

Institut für Kernphysik

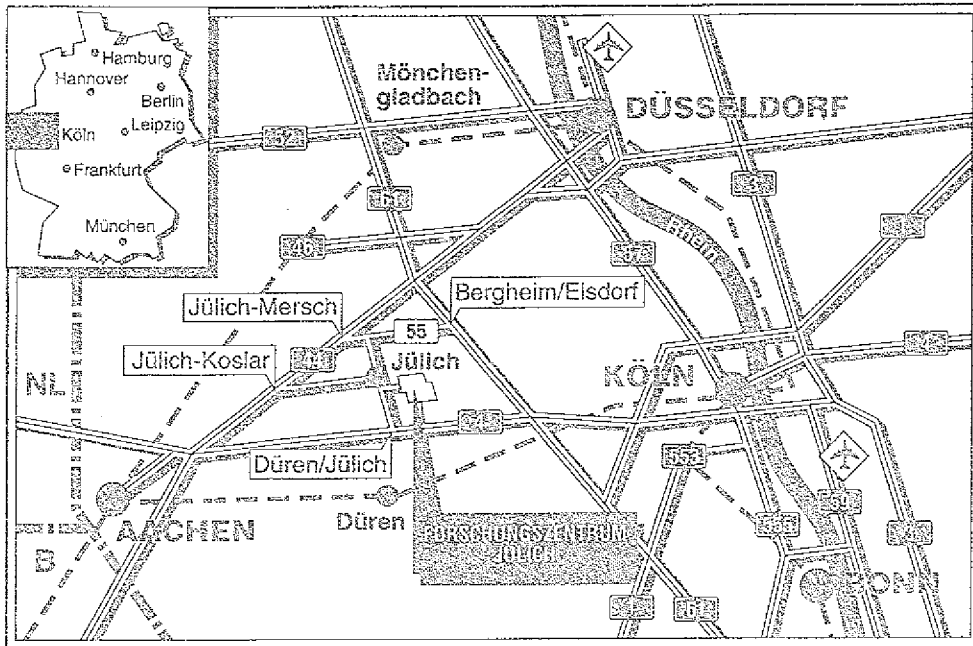
**Gestaltsänderungen
im Kern ^{180}Os
bei hohen Drehimpulsen**

Harald Schnare

Main body of handwritten text, consisting of several paragraphs of cursive script.

Handwritten text at the bottom of the page, possibly a signature or footer.

Vertical handwritten text along the right edge of the page.



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2453

ISSN 0366-0885

Institut für Kernphysik Jül-2453

D 5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

[The page contains extremely faint and illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the document. The text is scattered across the page and is not readable.]

Gestaltsänderungen im Kern ^{180}Os bei hohen Drehimpulsen

Harald Schnare

1947

1948

1949

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	3
2. Theoretische Grundlagen	8
2.1 Kernstrukturmodelle zur Beschreibung	
deformierter Kerngestalten	9
2.1.1 Das Tröpfchenmodell	10
- Bindungsenergie	
- Deformationsparameter	
2.1.2 Das Schalenmodell	14
2.1.3 Das Schalenmodell im axialsymmetrisch-	
elliptischem Potential	18
2.1.4 Paarkorrelationen	23
2.2 Strutinski-Schalenkorrekturmethode	25
2.3 Kernrotation	27
2.3.1 Klassische Beschreibung der Rotation	27
- Rotation eines Flüssigkeitströpfchens	
2.3.2 Quantenmechanische Beschreibung der	
Rotation:	29
- Das Rotationsmodell	
- Das Cranking-Modell	
- Das Strutinski-Cranking-Verfahren	
- Quasiteilchen im rotierenden	
Potentialtopf	
3. Experimente zur Untersuchung der Eigen-	
schaften von ¹⁸⁰Os bei hohen Drehimpulsen	39
3.1 Experimentelle Grundlagen	40
3.1.1 Erste Hinweise auf die mögliche Existenz	
superdeformierter Zustände in ¹⁸⁰Os	40
3.1.2 Die Kernreaktion	40
3.1.3 Aufbau der Meßapparatur	44

	Seite
3.1.4	Aufbau und Funktionsweise der Meßelektronik 50
3.1.5	Das Datenerfassungssystem MEMPHIS 2000 54
3.1.6	Grundlagen der Meßmethodik 58
3.2	Die Messung mit dem dünnen Target 59
3.2.1	Die Meßmethode mit dünnen Targets 59
3.2.2	Die Experimentdurchführung 59
3.3	Die Messung mit dem dicken Target 61
3.3.1	Die Meßmethode mit dicken Targets 61
3.3.2	Die Experimentdurchführung 62
3.4	Aufbereitung der Meßdaten 66
4.	Analyse der ^{180}Os Experimente 72
4.1	Sortierung der Meßdaten 73
4.2	Korrelationsmatrizen und Untergrundsubtraktion .. 77
4.3	Auswertung des Experiments mit dem dünnen Target 80
4.3.1	Korrelationen 80
4.3.2	Bestimmung der diskreten Linien 88
4.4	Auswertung des Experiments mit dem dicken Target 94
4.4.1	Korrelationen 95
4.4.2	Bestimmung der diskreten Linien 105
4.4.3	Ermittlung des Quadrupolmoments Q_0 111
4.5	Interpretation der Meßergebnisse 116
4.5.1	Die triaxiale Kerngestalt 119
4.5.2	Die stark-triaxiale Kerngestalt 124
4.5.3	Die stark-prolate Kerngestalt 127
5.	Zusammenfassung 129
	Literaturverzeichnis 131

1. Einleitung

Die Schwerionenphysik hat in den letzten Jahren zu einem tieferen Verständnis der Eigenschaften von Kernen beigetragen. Durch Schwerionenreaktionen werden dabei u.a. instabile Nuklide erzeugt, die ihre Anregungsenergie durch Teilchenemission und γ -Strahlung abgeben. Die hochauflösende $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektroskopie ermöglicht durch Messung der emittierten γ -Strahlung eine detaillierte Analyse der Eigenschaften der Anregungszustände.

