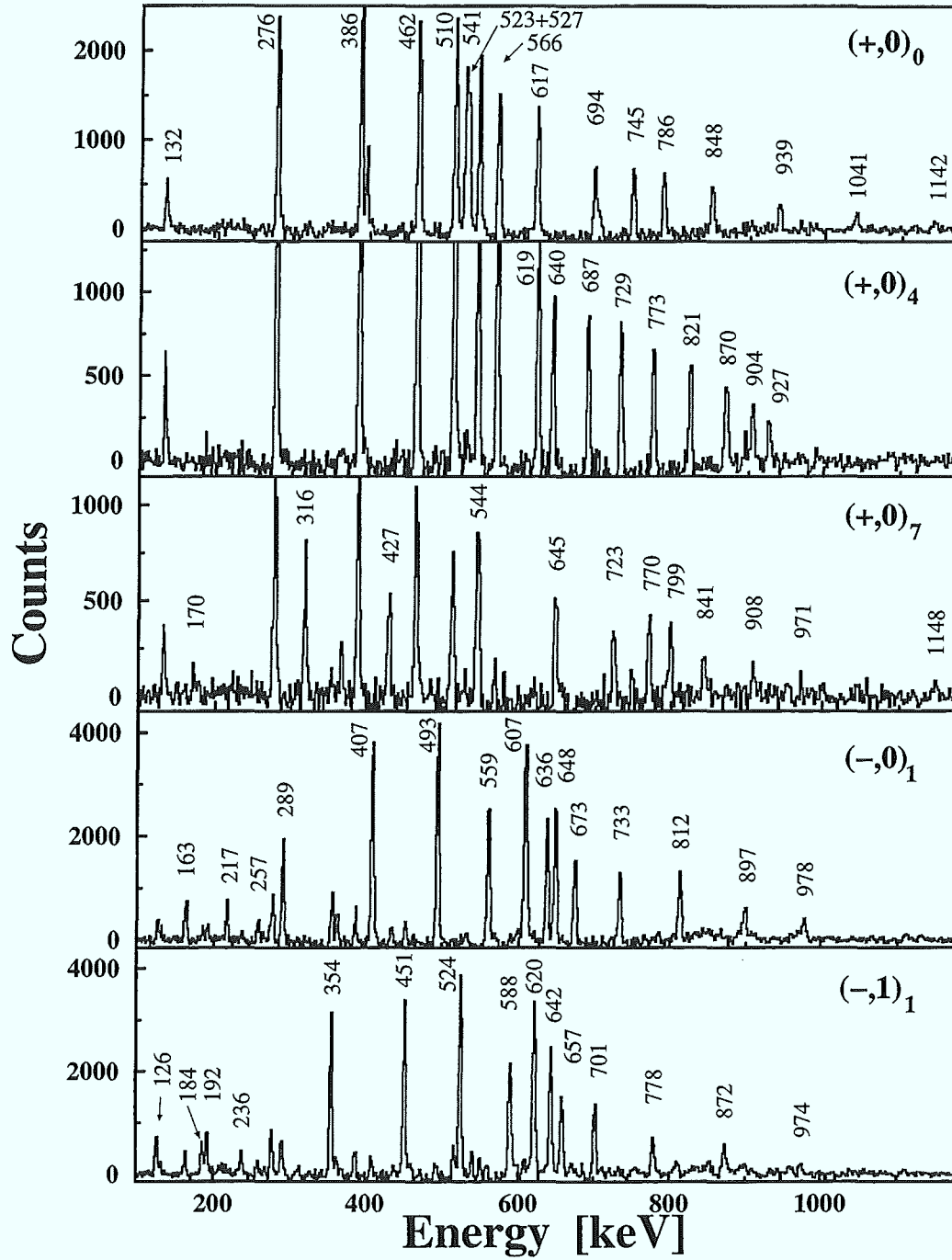
5.2 Auswertung des Experiments

Die Auswertung der zur Verfügung stehenden Koinzidenzstrukturen (Matrizen und Würfel) führte zum Aufbau des in Abb. 5.1 gezeigten Niveauschemas. Da ^{180}Os schon früher untersucht worden war, sind zur Vereinfachung des Niveauschemas die β - und γ -Banden und der Zerfall unterhalb der Isomere nicht dargestellt worden. Diese Ergebnisse sind in [Ven93] und [Kib94] ausführlich präsentiert worden.

Die Banden in ^{180}Os sind mit ihrer Parität π , der Signatur α und einem Laufindex n , entsprechend der in Ref. [Lie88] verwendeten Ordnung, gekennzeichnet. In Tabelle 5.1 sind alle Übergänge mit ihren Energien, Intensitäten, den DCO-Werten und den zugeordneten Spins und Banden aufgeführt. Die Spins wurden aufgrund der Koinzidenzinformationen und der experimentell bestimmten DCO-Werte festgelegt.

Die $(+,0)_0$ und $(+,0)_4$ Banden

In Abb. 5.2 sind Koinzidenzspektren der Banden $(+,0)_0$ und $(+,0)_4$ gezeigt. Die Spektren wurden durch zweidimensionale Schnitte auf die Bandenmitglieder im dreidimensionalen Würfel erzielt. Es sind jeweils alle Bandenmitglieder mit ihren Energien markiert.

Abbildung 5.2: Summenspektren einiger Banden in ^{180}Os .

Die Bande $(+,0)_0$ konnte um drei Übergänge mit 939.3, 1041.2 und 1141.7 keV erweitert werden, der höchste bekannte Spin in dieser Bande ist nun 34^+ . In der $(0,+)_4$ Bande konnten vier weitere Übergänge mit 821.3, 869.7, 903.7 und 927.3 keV gefunden werden, diese Bande ist also bis Spin 32^+ bekannt.

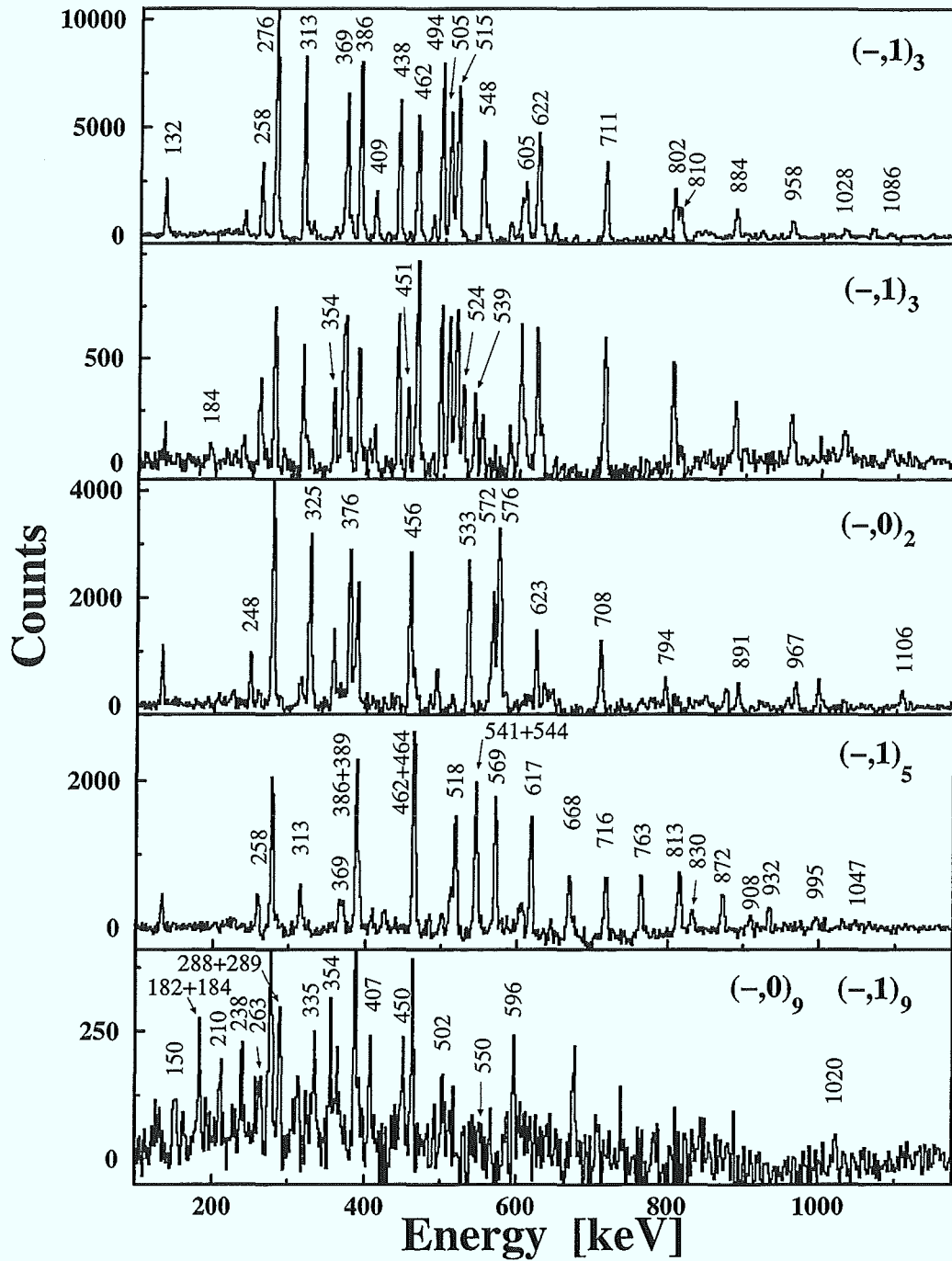
Die in [Lie88, NLSG82] aufgeführten Zwischenbanden-Übergänge mit 1050.5, 1093.4 und 1240.2 keV konnten in den vorliegenden Daten aus dem GASP-Experiment nicht bestätigt werden. Die insbesondere auf der Existenz dieser Linien begründete Zuordnung der beiden Banden als Yrast- und als Yrastbanden [Lie88] kann daher hier nicht bestätigt werden. Die verwendete Spinzuordnung basiert auf den früher gemessenen Konversions- und Winkelverteilungskoeffizienten [Lie88, DFF82, Dra90]. Sie wird durch die im gegenwärtigen Experiment gemessenen DCO-Werte bestätigt, siehe Tab. 5.1.

Die $(+,0)_7$ Bande

Vier neue Übergänge konnten in der $(0,+)_7$ Bande gefunden werden, s. Abb. 5.2. Mit den Übergängen bei 799.1, 840.9, 908.2 und 970.6 keV wurde die Bande bis zum 30^+ Niveau aufgebaut. Aus dem Zerfall dieser Bande ist nur die 1148 keV Linie bekannt, die in den 10^+ Zustand der Grundzustandsbande führt. Da der DCO-Wert dieses Übergangs nicht bestimmt werden konnte, sind die Spinzuordnungen der Bande nicht sicher festzulegen. Für das Niveau, welches der 1148 keV Übergang entvölkert, sind die Spins 10, 11 und 12 möglich. $I = 8$ oder 9 können ausgeschlossen werden, da ein Übergang zum 8^+ Niveau der Grundzustandsbande dann deutlich stärker sein würde, ein solcher Übergang ist aber nicht entdeckt worden. Der in Abb. 5.1 und in Tabelle 5.1 angegebene Spin 12 wird für dieses Niveau angenommen, da ansonsten die Bande mehr als 1.5 MeV über der Yrastbande liegen würde. Der schon bei niedrigen Rotationsfrequenzen sehr große ausgerichtete Drehimpuls dieser Bande und die daraus abgeleitete Konfiguration $(\nu i_{13/2})^2$ lassen eine positive Parität sehr wahrscheinlich erscheinen.

Die $(-,0)_1$ und $(-,1)_1$ Banden

Die Koinzidenzspektren der beiden Sequenzen dieser Bande sind in Abb. 5.2 zu sehen. M1-Verbindungsübergänge zwischen beiden Sequenzen wurden bis Spin 18^- gefunden. Der Bandenkopf ist das schon aus [Lie88, DFF82, Ven93] bekannte 7^- Isomer mit einer Lebensdauer von 26 ± 3 ns. In beiden Sequenzen konnten jeweils drei neue Übergänge eingeordnet werden, dies sind die 811.7, 897.3 und 977.5 keV Linien in der Bande $(-,0)_1$ und die 778.1, 872.1 und 973.5 keV Linien in der Bande $(-,1)_1$.

Abbildung 5.3: Summenspektren einiger Banden in ^{180}Os .

Die $(-,1)_3$, $(-,0)_2$ und $(-,1)_5$ Banden

In Abb. 5.3 sind die Koinzidenzspektren der drei Banden $(-,1)_3$, $(-,0)_2$ und $(-,1)_5$ gezeigt. Das 7^- Niveau der $(-,1)_3$ Bande wurde schon früher mit einer Lebensdauer von 17 ± 3 ns bestimmt [Ven93]. Diese Bande konnte mit fünf neuen Übergängen der Energien 801.7, 883.9, 958.3, 1027.8 und 1086.1 keV bis Spin 35^- erweitert werden. Es wurden außerdem zwei Übergänge mit 538.9 und 554.9 keV gefunden, die die $(-,1)_3$ Bande mit der $(-,1)_1$ Bande verbinden. Im Koinzidenzspektrum der $(-,1)_3$ Bande, gezeigt in Abb. 5.3, mit Fenstern, die nur auf Übergänge oberhalb des 17^- Niveaus gesetzt wurden, erkennt man auch Übergänge aus der $(-,1)_1$ Bande unterhalb des 15^- Niveaus. Die energetisch dicht beieinander liegenden 15^- Niveaus bei 3441.1 und 3474.5 keV sowie die 17^- Niveaus bei 4029.4 und 3980.0 keV weisen Konfigurationsmischung auf die zu den Übergängen zwischen diesen Zuständen führen. In ^{175}Os [Fab90], ^{181}Os [Kut95b] und ^{180}Pt [Voi90] wurden Banden mit ähnlichen Konfigurationsmischungen gefunden.