Besonderes Interesse gilt der Untersuchung von Kernanregungen mit hohem Drehimpuls und den dadurch hervorgerufenen Gestaltsänderungen der Kerne. Diese hochangeregten Energiezustände lassen sich durch Compoundkernreaktionen bevölkern, wobei ein typischer Drehimpuls von ca. $70\hbar$ übertragen werden kann. Durch die schnelle Rotation verändert der Kern seine Grundzustandsgestalt und entwickelt sich unter der Einwirkung der Zentrifugalkraft zu immer größerer Deformation. Schließlich kann er superdeformiert werden und bei noch höheren Drehimpulsen spaltet der Kern. Betrachtet man den superdeformierten Kern als ein prolat deformiertes Rotationsellipsoid, so entspricht die Kerngestalt einem Verhältnis der langen zur kurzen Halbachse von $c/a \approx 2$. Im Vergleich dazu besitzen normal deformierte Kerne im Bereich der Seltenen Erden ein Achsenverhältnis von $c/a \approx 1.3$. Die Ausprägung einer stabilen superdeformierten Kerngestalt läßt sich theoretisch durch die Berechnung der potentiellen Energiefläche, in Abhängigkeit von der Deformation quantitativ verstehen. Für die Rechnung legt man im allgemeinen eine Kombination aus Tröpfchenmodell und Schalenmodell zugrunde. Im Tröpfchenmodell werden die Nukleonen im Kern als Kollektiv betrachtet, während die Niveaudichte in der Nähe der Fermioberfläche durch das Schalenmodell berücksichtigt wird (Strutinski-Schalenkorrektur Methode [Str68]). Es zeigt sich, daß bei einem Achsenverhältnis von $c/a \approx 2$ neue Schalen auftreten. Entsprechend dem klassischen Schalenmodell für den sphärischen Kern [MJ55], lassen sich die Schalenabschlüsse im rotierenden superdeformierten Kern demzu-

folge mit neuen magischen Zahlen assoziieren. Die reduzierte Niveaudichte bei bestimmten Nukleonenzahlen entspricht einer stärkeren Bindung. Durch die schnelle Rotation wird die deformierte Kerngestalt stabilisiert und es können charakteristische Minima in der Potentialenergiefläche entstehen (Abb. 1.1). Dieses auf Grund der Rotation vorhandene Minimum verschwindet allerdings bei kleiner werdender Rotationsfrequenz, so daß sich die Effekte nur ab einem bestimmten Drehimpuls beobachten lassen.

Erstmalig wurden superdeformierte Kerne 1962 [Pol62] in Form von Spaltisomeren in den Actiniden gefunden. Bei diesen schweren Kernen kompensiert die abnehmende Coulombenergie die anwachsende Oberflächenenergie bei zunehmender Deformation, so daß ein 2. Minimum in der potentiellen Energie schon bei einem Kernspin $I=0$ auftreten kann. Wegen der niedrigen Spaltbarriere lassen sich die im sekundären Minimum aufbauenden Rotationsniveaus aber nur bis zu Drehimpulsen von etwa $8\hbar$ beobachten.

Die theoretisch vorhergesagte Stabilisierung einer superdeformierten Kerngestalt durch Zentrifugalkräfte [Str68, Nee76, Rag80, DN85] konnte 1986 im Kern ^{152}Dy erstmals beobachtet werden [Twi86]. Bis zu einem Spin von $60\hbar$ ließen sich 19 Rotationszustände mit einem nahezu konstanten Energieabstand von 47 keV identifizieren (Abb. 1.2). Anhand der Messung des Quadrupolmoments für die neue Rotationsbande [Ben87] läßt sich ein Deformationsparameter von $c/a \approx 1.9$ deduzieren. Damit konnte nachgewiesen werden, daß tatsächlich eine superdeformierte Kerngestalt vorliegt. Entsprechend den theoretischen Voraussagen der Strutinski-Schalenkorrekturmethode ist Superdeformation inzwischen in mehreren Kernen der Massengegenden $A \approx 130, 150$ und 190 beobachtet worden. Im Kern ^{146}Gd konnte mit dem OSIRIS-Spektrometer [Lie84] dabei auch erstmals ein *Backbending* innerhalb einer superdeformierten Bande beobachtet werden (Abb. 1.3 a,b) [Heb87, Heb90, Strä90]. Dieser schon von Rotationszuständen normal deformierter Kerne her bekannte Effekt, ist auf die Kreuzung von Nilssonmodellzuständen zurückzuführen.

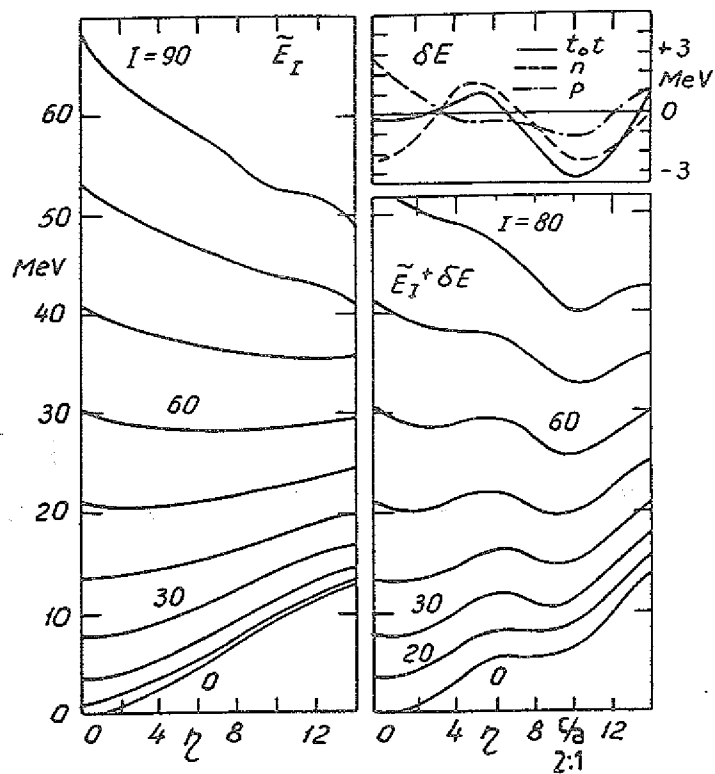


Abb. 1.1 Energie des Tröpfchenmodells (E_T), Schalenkorrekturenergie (δE) und Totalenergie des rotierenden Kerns ^{152}Dy als Funktion des Nilssonparameters η für verschiedene Drehimpulse [Str87].

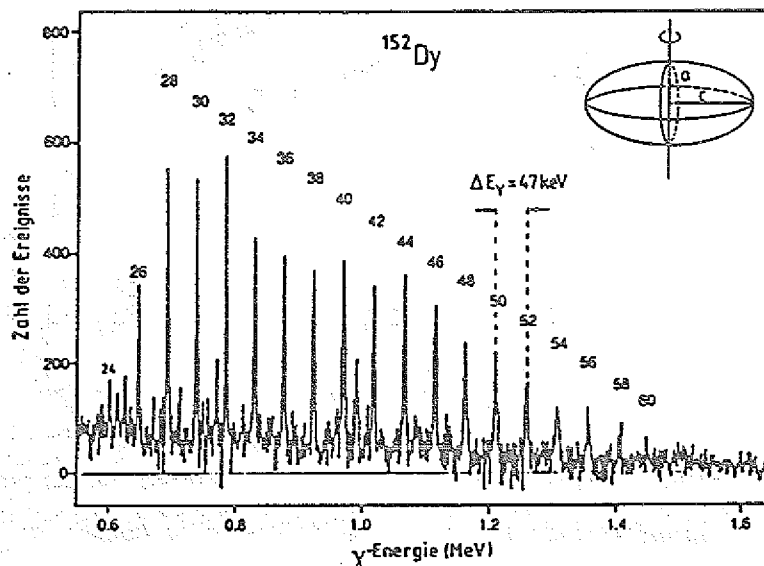


Abb. 1.2 Diskretes γ -Spektrum der superdeformierten Bande in ^{152}Dy [Twi86].

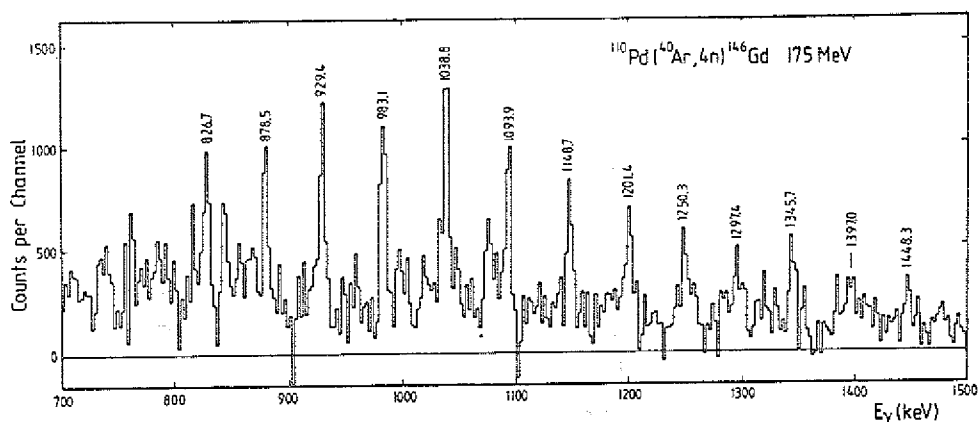


Abb. 1.3a Diskretes γ -Spektrum der superdeformierten Bande in ^{146}Gd [Heb90, Strä90].

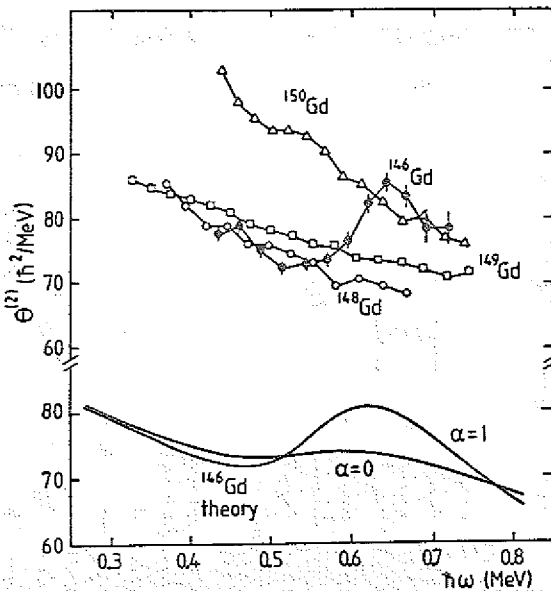


Abb. 1.3b Dynamisches Trägheitsmoment in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz für die superdeformierte Bande in ^{146}Gd [Heb90, Strä90].

Mit Hilfe der Compoundkernreaktion, lassen sich superdeformierte Zustände oft nur mit kleinen Wirkungsquerschnitten bevölkern. Den erfolgreichen experimentellen Nachweis ermöglichten γ -Spektrometer, die sich durch hohe Energieauflösung, Untergrundunterdrückung und große Nachweiswahrscheinlichkeit für 2-fach Koinzidenzen auszeichnen. Diese Spektrometer bestehen im wesentlichen aus mehreren Anti-Compton-Spektrometern in einer 4π -Anordnung. Eine gezielte Selektion des Ausgangskanals der Kernreaktion wird im allgemeinen durch ein γ -Kalorimeter ermöglicht, welches als Summenenergie und γ -Multiplizitätsfilter wirkt. Die heutigen Spektrometer bestehen typischerweise aus 12 bis 30 hochauflösenden Germaniumdetektoren. Weltweit sind eine Reihe dieser Spektrometer in Betrieb; so in Deutschland das *OSIRIS-Spektrometer* [Lie84], welches vom Forschungszentrum Jülich in Zusammenarbeit mit den Universitäten Bonn und Köln sowie dem Hahn-Meitner-Institut Berlin aufgebaut wurde. Das OSIRIS-Spektrometer besteht aus 12 Anti-Compton Spektrometern und einem γ -Kalorimeter mit 50 Wismutgermanatzintillatoren [Heb88]. Gegenwärtig werden in den USA (Gammasphere [DD88]) und in Europa (Euroball [Lie89]) Spektrometersysteme entwickelt, die aus mehreren 100 Detektoren bestehen werden. Durch den u.a. größeren totalen Raumwinkel diese Systeme gegenüber heute existierenden wird eine maßgebliche Steigerung im Auflösungsvermögen und in der Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht werden. Hieraus folgen weitreichende Konsequenzen für die Möglichkeiten der γ -Spektroskopie, u.a. systematische Durchmusterung der Nuklide nach Super- bzw. Hyperdeformation [Dud88] und eingehende Analyse ihrer Be- und Entvölkerungsmechanismen.