Die schwache $(-,0)_2$ Bande wurde mit drei neuen Übergängen mit 708.2, 794.1 und 890.4 keV bis zum 28^- Niveau beobachtet. Die $(-,0)_5$ Bande konnte um vier neue Übergänge mit 813.1, 871.8, 931.8 und 994.8 keV erweitert werden. Der $37^- \rightarrow 35^-$ Übergang von 1046.6 keV wird hier aufgrund zu geringer Statistik nur als Kandidat eingeordnet und in die Tabelle 5.1 aufgenommen.

Die Zuordnung negativer Parität für die $(-,1)_5$ Bande basiert auf der Beobachtung von E2-Übergängen in die $(-,1)_3$ Bande und E1-Übergängen in die Grundzustandsbande. Der DCO-Wert des starken 907.7 keV Übergangs, s. Tab. 5.1, läßt nur eine $\Delta I = 1$ Zuordnung als sinnvoll zu. Die aus den gemessenen Intensitäten und einem Hinderungsfaktor von 10^5 für E1-Übergänge [Loe75] errechneten partiellen Halbwertszeiten stimmen mit dieser Interpretation überein, wohingegen eine Interpretation als M1 und M2 Übergänge, also positiver Parität der Bande, in diesem Punkt zu keiner Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Verzweungsverhältnissen führen würde. Der durch den 907.7 keV Übergang entvölkerte Zustand kann $I = 9, 11$ haben. Da keine entvölkernden Übergänge parallel zu tieferliegenden Grundzustandsniveaus beobachtet wurden, kann die Möglichkeit von Spin 9 ausgeschlossen werden, und als einzig sinnvolle Zuordnung für dieses Niveau ergibt sich Spin 11.

E_γ	Zuordnung	I_γ	R_{DCO}	Bande
132.0	$2^+ \rightarrow 0^+$	141.0	1.07(0.20)	GS Band
276.3	$4^+ \rightarrow 2^+$	100.0	1.03(0.06)	GS Band
386.2	$6^+ \rightarrow 4^+$	93.2	1.02(0.07)	GS Band
462.3	$8^+ \rightarrow 6^+$	98.6	0.95(0.07)	GS Band
510.0	$10^+ \rightarrow 8^+$	91.3	0.98(0.06)	GS Band
541.2	$12^+ \rightarrow 10^+$	76.0	1.13(0.07)	GS Band
566.1	$14^+ \rightarrow 12^+$	61.5	1.08(0.08)	GS Band
169.9	$(10^+) \rightarrow (8^+)$	0.2		$(+,0)_7$
316.0	$(12^+) \rightarrow (10^+)$	0.3	1.00(0.17)	$(+,0)_7$
427.0	$(14^+) \rightarrow (12^+)$	1.1	0.83(0.19)	$(+,0)_7$
543.5	$(16^+) \rightarrow (14^+)$	4.2	0.89(0.25)	$(+,0)_7$
644.9	$(18^+) \rightarrow (16^+)$	6.0	1.11(0.21)	$(+,0)_7$
723.3	$(20^+) \rightarrow (18^+)$	2.3	0.78(0.15)	$(+,0)_7$
770.1	$(22^+) \rightarrow (20^+)$	2.9	0.90(0.42)	$(+,0)_7$
799.1	$(24^+) \rightarrow (22^+)$	1.2		$(+,0)_7$
840.9	$(26^+) \rightarrow (24^+)$	1.3		$(+,0)_7$
908.2	$(28^+) \rightarrow (26^+)$	0.8		$(+,0)_7$
970.6	$(30^+) \rightarrow (28^+)$	0.4		$(+,0)_7$
1148	$(12^+) \rightarrow 10^+$	0.1		$(+,0)_7$
527.3	$16^+ \rightarrow 14^+$	28.6	0.95(0.07)	$(+,0)_0$
523.1	$18^+ \rightarrow 16^+$	19.4	0.99(0.05)	$(+,0)_0$
616.7	$20^+ \rightarrow 18^+$	16.8	1.01(0.07)	$(+,0)_0$
693.8	$22^+ \rightarrow 20^+$	13.9	1.04(0.10)	$(+,0)_0$
744.9	$24^+ \rightarrow 22^+$	9.8	1.08(0.18)	$(+,0)_0$
785.7	$26^+ \rightarrow 24^+$	6.4	1.13(0.30)	$(+,0)_0$
848.2	$28^+ \rightarrow 26^+$	7.4		$(+,0)_0$
939.3	$30^+ \rightarrow 28^+$	1.4		$(+,0)_0$
1041.4	$32^+ \rightarrow 30^+$	0.5		$(+,0)_0$
1141.7	$34^+ \rightarrow 32^+$	0.2		$(+,0)_0$
395.1	$16^+ \rightarrow 14^+$	13.2	0.97(0.10)	$(+,0)_0$
312.1	$14^+ \rightarrow 12^+$	2.6		$(+,0)_0$
699.4	$14^+ \rightarrow 12^+$	11.8	1.06(0.17)	$(+,0)_0$
387.2	$12^+ \rightarrow 12^+$	3.7		$(+,0)_0$

Tabelle 5.1: Energien, Intensitäten, DCO-Verhältnisse und Spin-Zuordnungen der Übergänge in ^{180}Os . Die relativen γ -Intensitäten sind auf den 276.3 keV Übergang normalisiert. Unsicherheiten und Fehler sind in der Größenordnung von 3 – 7% für intensive Übergänge. Bei schwachen oder kontaminierten Übergängen sind die Unsicherheiten größer als 7%.

E_γ	Zuordnung	I_γ	R_{DCO}	Bande
619.4	$16^+ \rightarrow 14^+$	26.5	1.01(0.06)	$(+,0)_4$
639.7	$18^+ \rightarrow 16^+$	17.9	1.02(0.07)	$(+,0)_4$
686.8	$20^+ \rightarrow 18^+$	12.9	0.97(0.14)	$(+,0)_4$
729.3	$22^+ \rightarrow 20^+$	8.2	1.05(0.17)	$(+,0)_4$
772.8	$24^+ \rightarrow 22^+$	8.4	0.80(0.35)	$(+,0)_4$
821.3	$26^+ \rightarrow 24^+$	4.1		$(+,0)_4$
869.7	$28^+ \rightarrow 26^+$	1.7		$(+,0)_4$
903.7	$30^+ \rightarrow 28^+$	0.8		$(+,0)_4$
927.3	$32^+ \rightarrow 30^+$	0.6		$(+,0)_4$
389.3	$(11^-) \rightarrow (9^-)$	10.2	0.84(0.12)	$(-,1)_5$
464.1	$(13^-) \rightarrow (11^-)$	13.9		$(-,1)_5$
517.5	$(15^-) \rightarrow (13^-)$	20.5	1.12(0.07)	$(-,1)_5$
544.1	$(17^-) \rightarrow (15^-)$	18.1	1.15(0.07)	$(-,1)_5$
569.1	$(19^-) \rightarrow (17^-)$	15.4	1.03(0.09)	$(-,1)_5$
617.3	$(21^-) \rightarrow (19^-)$	14.1	1.01(0.16)	$(-,1)_5$
667.9	$(23^-) \rightarrow (21^-)$	7.5	1.03(0.30)	$(-,1)_5$
715.9	$(25^-) \rightarrow (23^-)$	4.8		$(-,1)_5$
762.9	$(27^-) \rightarrow (25^-)$	3.0		$(-,1)_5$
813.1	$(29^-) \rightarrow (27^-)$	1.5		$(-,1)_5$
871.8	$(31^-) \rightarrow (29^-)$	0.6		$(-,1)_5$
931.8	$(33^-) \rightarrow (31^-)$	0.6		$(-,1)_5$
994.8	$(35^-) \rightarrow (33^-)$	0.4		$(-,1)_5$
1046.6	$(37^-) \rightarrow (35^-)$	0.2		$(-,1)_5$
829.7	$(13^-) \rightarrow 12^+$	4.2		$(-,1)_5$
907.7	$(11^-) \rightarrow 10^+$	4.9		$(-,1)_5$
1027.9	$(9^-) \rightarrow 8^+$	0.1		$(-,1)_5$
591.8	$(13^-) \rightarrow 11^-$	1.0		$(-,1)_5$
499.8	$(11^-) \rightarrow 9^-$	0.6		$(-,1)_5$
111.3	$(9^-) \rightarrow 9^-$	0.1		$(-,1)_5$
422.8	$(9^-) \rightarrow 7^-$	0.1		$(-,1)_5$

Tabelle der Übergänge in ^{180}Os , Fortsetzung

E_γ	Zuordnung	I_γ	R_{DCO}	Baned
247.5	$6^- \rightarrow 4^-$	0.7	0.85(0.27)	$(-,0)_2$
324.9	$8^- \rightarrow 6^-$	4.2	0.93(0.13)	$(-,0)_2$
376.2	$10^- \rightarrow 8^-$	5.1	1.14(0.21)	$(-,0)_2$
456.1	$12^- \rightarrow 10^-$	4.2	1.12(0.24)	$(-,0)_2$
532.7	$14^- \rightarrow 12^-$	5.6	0.86(0.22)	$(-,0)_2$
575.8	$16^- \rightarrow 14^-$	5.2	1.08(0.19)	$(-,0)_2$
572.2	$18^- \rightarrow 16^-$	4.0	0.96(0.19)	$(-,0)_2$
564.9	$20^- \rightarrow 18^-$	3.8		$(-,0)_2$
623.2	$22^- \rightarrow 20^-$	4.3		$(-,0)_2$
708.2	$24^- \rightarrow 22^-$	3.3		$(-,0)_2$
794.1	$26^- \rightarrow 24^-$	0.9		$(-,0)_2$
890.4	$28^- \rightarrow 26^-$	0.6		$(-,0)_2$
966.8	$6^- \rightarrow 6^+$	1.1		$(-,0)_2$
1106.4	$4^- \rightarrow 4^+$	0.2		$(-,0)_2$
466.9	$14^- \rightarrow 13^-$	0.4		$(-,0)_2$
373.7	$12^- \rightarrow 11^-$	0.7		$(-,0)_2$
287.8	$10^- \rightarrow 9^-$	1.0		$(-,0)_2$
223.5	$8^- \rightarrow 7^-$	0.6	0.87(0.16)	$(-,0)_2$
258.0	$7^- \rightarrow 5^-$	7.6		$(-,1)_3$
313.1	$9^- \rightarrow 7^-$	10.6	1.19(0.16)	$(-,1)_3$
368.5	$11^- \rightarrow 9^-$	16.0	1.04(0.12)	$(-,1)_3$
437.8	$13^- \rightarrow 11^-$	17.6	1.03(0.14)	$(-,1)_3$
494.4	$15^- \rightarrow 13^-$	14.8	1.01(0.15)	$(-,1)_3$
505.3	$17^- \rightarrow 15^-$	10.2	0.98(0.14)	$(-,1)_3$
515.2	$19^- \rightarrow 17^-$	18.5	1.12(0.22)	$(-,1)_3$
548.0	$21^- \rightarrow 19^-$	15.6	0.89(0.13)	$(-,1)_3$
621.6	$23^- \rightarrow 21^-$	17.1	0.91(0.16)	$(-,1)_3$
710.9	$25^- \rightarrow 23^-$	7.6	0.94(0.25)	$(-,1)_3$
801.7	$27^- \rightarrow 25^-$	5.1		$(-,1)_3$
883.9	$29^- \rightarrow 27^-$	1.5		$(-,1)_3$
958.3	$31^- \rightarrow 29^-$	1.3		$(-,1)_3$
1027.8	$33^- \rightarrow 31^-$	1.0		$(-,1)_3$
1086.1	$35^- \rightarrow 33^-$	0.7		$(-,1)_3$
538.9	$17^- \rightarrow 15^-$	4.3	1.13(0.25)	$(-,1)_3$

Tabelle der Übergänge in ^{180}Os , Fortsetzung

E_γ	Zuordnung	I_γ	R_{DCO}	Bande
783.5	$11^- \rightarrow 10^+$	0.7	0.59(0.27)	$(-,1)_3$
408.6	$9^- \rightarrow 10^+$	2.8	0.74(0.22)	$(-,1)_3$
919.0	$9^- \rightarrow 8^+$	2.6		$(-,1)_3$
604.7	$7^- \rightarrow 8^+$	8.7	0.64(0.07)	$(-,1)_3$
1196.1	$5^- \rightarrow 4^+$	0.5		$(-,1)_3$
810.0	$5^- \rightarrow 6^+$	3.0	0.76(0.23)	$(-,1)_3$
184.0	$9^- \rightarrow 7^-$	1.2		$(-,1)_1$
353.6	$11^- \rightarrow 9^-$	4.1	0.94(0.08)	$(-,1)_1$
451.4	$13^- \rightarrow 11^-$	8.6	1.09(0.07)	$(-,1)_1$
523.8	$15^- \rightarrow 13^-$	11.0	1.03(0.09)	$(-,1)_1$
588.3	$17^- \rightarrow 15^-$	7.1	0.93(0.11)	$(-,1)_1$
620.1	$19^- \rightarrow 17^-$	8.2	0.91(0.17)	$(-,1)_1$
642.3	$21^- \rightarrow 19^-$	7.2	1.10(0.15)	$(-,1)_1$
657.1	$23^- \rightarrow 21^-$	3.5	1.02(0.29)	$(-,1)_1$
700.9	$25^- \rightarrow 23^-$	1.5		$(-,1)_1$
778.1	$27^- \rightarrow 25^-$	2.1		$(-,1)_1$
872.1	$29^- \rightarrow 27^-$	0.5		$(-,1)_1$
973.5	$31^- \rightarrow 29^-$	0.2		$(-,1)_1$
554.9	$17^- \rightarrow 15^-$	2.7	1.02(0.23)	$(-,1)_1$
322.8	$7^- \rightarrow 5^-$	1.9	0.79(0.29)	$(-,1)_1$
670.2	$7^- \rightarrow 8^+$	0.6		$(-,1)_1$
1133.8	$7^- \rightarrow 6^+$	1.3		$(-,1)_1$
1082.1	$6^+ \rightarrow 6^+$	0.2		$(-,1)_1$
1468.6	$6^+ \rightarrow 4^+$	0.1		$(-,1)_1$
51.7	$7^- \rightarrow 6^+$	1.3		$(-,1)_1$
363.2	$6^+ \rightarrow 4^+$	1.3		$(-,1)_1$
684.7	$4^+ \rightarrow 2^+$	0.8		$(-,1)_1$
699.8	$2^+ \rightarrow 0^+$	0.6		$(-,1)_1$
295.8	$17^- \rightarrow 16^-$	1.2		$(-,1)_1$
266.7	$15^- \rightarrow 14^-$	1.0	0.42(0.22)	$(-,1)_1$
235.8	$13^- \rightarrow 12^-$	0.9	0.42(0.06)	$(-,1)_1$
191.9	$11^- \rightarrow 10^-$	0.9	0.28(0.20)	$(-,1)_1$
126.0	$9^- \rightarrow 8^-$	1.1	0.33(0.14)	$(-,1)_1$