In dieser Arbeit wird die *Gestaltsänderung des Kerns ^{180}Os bei hohen Drehimpulsen* untersucht, insbesondere unter dem Aspekt der *Superdeformation*. Zunächst werden in Kapitel 2 theoretische Modelle zur Beschreibung deformierter rotierender Kerne vorgestellt. Kapitel 3 beschreibt die experimentellen Grundlagen und die Durchführung der Experimente. Die Meßergebnisse sowie deren Analyse und Interpretation werden in Kapitel 4 dargestellt. Kapitel 5 gibt eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Kernstrukturmodelle zur Beschreibung deformierter Kerngestalten

2.1.1 Das Tröpfchenmodell

- Bindungsenergie
- Deformationsparameter

2.1.2 Das Schalenmodell

2.1.3 Das Schalenmodell im axialsymmetrisch-elliptischem Potential

2.1.4 Paarkorrelationen

2.2 Strutinski-Schalenkorrekturmethode

2.3 Kernrotation

2.3.1 Klassische Beschreibung der Rotation:

- Rotation eines Flüssigkeitströpfchens

2.3.2 Quantenmechanische Beschreibung der Rotation:

- Das Rotationsmodell
- Das Cranking-Modell
- Das Strutinski-Cranking-Verfahren
- Quasiteilchen im rotierenden Potentialtopf

2.1. Kernstrukturmodelle zur Beschreibung deformierter Kerngestalten

Eine Lösung des Vielteilchensystems Atomkern läßt sich wegen der komplizierten Struktur des Nukleon-Nukleon-Potentials und der großen Anzahl von Nukleonen schwer erreichen. Aufgrund dessen wurden phänomenologische Modelle entwickelt, die unter Zugrundelegung einfacher Annahmen wesentliche Teilaspekte der Kerne erklären. Dabei lassen sich zwei Grundvorstellungen unterscheiden.

Im sogenannten *Tröpfchenmodell* wird davon ausgegangen, daß die Nukleonen im Kern ähnlich wie die Moleküle in einem Flüssigkeitstropfen stark miteinander wechselwirken. Durch dieses Bild lassen sich u.a. die Bindungsenergie je Nukleon und die konstante Dichte der Atomkerne erklären. Kernanregungen sind als Tröpfchenvibration, -rotation und -deformation zu deuten, hervorgerufen durch eine korrelierte Bewegung aller Nukleonen. Entsprechend können mechanische Eigenschaften wie Oberflächenspannung, Deformation und Trägheitsmoment dem Kern zugeordnet werden.

Beim *Schalenmodell* werden die Nukleonen dagegen als individuelle Teilchen betrachtet und bewegen sich in einem gemeinsamen mittleren Potential. Das mittlere Potential wird durch die überwiegende Zweikörper-Wechselwirkung aller Nukleonen selbst erzeugt. Aus der quantenmechanischen Lösung dieses Problems resultieren diskrete Mannigfaltigkeiten von Energiezuständen (Schalen), die ähnlich wie bei den Elektronen im Atom durch Nukleonen gemäß dem Pauli-Prinzip besetzt werden. Die Struktureigenschaften der Kerne werden dann im wesentlichen durch die Valenznukleonen an der Fermioberfläche bestimmt. Auf diese Weise läßt sich z.B. der Grundzustandsspin von Kernen verstehen.

2.1.1 Das Tröpfchenmodell

a.) Bindungsenergie

Beim Tröpfchenmodell wird die Gesamtbindungsenergie, des als Tröpfchen einer inkompressiblen Flüssigkeit betrachteten Kerns, als Summe verschiedener Beiträge berechnet (*Bethe-Weizsäcker-Formel*):

$$E_B(Z,N) = \sum_{i=1}^n E_i \quad (2.1)$$

$$E_1 = a_V A$$

$$E_2 = a_S A^{2/3}$$

$$E_3 = a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

$$E_4 = a_A \frac{(N-Z)^2}{A}$$

$$E_5 = -E_\Delta \quad E_\Delta = \begin{matrix} +\Delta & \text{gg-Kern} \\ 0 & \text{uA-Kern} \\ -\Delta & \text{uu-Kern} \end{matrix}$$

In Analogie zum Flüssigkeitstropfen definiert E_1 die *Volumenenergie*, die den Hauptbeitrag darstellt. Die *Oberflächenenergie* E_2 sowie die *Coulombenergie* E_3 vermindern die Bindungsenergie aufgrund geringerer Bindung der Nukleonen an der Oberfläche und ihrer elektrostatischen Abstoßung untereinander. *Asymmetrieenergie* E_4 und *Paarenergie* E_5 sind modellfremde Korrekturglieder quantenmechanischer Natur. Erstere berücksichtigt die Isospinabhängigkeit der Kernkräfte; letztere trägt der Paarwechselwirkung der Nukleonen Rechnung, die sich z.B. in einer stärkeren Bindung von gg-Kernen gegenüber ihren Nachbarkernen äußert. Der Parameter Δ ist proportional zur Stärke der Paarwechselwirkung. Die Koeffizienten der

einzelnen Korrekturglieder werden durch Anpassung an experimentelle Daten ermittelt. Auf diese Weise läßt sich der globale Verlauf der experimentellen Bindungsenergie im wesentlichen reproduzieren (Abb. 2.1). Lokale Abweichungen bei bestimmten Nukleonenzahlen sind auf Schaleneffekte zurückzuführen.