Tabelle der Übergänge in ^{180}Os , Fortsetzung

E_γ	Zuordnung	I_γ	R_{DCO}	Bande
289.1	$10^- \rightarrow 8^-$	2.4	0.89(0.15)	$(-,0)_1$
407.3	$12^- \rightarrow 10^-$	4.2	0.93(0.08)	$(-,0)_1$
492.8	$14^- \rightarrow 12^-$	7.6	0.99(0.11)	$(-,0)_1$
558.9	$16^- \rightarrow 14^-$	9.2	0.89(0.14)	$(-,0)_1$
607.2	$18^- \rightarrow 16^-$	8.6	1.08(0.11)	$(-,0)_1$
635.5	$20^- \rightarrow 18^-$	6.9	0.96(0.18)	$(-,0)_1$
647.5	$22^- \rightarrow 20^-$	7.0	0.85(0.21)	$(-,0)_1$
672.7	$24^- \rightarrow 22^-$	6.3		$(-,0)_1$
732.8	$26^- \rightarrow 24^-$	4.3		$(-,0)_1$
811.7	$28^- \rightarrow 26^-$	1.6		$(-,0)_1$
897.3	$30^- \rightarrow 28^-$	1.7		$(-,0)_1$
977.5	$32^- \rightarrow 30^-$	0.3		$(-,0)_1$
311.3	$18^- \rightarrow 17^-$	0.1		$(-,0)_1$
290.2	$16^- \rightarrow 15^-$	0.9		$(-,0)_1$
256.6	$14^- \rightarrow 13^-$	0.9	0.31(0.35)	$(-,0)_1$
217.1	$12^- \rightarrow 11^-$	0.8	0.32(0.17)	$(-,0)_1$
163.1	$10^- \rightarrow 9^-$	1.0	0.34(0.10)	$(-,0)_1$
(59)	$8^- \rightarrow 7^-$	1.1		$(-,0)_1$
335.3	$13^- \rightarrow 11^-$	1.4		$(-,1)_9$
449.6	$15^- \rightarrow 13^-$	0.8		$(-,1)_9$
549.9	$17^- \rightarrow 15^-$	0.2		$(-,1)_9$
392.2	$14^- \rightarrow 12^-$	0.6		$(-,0)_9$
502.1	$16^- \rightarrow 14^-$	2.0		$(-,0)_9$
595.7	$18^- \rightarrow 16^-$	3.5		$(-,0)_9$
313.4	$18^- \rightarrow 17^-$	0.7		$(-,0)_9$
288.3	$17^- \rightarrow 16^-$	0.9		$(-,1)_9$
263.4	$16^- \rightarrow 15^-$	0.9		$(-,0)_9$
238.1	$15^- \rightarrow 14^-$	0.6		$(-,1)_9$
210.1	$14^- \rightarrow 13^-$	0.8		$(-,0)_9$
182.5	$13^- \rightarrow 12^-$	1.5		$(-,1)_9$
150.2	$12^- \rightarrow 11^-$	0.6	0.96(0.39)	$(-,0)_9$
1002.2	$11^- \rightarrow 12^-$	0.3	0.38(0.08)	$(-,1)_9$
1236.9	$11^- \rightarrow 11^-$	0.1		$(-,1)_9$

Tabelle der Übergänge in ^{180}Os , Fortsetzung

Die $(-,0)_9$ und $(-,1)_9$ Banden

Im untersten Bild von Abb. 5.3 sind die Übergänge der intensitätsschwachen, stark gekoppelten $(-,0)_9$ und $(-,1)_9$ Banden zu sehen. Diese Banden entvölkern über zwei Übergänge mit 1020.2 und 1236.9 keV in die $(-,0)_1$ bzw. $(-,1)_1$ Banden. Im Koinzidenzspektrum sind deutlich die 289.1 und 407.3 keV Linien der $(-,0)_1$ Bande und der 353.6 keV Übergang aus der $(-,1)_1$ Bande zu erkennen. Der DCO-Wert des 1020.2 keV Überganges läßt nur M1 Charakter für diese Linie zu, der DCO-Wert des Überganges mit 1236.9 keV stimmt mit der Interpretation $\Delta I = 0$ überein. Deshalb wird für den Kopf der Bande $9 I^\pi = 11^-$ vorgeschlagen.

5.3 Diskussion der Ergebnisse

5.3.1 Die Banden mit negativer Parität

In Abb. 5.4 sind die Quasiteilchen-Routhians [VDS83] beispielhaft dargestellt. Eingezeichnet ist die Bezeichnung der Niveaus mit Buchstaben, diese Kurzbezeichnung der Orbitale wird im folgenden bei der Beschreibung der Konfigurationen der Banden in ^{180}Os ebenfalls angewendet nach der in [Lie88] eingeführten Bezeichnungsweise. Die tiefliegenden $i_{13/2}$ Quasineutronenniveaus sind mit A, B, C und D bezeichnet. Mit E und F werden die zum $\nu[514]7/2^-$ Niveau gehörenden Orbitale bezeichnet, die aus dem $\nu[521]1/2^-$ Orbital stammenden Niveaus werden mit G und H gekennzeichnet.

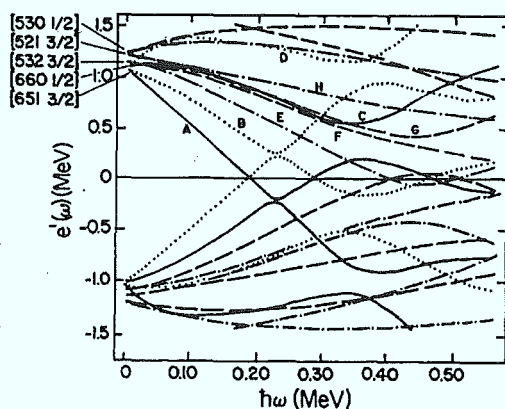


Abbildung 5.4: Beispiel für die Darstellung und Bezeichnung von Quasiteilchen-Routhians.

Die $(-,0)_1$ und $(-,1)_1$ Banden

Die $(-,0)_1$ und $(-,1)_1$ Sequenzen sind Signaturpartner einer stark gekoppelten Bande ohne Signaturaufspaltung, diese tritt erst für die höchsten Spins auf. Durch die Annahme von CE und CF Konfigurationen für die beiden Sequenzen kann dies erklärt werden. In Abbildung 5.5 erkennt man die gute Übereinstimmung dieser 7^- Bande aus ^{180}Os mit der aus [Dor79] bekannten 7^- Bande in ^{178}W . Dadurch wird die hier vorgeschlagene Konfigurationszuordnung $\nu[633]7/2^+ \otimes \nu[514]7/2^-$ unterstützt.

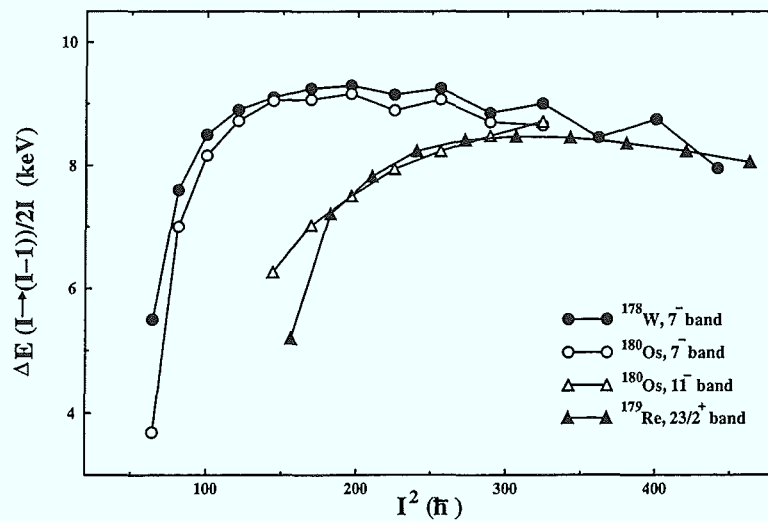


Abbildung 5.5: Vergleich der beiden stark gekoppelten Banden in ^{180}Os mit Banden in ^{178}W bzw. ^{179}Re . Gezeigt ist $\Delta E/2I$ gegen I^2 für die M1-Übergänge dieser Banden.

Die $(-,0)_2$ und $(-,1)_3$ Banden

Beide Banden sind Signaturpartner, zu erkennen an den Zwischenbandübergängen mit M1 Charakter. Das 7^- Niveau der Bande $(-,1)_3$ wurde schon früher als Isomer mit einer Halbwertszeit von 17 ± 3 ns identifiziert [Ven93]. Dieser Zustand wird daher als Bandenkopf interpretiert. Unterstützt wird diese Annahme durch das Fehlen von Zwischenbandübergängen der somit nicht zu dieser Bande gehörenden Niveaus 6^- , 5^- und 4^- .

Ungewöhnlich sind jedoch die schon bei niedrigen Frequenzen deutliche Signaturaufspaltung und die in die Grundzustandsbande entvölkernden E1-

Bande	$\hbar\omega_c$ (MeV)	Δi ($\hbar$)	Konfiguration	Kreuzung
$(+,0)_0$	0.27	10	gb	AB
	0.38	2	AB	CD
$(+,0)_4$	0.36	≈ 5	gb	BC oder AD
	≥ 0.45	≥ 2	BC oder AD	$\pi(h_{11/2})^2$
$(+,0)_7$	0.39	≈ 3	BC	AD
$(-,0)_1$	0.30	8	CF	AB
$(-,1)_1$	0.30	8	CE	AB
$(-,0)_2$	0.28	8	BE	AD
$(-,1)_3$	0.25	8	AE	BC
$(-,1)_5$	0.27	8	AG oder BF	BC oder AD
	0.39	≈ 3	ABCG oder ABDF	$\pi(h_{11/2})^2$

Tabelle 5.2: Eigenschaften der Bandenkreuzungen in ^{180}Os . Angegeben sind die Kreuzungsfrequenz, der Drehimpulsgehalt und die Konfigurationen.

Übergänge. Eine ähnliche Signaturaufspaltung wurde auch bei der $\nu i_{13/2}$ Bande in ^{181}Os beobachtet. Dort wurde eine γ -Deformation von $\gamma = -15^\circ$ zur Erklärung dieser Aufspaltung benötigt, dies führt aber zu einer Beimischung niedrigerer K -Komponenten und damit zu einem niedrigeren *effektiven* K -Wert. Überträgt man diese Situation auf den Kern ^{180}Os , dann sind die Quasineutronen der $(-,0)_2$ und $(-,1)_3$ Sequenzen in den Niveaus A und B des $\nu[624]9/2^+$ Orbitals zu finden. Beide Niveaus haben einen effektiven K -Wert von $K_{eff} = 7/2$, und das jeweils zweite Quasineutron befindet sich im $\nu[514]7/2^-$ Niveau; man erhält also den K -Wert $K = 7$ für den Bandenkopf.

Die $(-,0)_5$ Bande

Die $(-,1)_5$ Bande beginnt mit einem 9^- Niveau. Die Zerfallsübergänge sind drei starke E1-Übergänge in die Grundzustandsbande und E2-Übergänge in die $(-,1)_3$ Bande, dies läßt auf ähnliche Konfigurationen beider Banden schließen. Es bleiben zwei verschiedene Konfigurationen zur Erklärung: AG

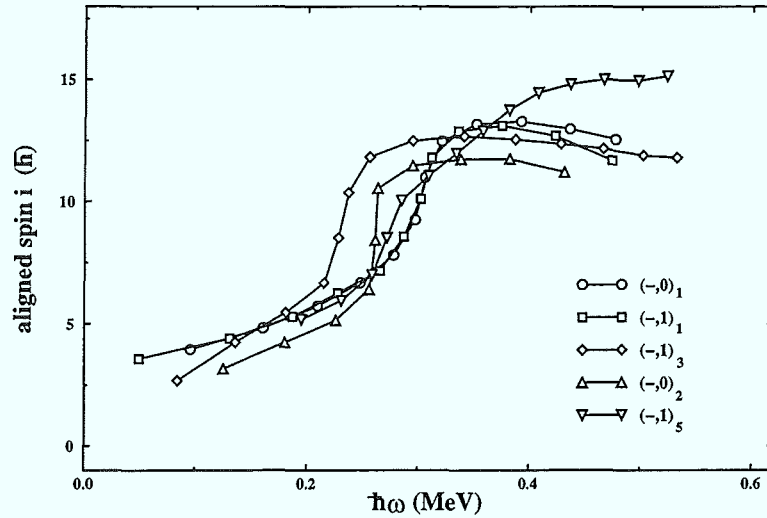


Abbildung 5.6: Verlauf des ausgerichteten Drehimpulses der Banden mit negativer Parität in ^{180}Os .

oder BF mit dem ersten Quasineutron im Niveau A oder B und dem zweiten Teilchen entweder in F, entstanden aus dem $\nu[514]7/2^-$ Orbital, oder in G, entstanden aus dem $\nu[521]1/2^-$ Orbital.