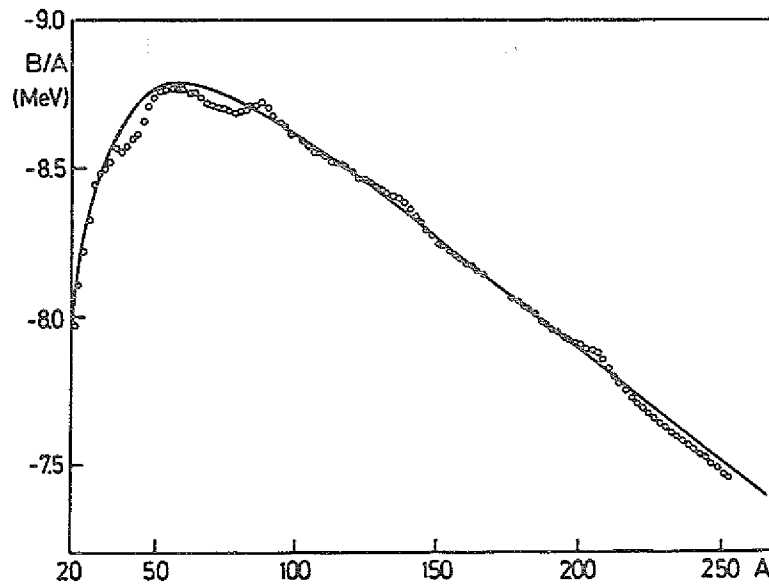


Abb. 2.1 Experimenteller Verlauf der Bindungsenergie pro Nukleon und nach Gl. 2.1 berechneter Kurvenverlauf [Hor75].

b.) Deformationsparameter

Um die statische Deformation und die Dynamik des Kerns beschreiben zu können, muß die Kernoberfläche in geeigneter Weise parametrisiert werden (hydrodynamisches Modell). Entsprechend dem klassischen Bild eines Flüssigkeitstropfens läßt sich die Oberfläche durch den Abstand R vom Ursprung als Funktion des polaren (ϑ) und azimutalen Winkels (φ), die in die Kugelfunktionen $Y_{\lambda\mu}$ eingehen, beschreiben:

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \left[1 + \alpha_{00} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\vartheta, \varphi) \right] \quad (2.2)$$

R_0 ist der mittlere Radius und die Koeffizienten $\alpha_{\lambda\mu}$ beschreiben für $\lambda \geq 2$ Beiträge der Quadrupol-, Oktupol-, Hexadekapoldeformation usw.; α_{00} resultiert aus der Inkompressibilitätsbedingung für Kernmaterie und die Terme mit $\lambda=1$ beschreiben im wesentlichen eine Translation des gesamten Kerns. Beschränkt man sich auf Quadrupoldeformationen ($\lambda=2$), so ergeben sich 5 Koeffizienten. Drei dieser Koeffizienten legen die Orientierung des Kerns im Raum fest und entsprechen den drei Eulerwinkeln. Transformiert man das Laborsystem auf die Hauptträgheitsachsen des deformierten Kerns, so wird die Deformation durch die Koeffizienten α_{20}, α_{22} ($\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$, $\alpha_{21} = \alpha_{2-1} = 0$) vollständig beschrieben [RS80]. Üblicherweise werden anstelle von α_{20}, α_{22} die *Hill-Wheeler-Koordinaten* β, γ ($\beta > 0$) benutzt,

$$\alpha_{20} = \beta \cos \gamma \quad (2.3a)$$

$$\alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \quad (2.3b)$$

so daß man schließlich erhält:

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \left[1 + \alpha_{00} + \beta \cos \gamma Y_{20}(\vartheta, \varphi) + \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma Y_{22}(\vartheta, \varphi) \right] \quad (2.4)$$

Die möglichen Quadrupoldeformationen sind in Abb. 2.2 als Funktion der Polarkoordinaten β, γ graphisch dargestellt.

Zur vollständigen Beschreibung der Quadrupoldeformation ist der Bereich $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$ ausreichend, da sich die übrigen Kerngestalten durch Austausch der entsprechenden Achsen ergeben. Zwischen den beiden Grenzwerten $\gamma=0^\circ$ für *prolate* und $\gamma=60^\circ$ für *oblate* Deformation, liegt der Bereich der *triaxialen* Kerngestalten und β stellt ein Maß für die Größe der Deformation dar. Bei prolaten Kernen ist es im allgemeinen praktischer, statt der Form eines Quadrupoloiden (Gl. 2.4) ein symmetrisches Rotationsellipsoid zugrundezulegen (Abb. 2.3).

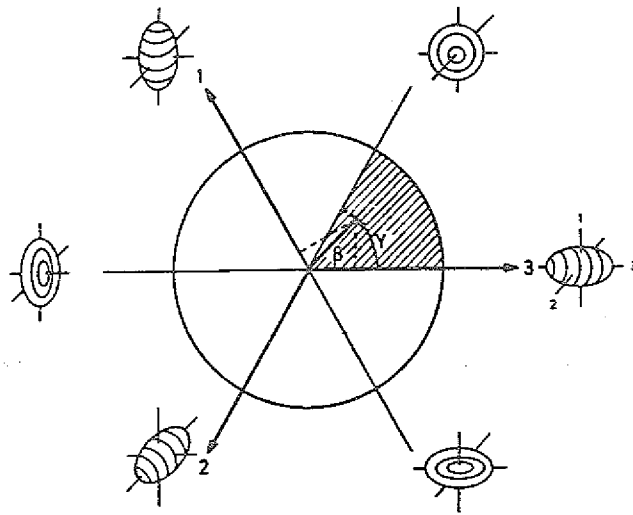


Abb. 2.2 Kerngestalten in Abhängigkeit von den Deformationsparametern β, γ [RS80].

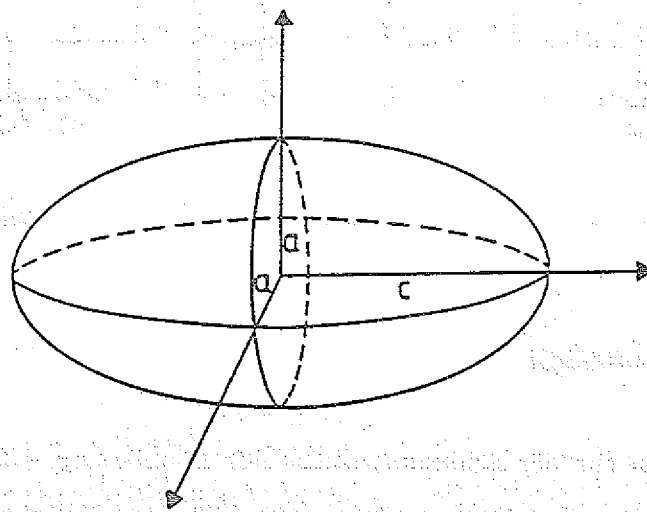


Abb. 2.3 Rotationsellipsoid

Für nicht allzu große Deformationen besteht dann folgender Zusammenhang zwischen dem Deformationsparameter β im Quadrupoloiden und dem die Deformation beschreibendem Achsenverhältnis c/a im Rotationsellipsoiden:

$$\beta = 4\sqrt{\pi/5} \frac{\frac{c}{a} - 1}{\frac{c}{a} + 2} \quad (2.5)$$

Abb. 2.4 veranschaulicht den Zusammenhang.

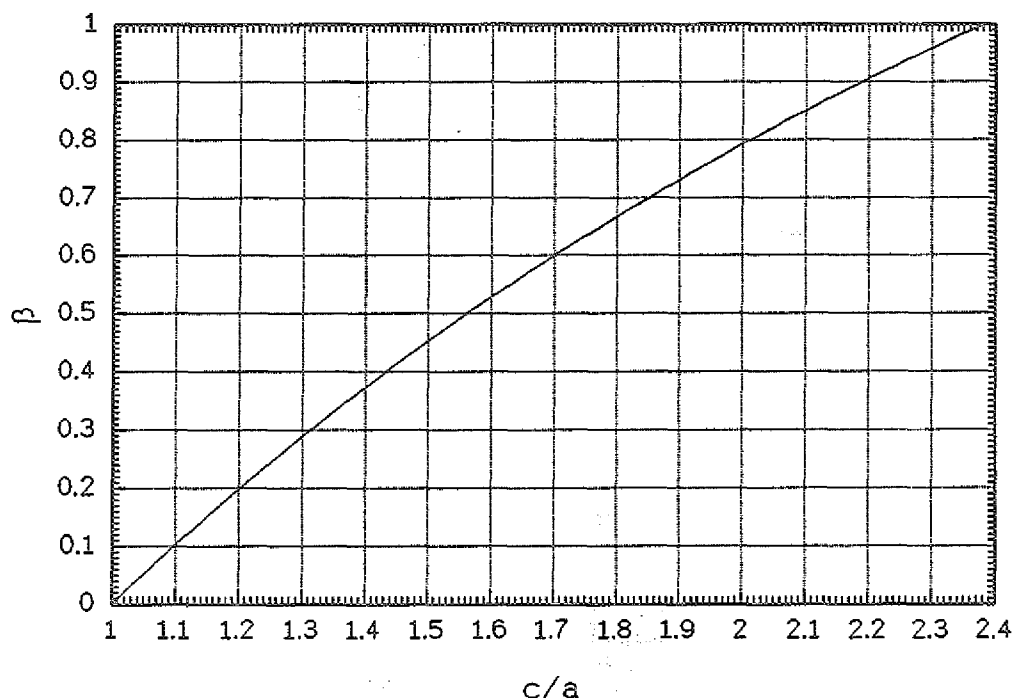


Abb. 2.4 β -Deformation in Abhängigkeit vom Achsenverhältnis c/a .

2.1.2 Das Schalenmodell

Starke Evidenzen für die Schalenstruktur der Atomkerne, z.B. hohe Separationsenergien bei bestimmten *magischen Nukleonenzahlen* (2,8,20,28,50, 82,126), Diskontinuitäten in der Bindungsenergie (Abb. 2.1) haben maßgeblich

darauf hingewiesen, daß sich die Nukleonen nahezu unabhängig voneinander in einem mittleren Potential bewegen, welches die effektive Wechselwirkung eines der Nukleonen im Kern mit den restlichen $A-1$ Nukleonen darstellt (*Hartree-Fock-Methode*). Zur Bildung dieses abstandsabhängigen mittleren Potentials der Nukleonen läßt sich der Hamiltonoperator folgendermaßen schreiben:

$$H = \sum_i T_i + \sum_{i,j} V_{ij} = \sum_i [T_i + V(r_i)] + \sum_{i,j} V_{ij} - \sum_i V(r_i) = H_0 + V_r \quad (2.6)$$

H_0 entspricht der Summe der Einteilchen-Hamiltonoperatoren und die Restwechselwirkung V_r berücksichtigt diejenigen Anteile des Nukleon-Nukleon-Potentials, welche nicht durch das mittlere Potential $V(r_i)$ erfaßt werden. V_r ist im allgemeinen klein gegenüber H_0 und kann in 1. Näherung vernachlässigt werden. In Anlehnung an die Ladungsdichteverteilung im Kern wird als Ansatz für das endliche Zentralpotential $V(r_i)$ üblicherweise das *Woods-Saxon-Potential* benutzt:

$$V(r_i) = -V_0 \left[1 + e^{(r-R_0)/a} \right]^{-1} \quad (2.7)$$

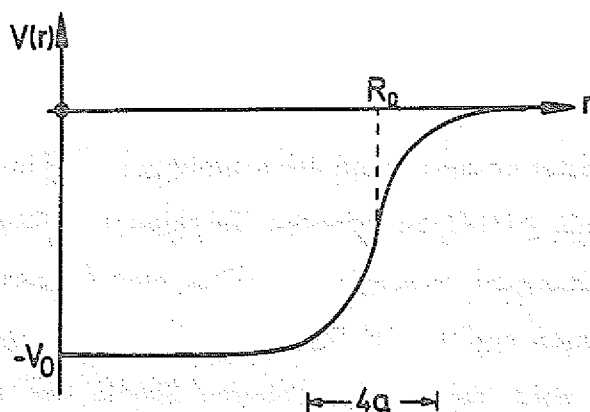


Abb. 2.5 Woods-Saxon-Potential [RS80]

Allerdings lassen sich die Lösungen der entsprechenden Schrödinger-
gleichung nicht in geschlossener Form angeben, so daß für prinzipielle
Betrachtungen gebundenener Zustände, der *unendlich hohe Potentialtopf*:

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

als auch das *harmonische Oszillatorfeld*:

$$V(r) = -V_0 \left[1 - \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right] = \frac{m}{2} \omega_0^2 (r^2 - R_0^2) \quad (2.9)$$

eingesetzt werden.