Die $(-,0)_9$ und $(-,1)_9$ Banden

Die aus den $(-,0)_9$ und $(-,1)_9$ Sequenzen gebildete, stark gekoppelte Bande baut auf dem 11^- Niveau bei 3702.9 keV auf. Wegen der großen Anregungsenergie des Bandenkopfes erwartet man eine Vier-Quasiteilchen Konfiguration. Die Bande zerfällt in die Bande Nr. 1, deren Konfiguration zu $\nu[633]7/2^+ \otimes \nu[514]7/2^-$ bestimmt wurde. Diese Niveaus tragen mit $K^\pi = 7^-$ und zwei Quasineutronen zur Konfiguration bei.

Aus Abb. 5.5 erkennt man die Ähnlichkeit der Bande 9 in ^{180}Os mit der $23/2^+$ Bande in ^{179}Re . Für diese Bande wurde die Konfiguration $\nu[633]7/2^+ \otimes \nu[514]7/2^- \otimes \pi[514]9/2^-$ vorgeschlagen [Reg94]. Für ^{180}Os kann man daher eine Zwei-Quasiprotonen-Konfiguration für die letzten zwei Quasiteilchen annehmen. Die $\pi[514]9/2^- \otimes \pi[541]1/2^-$ Konfiguration mit $K^\pi = 4^+$ ist die einzig mögliche, um Spin und Parität der Bande 9 zu erklären.

Für die Bande Nr. 9 wird somit die Konfiguration $[(\nu[633]7/2^+ \otimes \nu[514]7/2^-)_{7^-} \otimes (\pi[514]9/2^- \otimes \pi[541]1/2^-)_{4^+}]_{11^-}$ vorgeschlagen.

5.3.2 Bandenkreuzungen in ^{180}Os

Aus den erhaltenen Resultaten läßt sich neue Information über die Bandenkreuzungen in ^{180}Os entnehmen. Die in [Lie88] gefundene zweite Kreuzung läßt sich mit den vorliegenden Daten nicht bestätigen. Zur Analyse der Bandenkreuzungen in ^{180}Os wurden Rechnungen im Cranked-Shell Modell [BF79] mit den Parametern $\Theta_0 = 25.1 \text{ MeV}^{-1}\hbar^2$ und $\Theta_1 = 57.3 \text{ MeV}^{-3}\hbar^4$ [Kut95b] durchgeführt. In Tabelle 5.2 sind alle Banden mit ihren Konfigurationen, Kreuzungen und dem Drehimpulsgehalt Δi aufgelistet.

Die Banden mit negativer Parität

In Abb. 5.6 ist der ausgerichtete Spin, definiert als $i(\omega) = I_x(\omega) - I_{\text{ref}}(\omega)$, mit $I_x(\omega)$ als dem Drehimpuls der Yrastbande und $I_{\text{ref}}(\omega)$ als dem Drehimpuls eines Referenzrotors [VDS83], gegen die Rotationsfrequenz für die Banden aus ^{180}Os mit negativer Parität gezeigt, alle Banden zeigen ein sehr ähnliches Verhalten. Bei niedrigen Frequenzen ist der Drehimpuls mit $i \approx 4\hbar$ eine Bestätigung der vorgeschlagenen Konfigurationen mit jeweils einem $i_{13/2}$ Quasineutron, da die $[633]7/2^-$ und $[691]9/2^-$ Konfigurationen wegen der Ausrichtung entlang der Rotationsachse eine Drehimpulsprojektion auf diese Achse von ca. $4\hbar$ haben. Alle Banden zeigen bei $\hbar\omega \approx 0.27 \text{ MeV}$ eine Bandenkreuzung mit einem Zuwachs des ausgerichteten Drehimpulses von $\Delta i \approx 8\hbar$. Nur die $(-,1)_5$ Bande weicht von dieser generellen Regel ab und zeigt einen Drehimpulsgehalt von $i = 11\hbar$ bei der letzten beobachteten Frequenz von $\hbar\omega \approx 0.5 \text{ MeV}$, dies deutet auf eine zweite Kreuzung in dieser Bande hin.

Die in den zwei Sequenzen der Bande 1 auftretende Bandenkreuzung beruht auf der Ausrichtung des AB Quasineutronenpaars, in der Kurzform wird sie als AB Kreuzung bezeichnet. Ihre Frequenz stimmt recht gut mit derselben Kreuzung aus der Yrastbande überein. Die in den anderen Banden vorkommenden Kreuzungen (BC in $(-,1)_3$, AD in $(-,0)_2$ und BC oder AD in $(-,1)_5$) treten jeweils bei niedrigeren Frequenzen auf, dies kann mit unterschiedlichen Deformationen der verschiedenen Konfigurationen zusammenhängen. Wie schon vorher erwähnt, vgl. Abschnitt 5.3.1, haben die zwei Signaturpartnerbanden $(-,0)_2$ und $(-,1)_3$ offensichtlich eine γ -Deformation von $\gamma = -15^\circ$. Die Ausrichtung eines zweiten $i_{13/2}$ Quasineutronenpaars ist nicht möglich, da in allen fünf Banden die AB bzw. CD Bandenkreuzung blockiert ist. Die in der $(-,1)_5$ Bande beobachtete starke Zunahme des ausgerichteten Drehimpulses weist auf eine zweite Kreuzung hin, die der Ausrichtung eines $h_{11/2}$ Quasiprotonenpaars zugeschrieben wird.

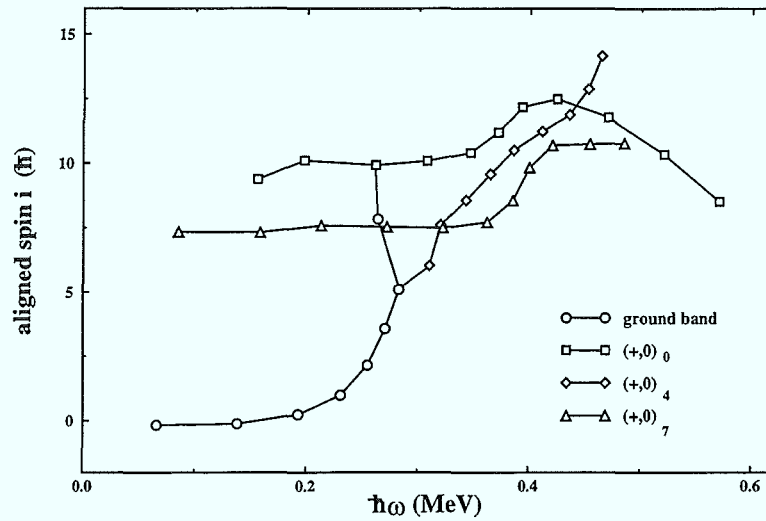


Abbildung 5.7: Verlauf des ausgerichteten Drehimpulses der Banden mit positiver Parität in ^{180}Os .

Die Banden mit positiver Parität

In den Abbildungen 5.7 und 5.8 sind die ausgerichteten Drehimpulse gegen die Rotationsfrequenz und die experimentell bestimmten Routhians für die Banden mit positiver Parität in ^{180}Os gezeigt.

Die Grundzustandsbande und ihre Fortsetzung in der Yrastbande $(+,0)_0$ hat bei $\hbar\omega = 0.27$ MeV die erste Kreuzung mit einer Zunahme des ausgerichteten Drehimpulses von $\Delta i \approx 10\hbar$. Diese Bandenkreuzung beruht auf der Ausrichtung des AB Quasineutronenpaares. R. Wyss et al. [WSNJ90] haben die Deformation des Kerns für die verschiedenen Konfigurationen berechnet. Die AB Kreuzung in der Grundzustandsbande führt zu einer Deformationsänderung von $\beta_2 = 0.24$, $\beta_4 = -0.03$ und $\gamma = -1^\circ$ vor der Kreuzung und zu $\beta_2 = 0.20$, $\beta_4 = -0.05$ und $\gamma = -12^\circ$ nach der Kreuzung. In Abb. 5.7 erkennt man bei $\hbar\omega \approx 0.38$ MeV in der $(+,0)_0$ Bande eine zweite Kreuzung mit $\Delta i \approx 2\hbar$. Aufgrund der starken negativen β_4 Deformation der $(\nu i_{13/2})^2$ Bande erwartet man die zweite $i_{13/2}$ Neutronenkreuzung (CD) bereits bei $\hbar\omega \approx 0.40$ MeV, die Kreuzung aufgrund der Ausrichtung von $h_{11/2}$ Protonen wird erst bei höheren Frequenzen erwartet. Die zweite Kreuzung wird daher als CD Kreuzung interpretiert.

Die $(+,0)_4$ Bande hat zu Beginn einen ausgerichteten Drehimpuls von $i \approx 6\hbar$, dieser nimmt gleichmäßig bis auf $11\hbar$ bei $\hbar\omega \approx 0.41$ zu, danach wird die Stei-

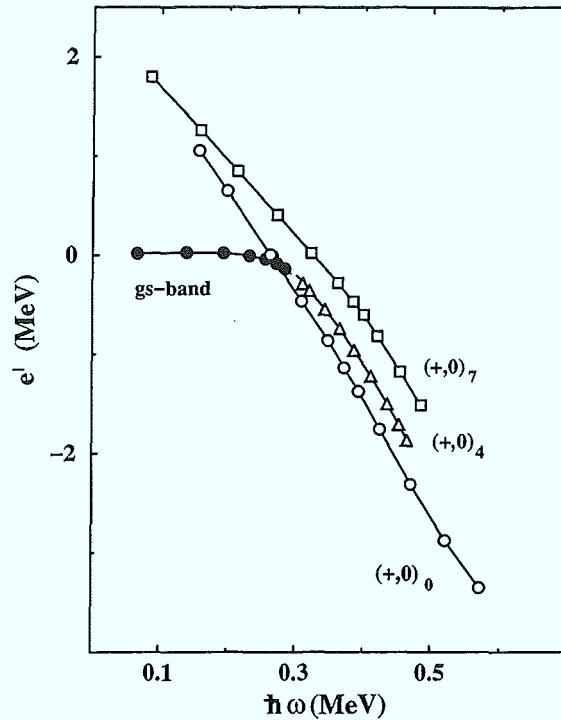


Abbildung 5.8: Experimentell bestimmte Quasi-Teilchen Energie (Routhians) der Banden mit positiver Parität in ^{180}Os .

gung größer. Aus der Abb. 5.8 kann man erkennen, daß die $(+,0)_4$ Bande die Fortsetzung der Grundzustandsbande darstellt. Die Zunahme des Drehimpulses bei $\hbar\omega \approx 0.36$ MeV wird als BC Kreuzung interpretiert. In Abb. 5.8 sieht man den parallelen Verlauf der Routhians aller drei Banden mit positiver Parität. Die $(+,0)_4$ Bande verläuft etwa 300 keV oberhalb der $(+,0)_0$ Bande und entspricht damit den theoretischen Erwartungen für die BC Bande [Lie88]. Im weiteren Verlauf erwartet man in dieser Bande die AD Kreuzung, dies würde allerdings zu *zwei* ABCD Banden führen. Die bei Frequenzen ≥ 0.45 MeV beobachtete Zunahme des ausgerichteten Drehimpulses kann durch die Ausrichtung eines $h_{11/2}$ Quasiprotonenpaares erklärt werden.

Die $(+,0)_7$ Bande, deren Spin und Parität nicht genau bestimmt werden konnten, startet mit einem ausgerichteten Drehimpuls von $i \approx 7\hbar$ und zeigt bei ≈ 0.39 MeV eine Bandenkreuzung mit $\Delta i \approx 4\hbar$, siehe Abb. 5.7. Damit ist das Verhalten sehr ähnlich zur $(+,0)_6$ Bande aus ^{182}Os [Kut95b], und man kann die gleiche Konfiguration annehmen. Eine Interpretation als BC Bande erklärt den hohen ausgerichteten Drehimpuls schon bei niedrigen Frequen-

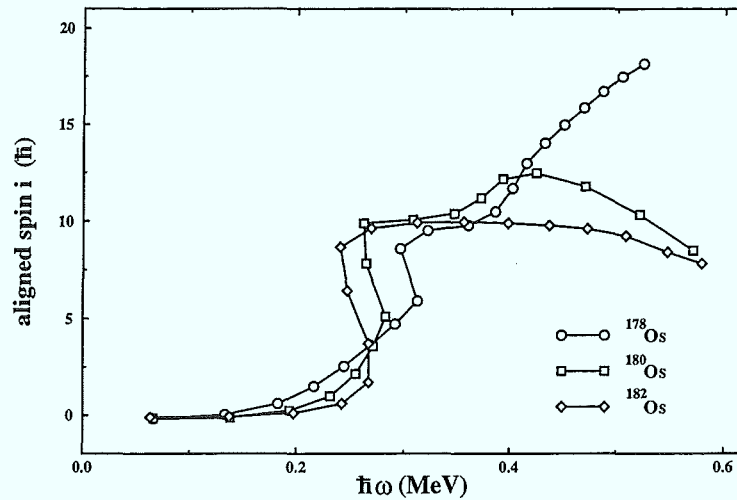


Abbildung 5.9: Vergleich der $(+,0)_0$ Banden aus $^{178,180,182}\text{Os}$.

zen und das Fehlen der ersten Bandenkreuzung aufgrund von Blockierung. Die bei $\hbar\omega \approx 0.39$ MeV beobachtete Kreuzung ist wahrscheinlich eine AD Kreuzung.

Bei der Interpretation der Banden mit positiver Parität tauchen grundlegende Probleme auf. Nach den oben erklärten Konfigurationen hat man *zwei* BC Banden und sogar *drei* ABCD Banden, eine physikalisch nicht mögliche Situation.