Die sich aus der Berechnung ergebenden Energiezustände werden sukzessive
unter Beachtung des Pauli-Prinzips bis zur gewünschten Nukleonenzahl
aufgefüllt. Mit diesen Modellpotentialen lassen sich die magischen Zahlen
(Schalenabschlüsse) jedoch nur bis einschließlich 20 reproduzieren. Als
eine für den späteren Erfolg des Schalenmodells grundlegende Erweiterung
erwies sich die Hypothese einer starken Kopplung zwischen Spin und
Bahndrehimpuls eines Nukleons [Goe49][HJS50]. In Analogie zum Elektron
in der Atomhülle wurde für das mittlere Potential folgender Ansatz
gemacht:

$$V(r_i) = V_0(r_i) + f(r_i)(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (2.10)$$

Jedes Energieniveau spaltet entsprechend der Kopplung $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ in 2 Zustände
auf, wobei Zustände mit $j=l-1/2$ zu höheren Energien und Zustände mit
 $j=l+1/2$ zu niedrigeren Energien verschoben werden. Eine Erklärung für die
höheren magischen Zahlen ergibt sich nun, wenn die Kopplungskonstante
 $f(r_i)$ so groß gewählt wird, daß in einer oberen Schale das Niveau mit
dem höchsten Gesamtdrehimpuls $j=l+1/2$ so weit nach unten abgesenkt

wird, bis es in die Nähe bzw. zwischen die Niveaus der nächst tieferen Schale gelangt (Abb. 2.6).

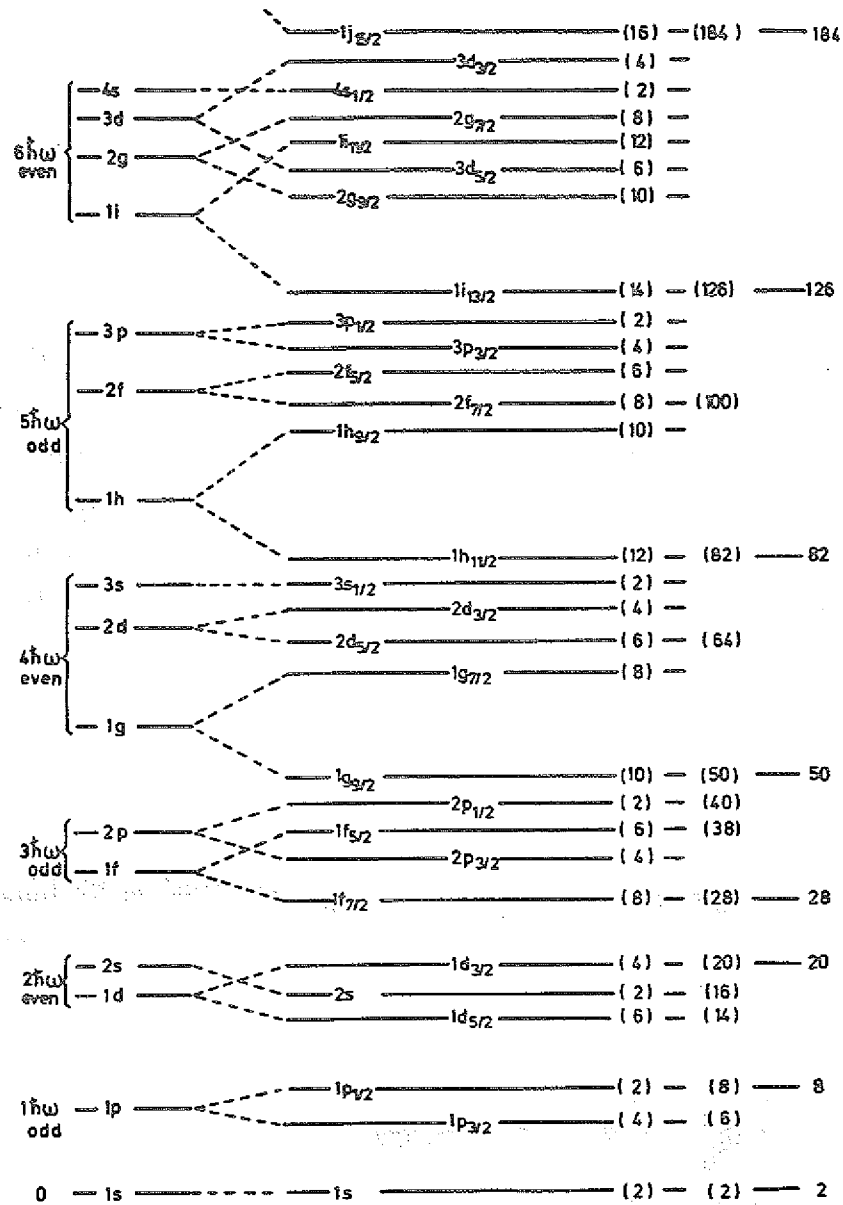


Abb. 2.6 Schalenmodellzustände unter Berücksichtigung der Spin-Bahn Wechselwirkung.