Ein Vergleich der $(+,0)_0$ Banden der Kerne $^{178,180,182}\text{Os}$ ist in Abb. 5.9 gezeigt. Bei allen drei Kernen ist die erste Bandenkreuzung (AB) zwischen $\hbar\omega = 0.25$ MeV und $\hbar\omega = 0.30$ MeV zu finden, die leicht unterschiedlichen Frequenzen deuten auf unterschiedliche Wechselwirkungsstärken hin. In allen drei Kernen ist die Zunahme des ausgerichteten Drehmomentes $\Delta i \approx 10\hbar$.

Im Bereich höherer Frequenzen zeigen die drei Kerne sehr unterschiedliches Verhalten. Im Kern ^{182}Os ist keine zweite Bandenkreuzung zu sehen, während sowohl ^{178}Os als auch ^{180}Os hier die CD Kreuzung zeigen. In ^{178}Os folgt direkt danach die Ausrichtung eines $h_{11/2}$ Quasiprotonenpaars. Dies führt zum beobachteten gleichmäßigen Anstieg bis auf $i = 18\hbar$ bei $\hbar\omega = 0.52$ MeV. Weitere theoretische Rechnungen zum Verständnis des unterschiedlichen Verhaltens der $(+,0)_0$ Banden in $^{178,180,182}\text{Os}$ sind erforderlich.

5.3.3 Ausblick

In den Spektren der einzelnen Banden in den Abbildungen 5.2 und 5.3 erkennt man in vielen Banden einen plötzlichen Intensitätsabfall. Obwohl der letzte beobachtete Übergang noch deutlich aus dem Untergrund herausragt, sind weitere Übergänge der Banden nicht zu finden. Diese Tatsache legt die Vermutung nahe, daß die Banden in viele parallele, intensitätsschwache Zweige aufspalten.

Zur Klärung der Konfigurationsprobleme und der Frage, was bei höheren Spins in den einzelnen Banden passiert (Bandenabschluß und/oder triaxiale Kerngestalt mit vielen parallelen Übergängen) sind weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen des Kernes ^{180}Os nötig.

Kapitel 6

Der BGO-Mantel des CLUSTER-Detektors

6.1 Der CLUSTER-Detektor

Der CLUSTER-Detektor [Lie89, Ebe90, GL92, Tho95] ist der deutsche Beitrag zum europäischen Spektrometer EUROBALL [GL92]. Das prinzipielle Design ist bereits in Abschnitt 3.2.4 in der Abb. 3.5 vorgestellt worden. Sieben große halb-hexagonale Germanium-Detektoren, jeder individuell gekapselt, sitzen in einer kompakten Geometrie in einem gemeinsamen BGO Anti-Compton-Detektor. Der CLUSTER-Detektor wurde in Zusammenarbeit des Forschungszentrums Jülich, der Universität zu Köln und den Firmen Eurisys, Straßburg, und Cyberstar, Grenoble, entwickelt.

Bei der Ausarbeitung der genauen Geometrie und Konstruktion des Detektors wurden Monte-Carlo Simulationen zur Optimierung der Parameter *Photoansprechwahrscheinlichkeit* (photopeak efficiency) und *P/T Verhältnis* durchgeführt [Kut95a, Utz93]. Die äußere Form des Germaniumkristalls muß dabei zwei konkurrierende Ziele möglichst gut erfüllen: maximales Germanium-Volumen und größtmögliche Kompaktheit. Die Lösung dieses Zielkonfliktes ist eine halb-hexagonische Form der Kristalle mit sechseckiger Frontfläche und runder Rückseite, zu sehen in Abb. 6.1 nach der Kapselung. Diese Form erlaubt eine sehr dichte Packung bei nur geringem Materialverlust (ca. 7%) und großer Photoansprechwahrscheinlichkeit.

Die Detektoren wurden einzeln gekapselt, um eine zuverlässige Funktion von sieben Detektoren in einem gemeinsamen Kryostaten zu sichern. Die Kapselung in einer ultrahochvakuumdichten Aluminiumdose trennt das Detektorvakuum vom Kryostatenvakuum und schützt so die empfindliche Detektor-

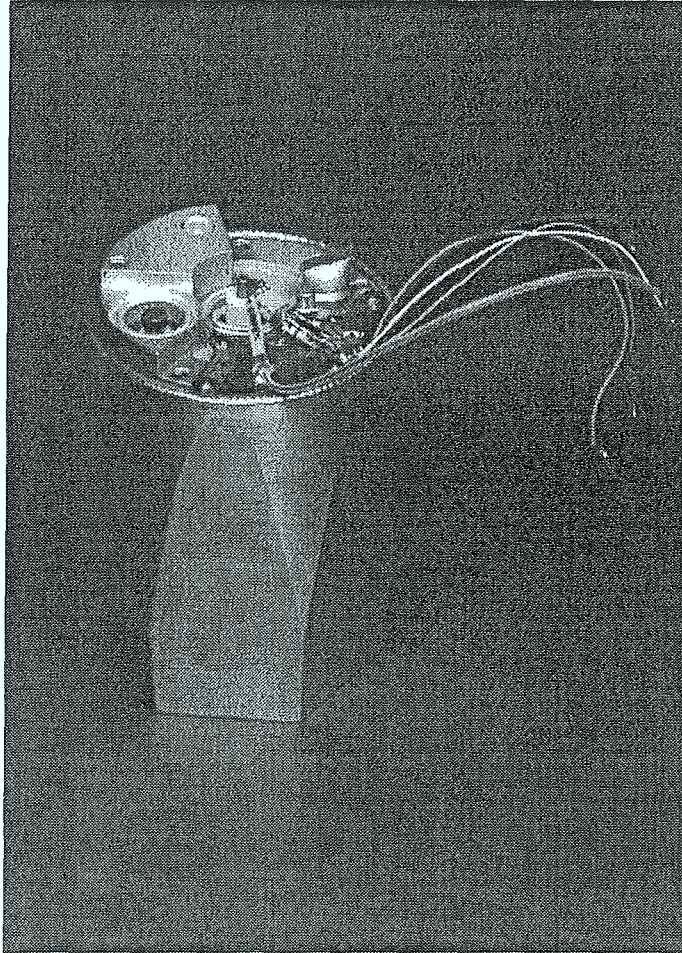


Abbildung 6.1: Foto des gekapselten hexagonischen Detektors.

oberfläche. Die Kapsel ist mit einem Getter ausgestattet, der ermöglicht, daß das Vakuum länger als 10 Jahre hält, was der abgeschätzten Lebensdauer des gekapselten Detektors entspricht [Lie96]. Ein Foto des gekapselten Detektors mit der kühlen Stufe des Vorverstärkers auf der Rückseite ist in Abb. 6.1 gezeigt. Nach Inbetriebnahme des Prototyps sind erste Testergebnisse [Tho95] und der Vergleich mit den Monte-Carlo Simulationen in Tabelle 6.1 aufgeführt. Alle Werte der Tests stimmen gut mit den Simulationen überein, der abweichende Wert für das P/T -Verhältnis bedarf weiterer genauer Tests. Die Energieauflösung der ausgelieferten Detektoren ist durchschnittlich $\Delta E_\gamma = 2.05$ keV, die relative Effizienz liegt bei $\approx 59\%$.

	Monte-Carlo Simulation	Testergebnis Prototyp
$\epsilon_{ph}\Omega_{Ge} * 10^{-4}$	27.9	26.5
Add-Back Faktor	1.47	1.44
$(P/T)_{Ge}$	0.38	0.37
P/T	0.71	0.61
Signal von einem Detektor (%)	68.1	69
zwei Detektoren (%)	28.2	27
drei Detektoren (%)	3.5	3.3
vier Detektoren (%)	0.3	0.2

Tabelle 6.1: Vergleich der Ergebnisse von Monte-Carlo Simulationen und Testmessungen am Prototyp des CLUSTER-Detektors. Die Photopeakansprechwahrscheinlichkeit wurde auf die spätere Einbauposition im EURO-BALL bezogen. Der Add-Back Faktor gibt an, wieviele Ereignisse durch Aufsummierung der in verschiedenen Detektoren deponierten Energien gegenüber einem üblichen Detektor mit nur einem Germanium-Kristall gewonnen werden können.

6.2 Der BGO-Mantel

Der BGO-Mantel-Detektor des CLUSTERs ist im Forschungszentrum Jülich in einer Zusammenarbeit zwischen den Ingenieuren des ZAT (Zentralinstitut für Angewandte Technologie), den Wissenschaftlern des IKP und den Firmen Cyberstar und Crismatec, Grenoble, entwickelt und von Cyberstar und Crismatec gebaut worden. Er umgibt den Kryostaten der sieben gekapselten Germanium-Detektoren in einer möglichst kompakten Geometrie.

Die äußere Form ist bestimmt durch die „Fußballgeometrie“, in der ein kompletter CLUSTER-Ball aufgebaut werden könnte. In dieser 4π Geometrie werden 60 Sechsecke und 12 Fünfecke benötigt. Der sechseckige BGO-Mantel hat eine leichte Asymmetrie, da nur so eine Überdeckung der Kugel mit nur einer Sechseckform möglich ist.

Zur Bestimmung der optimalen Form der BGO-Detektoren seitlich und hinter den Germanium Kristallen wurden Monte-Carlo Simulationen [Kut95a]

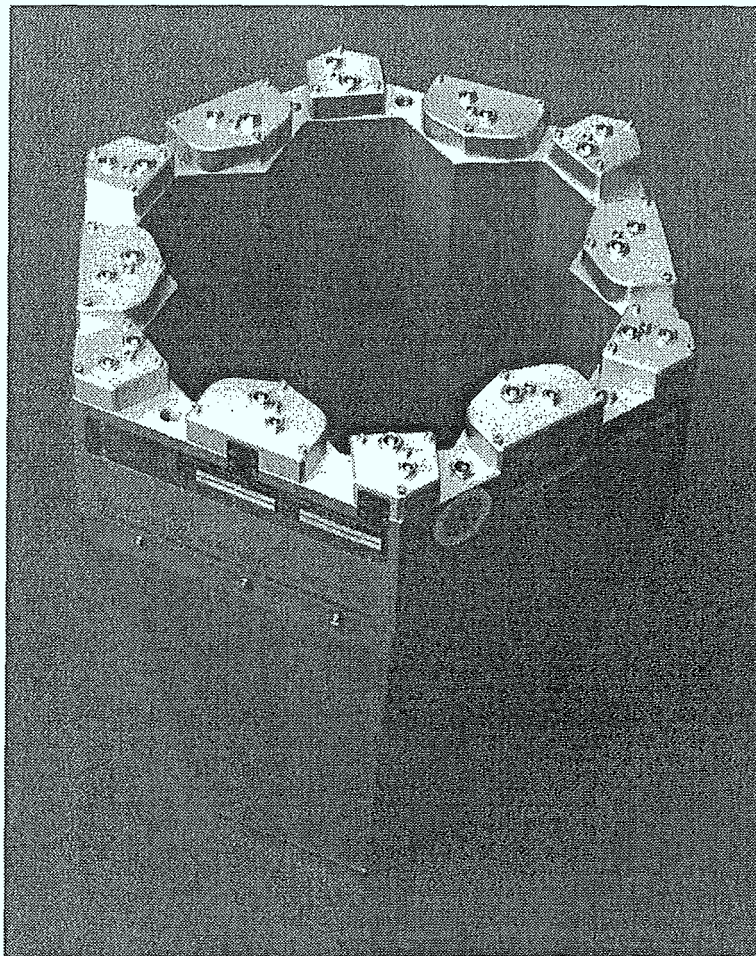


Abbildung 6.2: Der BGO-Mantel des CLUSTER-Detektors.

durchgeführt, bei denen in Abhängigkeit von der Dicke der BGO-Detektoren das P/T -Verhältnis errechnet wurde. Als Kompromiß zwischen möglichst hohem P/T -Verhältnis und dünnen Kristallen ergaben sich 5 cm und 1.5 cm Dicke für die rückwärtigen bzw. die seitlichen Kristalle. Bei diesen Werten wurde ein P/T von 0.75 erwartet, s. Tabelle 6.1.

Der seitliche Teil des BGO-Mantels, gezeigt im Foto 6.2, besteht aus 12 Kristallen mit im wesentlichen zwei verschiedenen Formen. Alle Kristalle sind 26 cm lang, die sechs größeren Kristalle sind mit zwei Photomultipliern ausgestattet, die kleineren Kristalle haben jeweils nur einen Photomultiplier. Der Block der Germanium-Detektoren sitzt ungefähr in der Mitte des BGO-Mantels, damit auch aus den Germanium-Detektoren zurückgestreute γ -Strahlung unterdrückt wird. Die sechs rückwärtigen Kristalle sind mit je

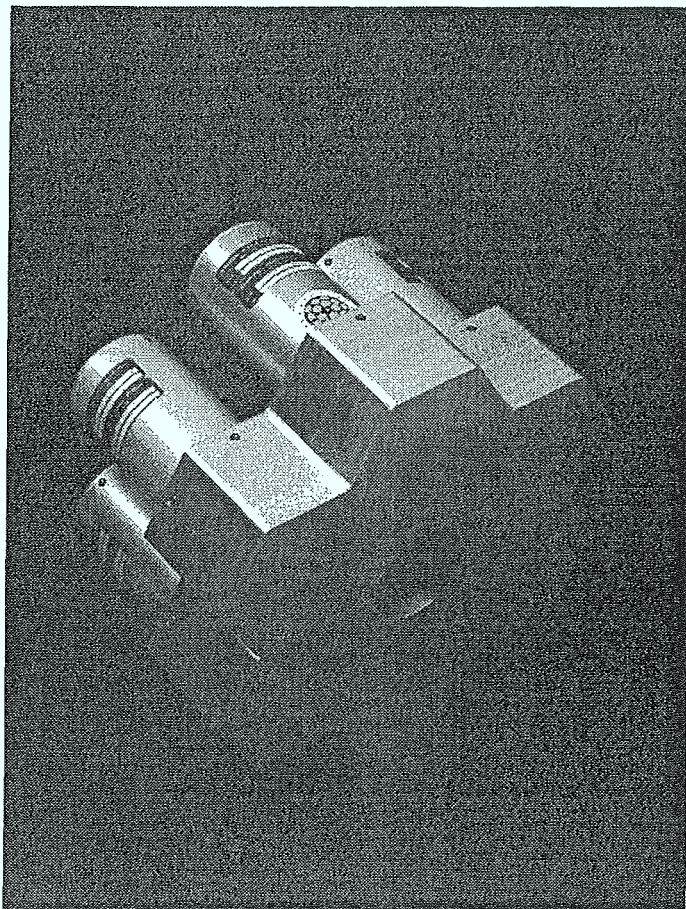


Abbildung 6.3: Foto der beiden BGO-Detektoren, die hinter dem Germanium des CLUSTERs sitzen. Das Loch zur Durchführung des Kühlfingers in der Mitte zwischen beiden Teilen ist zu erkennen.

einem großen Photomultiplier ausgerüstet und zu dritt in einem Gehäuse montiert, siehe Abb. 6.3. Zum Schutz des Detektors vor direkter γ -Strahlung wird vor der Öffnung noch ein Schwermetall-Kollimator angebracht. Ein Foto des kompletten BGO-Mantels mit montierten rückwärtigen Detektoren ist in Abb. 6.4 gezeigt.

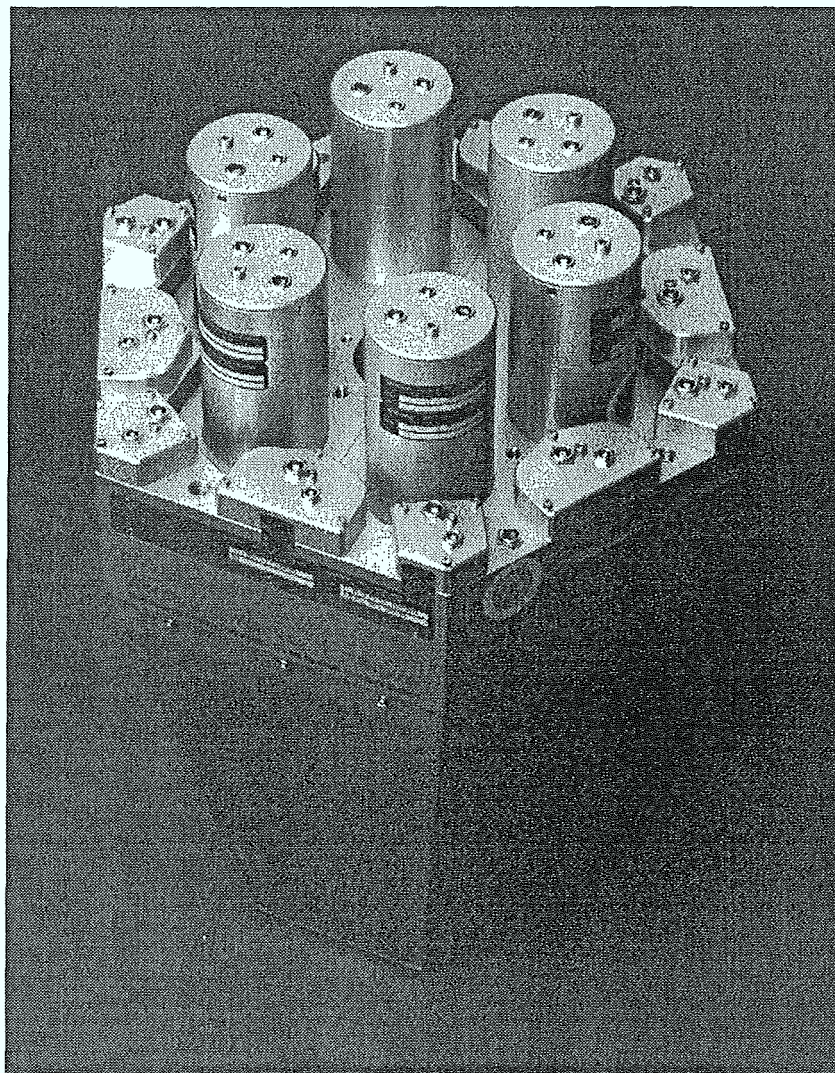


Abbildung 6.4: Aufnahme des kompletten BGO-Detektors mit den sechs hinteren Detektoren in zwei Gehäusen.

6.3 Testmessungen am BGO-Mantel

Nach Auslieferung der Prototypen aller Detektoren begann eine Phase der Prüfung und verschiedener Tests, um festzustellen, ob die vorgegebenen Spezifikationen eingehalten worden waren. Die gekapselten Germanium-Detektoren wurden hauptsächlich an der Universität zu Köln [Tho95] getestet. Die Abnahmeprüfung der Prototypen der BGO-Detektoren geschah im Forschungszentrum Jülich.

Detektor Nr.	Photomult.	Kristall	HV	PHR ¹	m. PHR ²	P/V ¹	m. P/V ²
EUR-93-01	JH8662	13BG 349-2	+1300	15.1	12.6	21.5	46
	JH8525	13BG 202		13.1	11.0	34.2	62
	JH2921	13BG 347-1		15.6	12.9	24.4	49
EUR-93-02	JH8422	13BG 348	+1300	14.2	11.4	30.5	61
	JH8527	13BG 349-1		14.8	12.7	22.3	45
	JH8437	13BG 347-2		14.5	12.7	28.1	54
EUR-93-03	JH8683	13BG 362-2	+1300	13.2	11.0	31.9	70
	JH8440	13BG 360-1		13.6	11.1	30.0	78
	JH8670	13BG 361-1		15.0	12.7	25.0	53
EUR-93-04	JH8528	13BG 362-1	+1300	13.3	11.2	31.6	75
	JH8531	13BG 360-2		13.7	11.5	28.7	46
	JH8650	13BG 361-2		14.8	12.9	25.1	47
EUR-94-03	JJ3792	14BG 94-2	+1300	12.3	11.4	34.0	80
	JJ3726	14BG 92-1		14.1	13.0	25.8	93
	JJ0748	14BG 94-1		12.4	11.4	26.2	106
EUR-94-04	JJ3790	14BG 93-2	+1300	12.5	12.0	29.1	104
	JJ3800	14BG 92-2		14.1	12.9	27.5	100
	JJ3574	14BG 93-1		14.4	13.6	16.0	66

¹ Messung von Crismatec

² Messung der KFA Jülich

Tabelle 6.2: Test von insgesamt sechs hinteren BGO-Elementen. Die Messung der Energieauflösung (PHR in %) wurde mit einer 10 μ Curie ¹³⁷Cs Quelle im Abstand von 8 cm zur Vorderseite des mittleren Kristalls durchgeführt. Das Peak-zu-Tal Verhältnis (P/V) wurde mit einer 5 mCurie ²⁴¹Am Quelle, abgeschirmt mit 3 mm Blei, angebracht an der gleichen Position, gemessen. Die Meßdauer betrug jeweils 10 Min., die Totzeit des ADC war 2 – 4%.

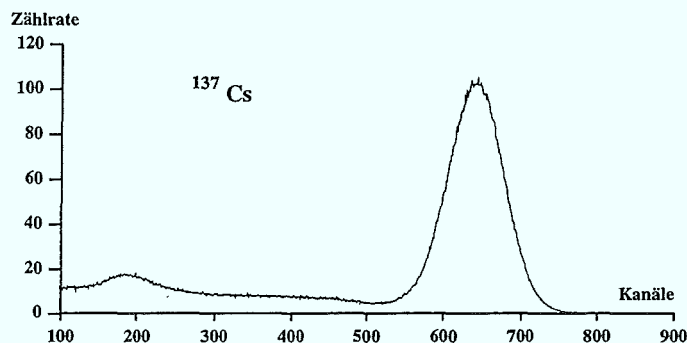


Abbildung 6.5: Beispiel der Messung der Energie-Auflösung.

Bei den Wismut-Germanat Szintillatoren gibt es zwei Prüfparameter, dies ist die Auflösung des Detektors und das Rauschen. Die Auflösung wird anhand der Halbwertsbreite der 662 keV Linie einer ^{137}Cs Quelle gemessen und in Prozent angegeben. Das Rauschen interessiert im unteren Energiebereich, hier wird das Tal zwischen dem Rauschpeak und der 59.5 keV γ -Linie einer ^{241}Am Quelle gemessen. Diese Messung wird zur Festsetzung der unteren Schwelle des Detektors benötigt. Diese sollte so niedrig wie möglich gelegt werden können, da sonst niederenergetische, comptongestreute γ -Quanten nicht mehr festgestellt werden können und die nicht vollständige Deponierung der γ -Energie im Germanium-Detektor zum Untergrund beiträgt. Bei der Messung der 60 keV γ -Linie von ^{241}Am ist die Abschirmung einiger Röntgenlinien bei Energie von 26, 33 und 43 keV mit einem dünnen Bleimantel nötig.

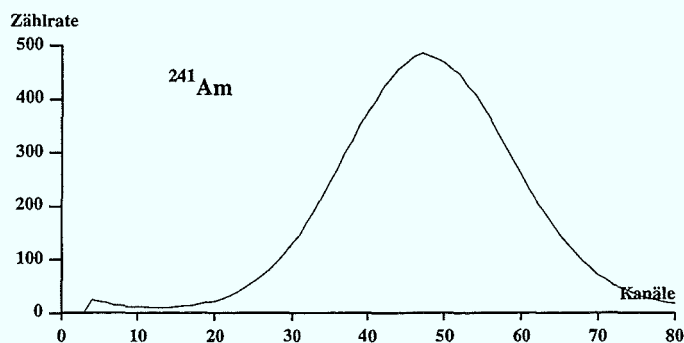


Abbildung 6.6: Beispiel der Peak-zu-Tal Messung.

Detektor Nr.	Photomultiplier	Kristall	PHR ¹	m. PHR ²	P/V ¹	m. P/V ²
EUR-93-05	FA1476 + FA1481	M1.1 - 13BG 448	16.8	16.4	29.3	42
	FA1522 + FA1488	M1.3 - 13BG 452	16.3	16.1	27.0	40
	FA1508 + FA1507	M1.2 - 13BG 450	16.5	14.9	30.5	42
	FA1060 + FA1548	1.1 - 13BG 439	15.5	17.8	26.2	43
	FA1523 + FA1380	1.2 - 13BG 456	18.2	15.9	42.5	39
	FA1526 + FA1484	1.3 - 13BG 452	16.5	16.6	18.8	43
	FA1340	M2.3 - 13BG 441	21.5	20.1	33.9	37
	FA1492	M2.2 - 13BG 440	21.8	20.1	27.0	33
	FA1261	M2.1 - 13BG 448	22.5	20.1	31.8	44
	FA1489	2.1 - 13BG 439	21.8	21.0	24.7	37
	FA1465	2.2 - 13BG 440	22.3	21.5	25.4	37
	FA1495	2.3 - 13BG 441	23.2	21.0	28.2	35
EUR 94-06	FA1487 + FA1120	M1.1 - 14BG 662	19.2	18.0	9.7	48
	FA1570 + FA1578	M1.3 - 14BG 682	17.4	15.9	13.9	28
	FA1238 + FA1554	M1.2 - 14BG 672	16.6	15.6	27.5	56
	FA1493 + FA0813	1.1 - 14BG 661	18.4	17.3	15.7	38
	FA1236 + FA1117	1.2 - 14BG 671	16.4	15.5	11.5	50
	FA1050 + FA1358	3.1 - 14BG 681	18.0	17.5	7.0	40
	FA1517	M2.3 - 14BG 712	21.3	19.1	16.7	47
	FA1283	M2.2 - 14BG 702	24.6	22.6	22.6	48
	FA1177	M2.1 - 14BG 692	22.4	20.8	18.7	41
	FA1203	2.1 - 14BG 691	22.1	20.1	15.0	38
	FA1494	2.2 - 14BG 701	25.6	23.4	20.0	39
	FA1285	2.3 - 14BG 711	20.6	19.1	29.3	56
EUR 93-05	FA1365 + FA1472	M1.1 - 13BG 502	15.0	14.3	33.7	60
	FA1499 + FA1544	M1.3 - 13BG 500	15.7	15.5	35.3	
	FA1540 + FA1545	M1.2 - 13BG 501	16.0	15.6	19.3	
	FA1103 + FA1547	1.1 - 13BG 502	16.3	15.2	34.3	
	FA1252 + FA1312	1.2 - 13BG 501	15.9	15.1	23.9	
	FA1480 + FA1501	1.3 - 13BG 500	15.8	15.6	26.3	
	FA1321	M2.3 - 13BG 497	18.6	17.9	20.9	
	FA0955	M2.2 - 13BG 498	20.5	19.5	25.7	
	FA1351	M2.1 - 13BG 499	24.6	22.4	30.1	
	FA1491	2.1 - 13BG 499	22.7	22.1	29.2	
	FA0960	2.2 - 13BG 498	21.0	18.8	16.9	
	FA1477	2.3 - 13BG 497	20.3	19.3	26.1	41

¹ Messung von Crismatec² Messung der KFA Jülich

Tabelle 6.3: Test von drei BGO-Mantel-Detektoren, seitliche Elemente. Die Messung der Energieauflösung (PHR) wurde mit einer 10 μ Curie ^{137}Cs Quelle im Abstand von 14 cm über der Vorderseite im Inneren des Detektors durchgeführt. Das Peak-zu-Tal Verhältnis (P/V) wurde mit einer 5 mCurie ^{241}Am Quelle, abgeschirmt mit 3 mm Blei, angebracht an der gleichen Position, gemessen. An den Photomultipliern lag eine Hochspannung von +1100 V, die Meßdauer betrug jeweils 10 Min., die Totzeit des ADC war 2 – 4%.

Detektor Nr.	Photomultiplier	Kristall	HV	Rauschen [keV]
EUR 93-01	JH8662	13BG 349-2	+1300	2.5
	JH8525	13BG 202		2.0
	JH2921	13BG 347-1		2.5
EUR 93-02	JH8422	13BG 348	+1300	2.3
	JH8527	13BG 349-1		2.9
	JH8437	13BG 347-2		2.9
EUR-93-05	FA1476 + FA1481	M1.1 - 13BG 448	+1100	3.8
	FA1522 + FA1488	M1.3 - 13BG 452		4.1
	FA1508 + FA1507	M1.2 - 13BG 450		4.6
	FA1060 + FA1548	1.1 - 13BG 439		4.9
	FA1523 + FA1380	1.2 - 13BG 456		5.3
	FA1526 + FA1484	1.3 - 13BG 452		5.1
	FA1340	M2.3 - 13BG 441		5.7
	FA1492	M2.2 - 13BG 440		7.0
	FA1261	M2.1 - 13BG 448		5.7
	FA1489	2.1 - 13BG 439		5.9
	FA1465	2.2 - 13BG 440		6.1
	FA1495	2.3 - 13BG 441		6.7

Tabelle 6.4: Rauschtest einiger BGO-Mantel-Detektoren.

In den Tabellen 6.2 und 6.3 sowie den Abbildungen 6.5 und 6.6 sind die Meßwerte für die ersten ausgelieferten Detektorsysteme aufgelistet und beispielhaft dargestellt. Gegenüber den Abnahmetests der Firma Crismatec konnten jeweils etwas bessere Werte für die Auflösung erzielt werden. Die Messung des Wertes P/V als Maß für das Rauschen ergab eine Überraschung. Wie in Abb. 6.6 zu sehen, ist der Rauschpeak nur bei Energien deutlich unterhalb von 10 keV präsent, er überlappt mit der 60 keV Linie von ^{241}Am überhaupt nicht. Dies war bei älteren BGO-Szintillatoren stets der Fall, dort waren Werte von $P/V = 2 - 8$ üblich. Die deutliche Verbesserung bei den hier getesteten Detektoren ist auf reinere Kristalle, bessere Oberflächenbehandlung der Kristalle und verbesserte Photomultiplier zurückzuführen.

Um ein realistisches, neues Maß für das Rauschen des Detektors zu bekommen und gleichzeitig die untere Schwelle für den Experimentbetrieb festlegen zu können, wählten wir ein neues Verfahren zur Bestimmung der Energie, bei der das Rauschen einsetzt. Nachdem der Detektor mit einer ^{241}Am Quelle geeicht worden war, wurde der Einsatz des Rauschens bei 10% der vollen Höhe

Detektor Nr.	Photomultiplier	Kristall	HV	R(10keV /60keV)	R(12keV /60keV)	R(14keV /60keV)
EUR 94-03	JJ3792	14BG 94-2	+1300	5		
	JJ3726	14BG 92-1		4		
	JJ0748	14BG 94-1		5		
EUR 94-04	JJ3790	14BG 93-2	+1300	3		
	JJ3800	14BG 92-2		3		
	JJ3574	14BG 93-1		3		
EUR-94-06	FA1487 + FA1120	M1.1 - 14BG 662	+1100	8		1
	FA1570 + FA1578	M1.3 - 14BG 682		36		14
	FA1238 + FA1554	M1.2 - 14BG 672		1		1
	FA1493 + FA0813	1.1 - 14BG 661		6		3
	FA1236 + FA1117	1.2 - 14BG 671		2		1
	FA1050 + FA1358	3.1 - 14BG 681		4		2
	FA1517	M2.3 - 14BG 712		5	3	
	FA1283	M2.2 - 14BG 702		3	2	
	FA1177	M2.1 - 14BG 692		3	2	
	FA1203	2.1 - 14BG 691		2	1	
	FA1494	2.2 - 14BG 701		3	2	
	FA1285	2.3 - 14BG 711		2	1	

Tabelle 6.5: Rauschtest einiger BGO-Mantel-Detektoren nach Festlegung einer Prüfprozedur innerhalb der EUROBALL-Kollaboration. Nach Kalibrierung der Detektoren mit einer ^{241}Am Quelle fand die eigentliche Messung ohne Quelle statt. Dabei wurde das Verhältnis des Rauschens bei 10/12/14 keV zum Rauschen bei 60 keV bestimmt.

des Rauschpeaks bestimmt. Gleichzeitig wurde in Abstimmung mit der Firma Crismatec in der EUROBALL-Kollaboration nach einem neuen Prüfverfahren und Spezifikationen gesucht. Bei den in Tabelle 6.5 angegebenen Werten für das Verhältnis des Rauschens bei 10/12/14 keV zum Rauschen bei 60 keV handelt es sich um Ergebnisse, die bei Tests zur Bestimmung des neuen Verfahrens durchgeführt wurden. Für das endgültige Prüfverfahren wird nur noch das Rauschverhältnis bei 10 keV und bei 60 keV bestimmt, als Grenzwert wurde $R(10\text{keV}/60\text{keV}) \leq 10$ festgelegt.

Neben diesen physikalischen Eigenschaften der Detektoren sind auch mechanische Größen spezifiziert worden und müssen nach Auslieferung überprüft werden. Die Detektoren werden im EUROBALL sehr dicht zueinander

Masse (kg)	Auslenkungen an Punkt		
	a) (0.01 mm)	b) (0.01 mm)	c) (0.01 mm)
0.0	0.0	0.0	0.0
5.8	5.0	1.3	0.0
11.6	9.5	2.6	< 0.1

Tabelle 6.6: Verformungsmessungen am BGO-Topf, die Meßpunkte sind in Abb. 6.7 eingezeichnet. Die Auslenkungen zeigen, daß der Topf in sich stabil ist, die in Punkt *a* befestigte Masse führt nur zu Verwindungen in der Befestigung des Topfes am Flansch.

stehen, die Außen- und Innenabmessungen müssen sehr genau eingehalten werden, da ansonsten die Gefahr besteht, daß auf einzelne Kristalle Druck ausgeübt wird und sie splintern.

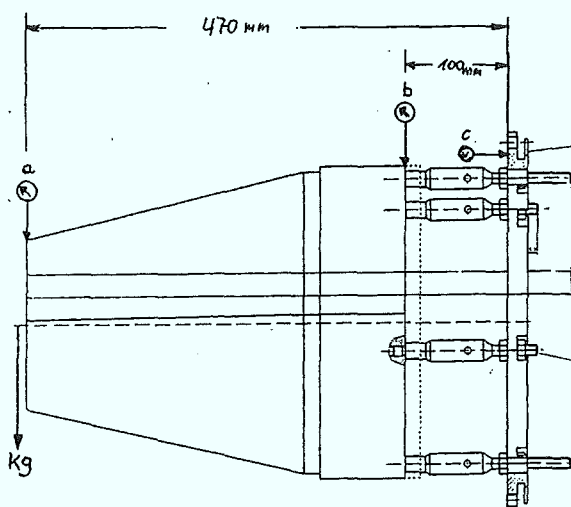


Abbildung 6.7: Zeichnung des BGO-Detektors mit Skizze des Verformungstests.

Zum Abschluß der Tests wurde deshalb die innere Stabilität der Aluminiumhülle des Detektors geprüft. Dies ist notwendig, da zum Schutz vor direkter γ -Strahlung an der Öffnung des Detektors ein Schwermetallkollimator vorgesehen ist. Bei Einsatz unter 90° muß die Hülle dieses Gewicht an die Detektorhalterungen am entgegengesetzten Ende weiterleiten, ohne sich dabei selbst zu verformen, da schon geringer seitlicher Druck die Kristalle splintern läßt. Der schematische Aufbau dieses Tests ist in Abb. 6.7 gezeigt.

Die in Tabelle 6.6 aufgeführten Ergebnisse zeigen, daß der Aufbau sich nur im Bereich der Halterungen verformt hat.

Die Auslieferung der Detektoren läuft planmäßig weiter, die sechs deutschen CLUSTER-Detektoren sind vor dem Einbau in EUROBALL III für einige spezielle Experimente an der GSI in Darmstadt und am Max-Planck Institut für Kernphysik in Heidelberg genutzt worden. Zum Aufbau von EUROBALL III im Herbst 1996 werden sie nach Legnaro, Italien, transportiert.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Superdeformation wurden die Kerne $^{144,145}\text{Gd}$ in den Schwerionenreaktionen $^{48}\text{Ti} + ^{100}\text{Mo}$ und $^{36}\text{S} + ^{114}\text{Cd}$ am XTU Tandem des Laboratori Nazionali di Legnaro erzeugt. Die γ -Strahlung wurde mit dem Vieldetektor- γ -Spektrometer GASP gemessen, welches aus 40 großen Anti-Compton-Spektrometern und einem inneren Ball mit 80 BGO-Detektoren besteht. Zur Auswertung der Experimente wurden verschiedene zweidimensionale Matrizen und dreidimensionale γ - γ - γ -Würfel sortiert. Es wurden bei insgesamt drei Experimenten zur Untersuchung des Kerns ^{144}Gd fünf superdeformierte Banden in diesem Kern gefunden. Die superdeformierte Yrastbande zeigt ein Backbending bei $\hbar\omega = 0.45$ MeV. Dieses Verhalten wurde aufgrund von theoretischen Rechnungen im Rahmen des Strutinsky-Cranking-Modells auf die Ausrichtung eines $N = 6$ Protonenpaares zurückgeführt. Die angeregten superdeformierten Banden im Kern ^{144}Gd zeigen ein konstantes dynamisches Trägheitsmoment $J^{(2)}$ über den gesamten beobachteten Energiebereich. Je zwei dieser Banden werden als Signaturpartnerbanden betrachtet, da die γ -Übergänge der zusammengehörenden Banden die Bedingungen für Signaturpartnerbanden erfüllen. Die Blockierung der in der Yrastbande gefundenen Protonenkreuzung wird durch die Besetzung des $N = 6$ Protonenzustands mit nur einem Proton erklärt. Das zweite Proton besetzt die $[404]9/2^+$ oder $[411]3/2^+$ Zustände oberhalb der $Z = 64$ Lücke. Beide Nilssonzustände haben eine verschwindend geringe Signaturaufspaltung in Übereinstimmung mit der Beobachtung zweier Paare von Signaturpartnerbanden. Mit diesem Ergebnis konnte die lange Suche nach diskreten superdeformierten Zuständen in ^{144}Gd erfolgreich abgeschlossen werden.

Im Experiment zur Suche nach Superdeformation in ^{145}Gd , der letzten noch verbliebenen Lücke in der langen Reihe von Gadolinium-Isotopen, in denen superdeformierte Banden bekannt sind, konnten drei diskrete superdeformierte Banden gefunden werden. Die superdeformierte Yrastbande zeigt einen sanften Abfall des dynamischen Trägheitsmoments, der durch die Ausrichtung eines $N = 6$ Protonenpaars und die Besetzung des $N = 7$ Neutronenzustands erklärt wird. In der ersten angeregten superdeformierten Bande wurden zum ersten Mal zwei Kreuzungen in einer Bande beobachtet. Die erste Bandenkreuzung bei $\hbar\omega \approx 0.4$ MeV ist die aus ^{144}Gd bekannte Protonenkreuzung, die zweite Bandenkreuzung wird als Kreuzung der zwei Neutronenniveaus $\nu[642]5/2$ und $\nu[651]1/2$ interpretiert. Diese Interpretation wird durch theoretische Rechnungen erhärtet. Die zweite angeregte superdeformierte Bande ist die Signaturpartnerbande der ersten angeregten superdeformierten Bande. Sie konnte erst oberhalb der Protonenkreuzung beobachtet werden und zeigt im weiteren Verlauf in Übereinstimmung mit den Rechnungen keine weitere Bandenkreuzung.

Zur Untersuchung der Rotationsbanden im Kern ^{180}Os wurde an GASP ein Experiment mit der Reaktion $^{36}\text{S} + ^{150}\text{Nd}$ durchgeführt. Insgesamt neun Banden konnten beobachtet und zu höheren Spins erweitert werden. Bei kleinen Frequenzen handelt es sich überwiegend um Zweiquasiteilchenbanden mit Ausnahme der Grundzustandsbande und der Bande 9. Diese wird als Vierquasiteilchenbande interpretiert. Die beiden Banden 1 und 9 sind aus jeweils zwei stark gekoppelten Sequenzen aufgebaut. Die $(-, 0)_2$ und $(-, 1)_3$ Banden werden als Signaturpartnerbanden, aufbauend auf dem neuen 7^- Isomer, interpretiert. Die Yrastbande und die Zweiquasiteilchenbanden zeigen eine Bandenkreuzung bei $\hbar\omega \approx 0.28$ MeV, die mit der Ausrichtung eines $i_{13/2}$ Neutronenpaares interpretiert wird. Eine Untersuchung der Bandenkreuzungen in ^{180}Os zeigt eine zweite Bandenkreuzung in der $(0, +)_0$ Bande, die durch die Ausrichtung eines zweiten $i_{13/2}$ Quasineutronenpaares erklärt wird. Bei der Interpretation der Bandenkreuzungen und Besetzungskonfigurationen der anderen Banden mit positiver Parität gibt es noch offene Fragen, die weitere experimentelle und theoretische Untersuchungen des Kerns ^{180}Os erfordern. Für die Banden mit negativer Parität konnten konsistente Konfigurationen gefunden werden, die die experimentellen Beobachtungen erklären.

Der CLUSTER-Detektor wurde als deutscher Beitrag zur europäischen EUROBALL-Kollaboration entwickelt. Er besteht aus sieben gekapselten, hochreinen Germanium-Detektoren, die von einem gemeinsamen Kryostaten umgeben werden. Der gemeinsame BGO Anti-Compton-Mantel wurde in Zusammenarbeit mit den Firmen Cyberstar und Crismatec entwickelt. Nach Auslieferung des Prototyps wurden umfangreiche Tests durchgeführt, in denen die detektortechnischen und mechanischen Eigenschaften auf die Einhaltung der Spezifikationen überprüft wurden. Sechs CLUSTER-Detektoren, die von den deutschen EUROBALL-Partnerinstituten bestellt wurden, sind ausgeliefert und im Experimentbetrieb. Neun weitere Detektoren wurden von europäischen Partnerinstituten bestellt, sie werden im Herbst 1996 im Spektrometer EUROBALL III integriert.

Literaturverzeichnis

- [Ata93] A. Ataç et al. Linking Transitions from the Superdeformed Band in ^{143}Eu . *Phys. Rev. Lett.*, 70:1069, 1993.
- [Bax92] A.M. Baxter et al. in *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Research A*, 317:101, 1992.
- [Baz90] D. Bazzacco et al. GA.SP. Proposal. *Padova*, 1990.
- [Baz91] D. Bazzacco et al. GA.SP.: the Electronic Setup. *LNL-INFN*, page 47, 1991.
- [Baz93] D. Bazzacco et al. Linking Transitions Between the Highly Deformed States and the Yrast States of Normal Deformation in ^{133}Nd . *Phys. Lett. B*, 309:235–240, 1993.
- [Baz94] D. Bazzacco et al. Complete Decay Out of the Superdeformed Band in ^{133}Nd . *Phys. Rev. C*, 49:R2281, 1994.
- [Bea93] C.W. Beausang et al. Degenerate Superdeformed States in ^{150}Gd . *Phys. Rev. Lett.*, 71:1800, 1993.
- [Bec92] F. Beck et al. The CLOVER-Detector. *Proc. Workshop on Large Gamma-Ray Detector Arrays, Chalk River, Canada*, page 364, 1992.
- [BF79] R. Bengtsson and S. Frauendorf. An Interpretation of Backbending in Terms of the Crossing of the Ground State Band with an Aligned Two-Quasiparticle Band. *Nucl. Phys. A*, 314:27, 1979.
- [Dav68] J.P. Davidson. *Collective Models of the Nucleus*. Academic Press, 1968.
- [DD88] M.A. Deleplanque and R.M. Diamond. GAMMASPHERE Proposal. *Lawrence Berkeley Laboratory Report*, 5202, 1988.

- [DFF80] G.D. Dracoulis, C. Fahlander and M.P. Fewell. Mass Dependence of the Yrast-Yrare Interaction and Backbending in the Light Osmium Isotopes. *Phys. Rev. Lett.*, 45:1831, 1980.
- [DFF82] G.D. Dracoulis, C. Fahlander and M.P. Fewell. High-Spin Yrast and Non-Yrast Bands in ^{176}Os , ^{178}Os and ^{180}Os ,. *Nucl. Phys. A*, 383:119, 1982.
- [Dor79] C.L. Dors et al. High-Spin Rotational Levels in ^{178}W Populated in the $^{177}\text{Hf}(\alpha, 3n\gamma)$ Reaction. *Nucl. Phys. A*, 314:61, 1979.
- [Dra83] G.D. Dracoulis. in *Phys. Rev. Lett.*, 50:1629, 1983.
- [Dra90] G.D. Dracoulis et al. Conversion Coefficients and Yrast State Spins in ^{180}Os . *Nucl. Phys. A*, 509:605, 1990.
- [Ebe90] J. Eberth et al. Development of Composite Ge Detectors for EUROBALL. *Nucl. Phys. A*, 520:669c, 1990.
- [Fab90] B. Fabricius et al. High-Spin States and Intrinsic Structure in ^{174}Os and ^{175}Os : Alignments and Strong Interaction. *Nucl. Phys. A*, 511:345, 1990.
- [Fli95] S. Flibotte et al. Multi-Particle Excitations in the Superdeformed ^{149}Gd Nucleus. *Nucl. Phys. A*, 584:373, 1995.
- [GL92] J. Gerl and R.M. Lieder. Editors of the EUROBALL III Proposal. *GSI Darmstadt Report*, 1992.
- [Haa93] B. Haas et al. Studies of Superdeformation in the Gadolinium Nuclei. *Nucl. Phys. A*, 561:251 – 284, 1993.
- [Heb90] G. Hebbinghaus et al. Superdeformed Band in ^{146}Gd — First Observation of Band Crossing. *Phys. Lett. B*, 240:311, 1990.
- [Hoe93] P. Hoernes. SOPHIE — Sorting Software for Nuclear Spectroscopy. *Forschungszentrum Jülich GmbH, Ann. Rep.*, 1993.
- [HS89] B. Herskind and K. Schiffer in Trends in Nuclear Physics. *Proc. of the Int. School of Physics, Course CIII*, ed. P. Kienle et al., page 231, 1989.
- [KF85] A. Krämer-Flecken. Entwicklung eines Programms zur Berechnung von Winkelkorrelationen am Strahl und Untersuchung von Winkelkorrelationen an ^{186}Os . *Diplomarbeit, Universität Bonn*, 1985.

- [Kho93] T.L. Khoo et al. Feeding and Decay of Superdeformed States. *Nucl. Phys. A*, 557:83c – 98c, 1993.
- [Kib94] T. Kibedi et al. Low-Spin Non-Yrast States and Collective Excitations in ^{174}Os , ^{176}Os , ^{178}Os , ^{180}Os , ^{182}Os and ^{184}Os . *Nucl. Phys. A*, 567:183, 1994.
- [Kut95a] D. Kutchin. Monte Carlo Simulation Calculations for the EURO-BALL and the Study of Shape Changes in the $^{189,190}\text{Au}$ Nuclei at High-Spin. *Dissertation am Forschungszentrum Jülich GmbH und der Universität Bonn*, Oktober, 1995.
- [Kut95b] T. Kutsarova et al. Study of Band Structures and Crossings in ^{180}Os . *Nucl. Phys. A*, 587:111, 1995.
- [Lie88] R. Lieder et al. Study of Band Structures and Crossings in ^{180}Os . *Nucl. Phys. A*, 476:545, 1988.
- [Lie89] R.M. Lieder et al. in *Proc. Workshop on Nuclear Structure at High Spin, Bad Honnef*, page 178, 1989.
- [Lie92] R.M. Lieder et al. Superdeformed Bands and their Crossing Features in Gd Nuclei around $A=146$. *Prog. Part. Phys.*, 28:225, 1992.
- [Lie96] R.M. Lieder. *New Generation of Gamma-Detector Arrays*. ed. D.N. Poenaru and W. Greiner, Walter de Gruyter, to be published, 1996.
- [Loe75] K.E.G. Loebner. *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*. North-Holland, 1975.
- [Lun94] S. Lunardi et al. Proton Backbending in the Doubly-Magic Superdeformed Nucleus ^{144}Gd . *Phys. Rev. Lett.*, 72:1427, 1994.
- [Nes82] A. Neskakis et al. Properties of Side Bands Observed in ^{180}Os . *Z. Phys. A*, 304:277, 1982.
- [Nil55] S.G. Nilsson. Binding States of Individual Nucleons in Strongly Deformed Nuclei. *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd.*, 16, 1955.
- [NLS83] A. Neskakis, R.M. Lieder and G. Sletten. in *Phys. Rev. Lett.*, 50:1628, 1983.

- [NLSG82] A. Neskakis, R.M. Lieder, G. Sletten and J.D. Garret. Alignment of Side Bands Observed in ^{180}Os . *Phys. Lett. B*, 118:49, 1982.
- [NWJ89] W. Nazarewicz, R. Wyss and A. Johnson. Structure of Superdeformed Bands in the $A \approx 150$ Mass Region. *Nucl. Phys. A*, 503:285, 1989.
- [RA90] C. Rossi-Alvarez. Present Status of the GA.SP.-Project and others. *Laboratori Nazionali di Legnaro, Annual Report*, 1990.
- [RA91] C. Rossi-Alvarez. Status of the GA.SP.-Project and others. *Laboratori Nazionali di Legnaro, Annual Report*, 1991.
- [Rad88] D.C. Radford. ESCL8R and LEVIT8R — Interactive Graphical Analysis of $\gamma\text{-}\gamma$ and $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\gamma$ Coincidence Data for Level Schemes. *AECL Research Report*, 1988.
- [Reg94] P.H. Regan et al. Yrast Four-Quasi-Particle States in ^{182}W . *Nucl. Phys. A*, 567:414, 1994.
- [RS80] P. Ring and P. Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem*. Springer-Verlag, New York, 1980.
- [RU87] T. Rząca-Urban et al. Search for Superdeformation in ^{180}Os . *Z. Phys. A*, 328:379, 1987.
- [RU92] T. Rząca-Urban et al. Search for Superdeformation in $^{144,145}\text{Gd}$. *Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure at High Angular Momentum, Ottawa, AECL Report*, 10613:194, 1992.
- [RU94] T. Rząca-Urban et al. Study of the High Spin Structure of ^{144}Gd . *Nucl. Phys. A*, 579:319, 1994.
- [Sch87] Y. Schutz et al. Search for Superdeformed Shapes in ^{144}Gd . *Phys. Rev. C*, 35:348, 1987.
- [Sch91] H. Schnare. Gestaltsänderungen im Kern ^{180}Os bei hohen Drehimpulsen. *Dissertation, Universität Bonn*, Feb. 1991. Forschungszentrum Jülich GmbH, Jül-2453, Feb. 1991.
- [Sch96] C. Schumacher et al. High-Spin States in ^{145}Gd . *submitted to Z. Phys.*, 1996.
- [Shi93] Y.R. Shimizu et al. Tunneling Probabilities for Decays out of Superdeformed Bands. *Nucl. Phys. A*, 557:99c – 108c, 1993.

- [Str68] V.M. Strutinski. Shells in Deformed Nuclei. *Nucl. Phys. A*, 122:261, 1968.
- [SWD93] W. Satula, R. Wyss and F. Dönau. Band Crossings in Intruder Configurations of Odd-A Nuclei: A Probe of the Neutron-Proton Interaction? *Nucl. Phys. A*, 565:573, 1993.
- [SWM94] W. Satula, R. Wyss and P. Magierski. The Lipkin-Nogami Formalism for the Cranked Mean Field. *Nucl. Phys. A*, 578:45, 1994.
- [Tho95] H.G. Thomas. Entwicklung eines Germanium-CLUSTER-Detektors für das Gamma-Spektrometer EUROBALL. *Dissertation an der Universität zu Köln*, 1995.
- [Twi86] P.J. Twin et al. Observation of a Discrete-Line Superdeformed Band up to $60\hbar$ in ^{152}Dy . *Phys. Rev. Lett.*, 57:811, 1986.
- [Urb84] W. Urban et al. Programs for Offline Analysis of Multiparameter Coincidence Data. *Annual Report*, 1984. Forschungszentrum Jülich GmbH, Jül-Spez-305, 1985.
- [Utz93] S. Utzelmann. Superdeformation in $^{144,145}\text{Gd}$ und Ansprechverhalten von CLUSTER-Detektoren in der Hochspinspektroskopie. *Jül-2749*, 1993.
- [VDS83] M.J.A. de Voigt, J. Dudek and Z. Szymanski. High-Spin Phenomena in Atomic Nuclei. *Rev. of Mod. Phys.*, 55:949, 1983.
- [Ven93] T. Venkova et al. Isomeric States in ^{180}Os . *Z. Phys. A*, 344:417, 1993.
- [Voi90] M.J.A. de Voigt et al. Collective and Quasiparticle Excitations in ^{180}Pt . *Nucl. Phys. A*, 507:472, 1990.
- [Viv86] J.P. Vivien et al. Search for Superdeformation Effects in ^{144}Gd . *Phys. Rev. C*, 33:2007, 1986.
- [WSNJ90] R. Wyss, W. Satula, W. Nazarewicz, and A. Johnson. Competition between Triaxial Bands and Highly Deformed Intruder Bands around ^{180}Os . *Nucl. Phys. A*, 511:324, 1990.
- [Zub91] K. Zuber et al. A Comparative Study of Superdeformation in $^{146,147,148}\text{Gd}$. Possible Manifestations of the pseudo-SU₃ Symmetry, Octupole Shape Susceptibility and Superdeformed Deep-Hole Excitations. *Phys. Lett. B*, 254:308, 1991.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. R.M. Lieder danke ich für die hervorragende Betreuung, viele hilfreiche Diskussionen und das gute Arbeitsklima, das er in seiner Forschungsgruppe geschaffen hat. Meine Arbeit wurde dadurch wesentlich beeinflusst und unterstützt.

Herrn Prof. Dr. Bodenstedt als zweitem Gutachter gebührt mein besonderer Dank.

Ich danke Herrn Dr. W. Gast für stete Unterstützung meiner Arbeit, ständige Bereitschaft zu Diskussionen und tatkräftiger Hilfe bei der Durchführung der Experimente.

Bei der Durchführung, Auswertung und der Interpretation der Experimente waren Dipl. Phys. P. Hoernes, Dr. D. Bazzacco, Prof. Dr. S. Lunardi, Dr. T. Rzaca-Urban, Dr. T. Venkova und Prof. R. Kazcarowski eine große Hilfe. Sie alle haben mich in den verschiedenen Stadien meiner Arbeit unterstützt, dafür danke ich ihnen.

Bei Herrn H. Jäger bedanke ich mich für technische Unterstützung in allen Belangen und A. Georgiev, M. Karnadi und allen Kollegen in Jülich danke ich für die Schaffung eines sehr konstruktiven und angenehmen Arbeitsklimas.

Dr. R. Menegazzo und allen Kollegen in Legnaro, Italien, danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente an GASP.

Jül-3187
Februar 1996
ISSN 0944-2952