2.1.3 Das Schalenmodell mit axialsymmetrisch-elliptischem Potential

Zur Berechnung der auftretenden Quadrupolmomente in den Seltenen Erden ($150 < A < 190$) sowie den Actiniden ($A > 220$), ist beim Schalenmodell von einem deformierten Potentialtopf auszugehen. Eine mathematisch übersichtliche Lösung dieses Problems ist mit dem *elliptisch deformierten Oszillatorpotential* möglich:

$$V_i = \frac{m}{2} \left[\omega_1^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2 \right] \quad (2.11)$$

Die z-Achse stellt die Symmetrieachse dar, so daß die elliptischen Äquipotentialflächen durch unterschiedliche Oszillatorfrequenzen in der (x,y)-Ebene ω_1 bzw. in Richtung der Symmetrieachse ω_z zum Ausdruck gebracht werden. Die Bewegung der Nukleonen kann bei Zugrundelegung des Potentials aus Gl. 2.11 in unabhängige Oszillatoren längs bzw. senkrecht zur Symmetrieachse separiert werden. Die Eigenwerte der Energie ergeben sich dann zu:

$$E(n_x, n_y, n_z) = \hbar \omega_1 (n_x + n_y + 1) + \hbar \omega_z (n_z + 1/2) \quad (2.12)$$

Da die Frequenzen aufgrund der Inkompressibilität der Kernmaterie proportional zum Reziprokwert der entsprechenden Halbachsen sind, läßt sich folgender Deformationsparameter einführen:

$$\varepsilon = \frac{c-a}{R_0} = \frac{\omega_1 - \omega_z}{\bar{\omega}} = \frac{3(\omega_1 - \omega_z)}{2\omega_1 + \omega_z} \quad (2.13)$$

$$\bar{\omega} = \frac{1}{3} (\omega_x + \omega_y + \omega_z)$$

Mit $N = n_x + n_y + n_z = n_{\perp} + n_z$ folgt hieraus für die Eigenwerte der Energie:

$$E(n_{\perp}, n_z) = \hbar \bar{\omega} \left[N + \frac{3}{2} + \varepsilon \left(\frac{N}{3} - n_z \right) \right] \quad (2.14)$$

In 1. Näherung ist $\bar{\omega}$ unabhängig von der Deformation ε , so daß die Energieeigenwerte linear mit ε anwachsen. Bei sphärischen Kernen mit $\varepsilon = 0$ sind die Energieniveaus bezüglich der Quantenzahlen n_x, n_y, n_z entartet. Durch die Deformation in z-Richtung wird die Entartung in n_z aufgehoben, so daß jedes Energieniveau in $N+1$ Niveaus aufspaltet. Ausgeprägte Schalenstrukturen mit hohem Entartungsgrad ergeben sich nach Gl. 2.14 für:

1. $\varepsilon = 0$
2. $N - 3n_z = n_{\perp} - 2n_z = 0$

Abb. 2.7 verdeutlicht diese Zusammenhänge.

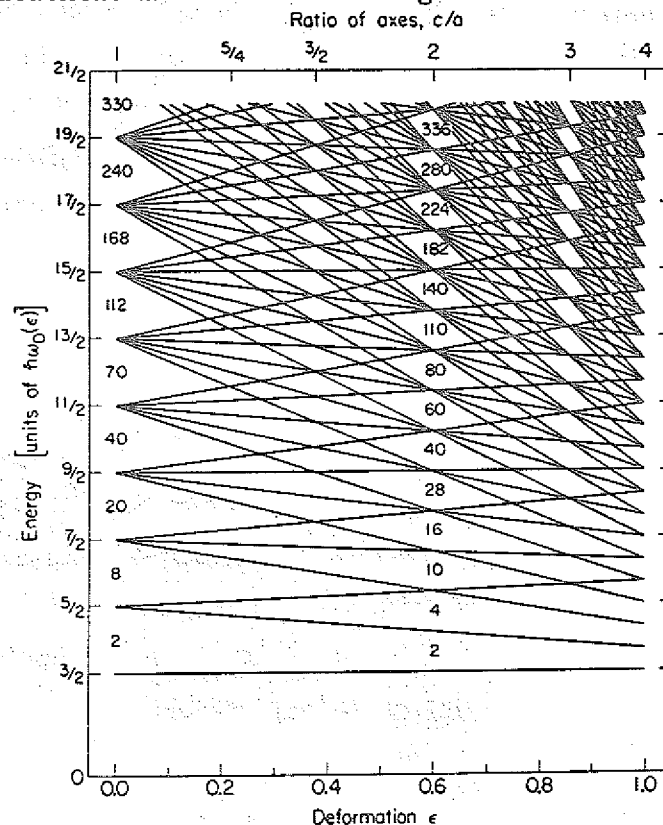


Abb. 2.7 Energieniveaus im axialsymmetrisch-elliptischem Potential.

Deutlich zu erkennen sind voneinander abgegrenzte Energieintervalle mit erhöhter Zustandsdichte (*Schalen*), wenn das Verhältnis der Achsen kleine ganzzahlige Werte annimmt. Insbesondere tritt bei sphärischen Kernen, $c/a=0$, $\epsilon=0$ und bei einem Achsenverhältnis von $c/a=2$ ($\epsilon=0.6$) eine besonders ausgeprägte Schalenstruktur mit magischen Zahlen auf. Bei $c/a=2$ zeigen sich neue magische Zahlen, die zu einer Stabilisierung superdeformierter Kerngestalten führen. Eine realistische Beschreibung des deformierten Kerns erhält man mit dem von *Nilsson* [Nil55] eingeführtem Potential:

$$V_i = \frac{m}{2} [\omega_{\perp}^2(x^2+y^2) + \omega_z^2 z^2] + C \vec{1} \vec{s} + D \vec{1}^2 \quad ; C, D < 0 \quad (2.15)$$

Das ellipstisch deformierte Oszillatorpotential wird durch den schon bekannten Term der Spin-Bahn-Wechselwirkung erweitert und ein zugefügtes Interpolationsglied dient der Angleichung des Oszillatorpotentials an das Woods-Saxon-Potential. Im Unterschied zum sphärischen Schalenmodell, in dem die Zustände durch die drei Quantenzahlen (n, l, j) geeignet bezeichnet werden konnten (Abb. 2.6), werden die Zustände im deformierten Kern aufgrund der Symmetriebrechung anders klassifiziert. Üblicherweise benutzt man hier die sogenannten asymptotischen *Nilsson-Quantenzahlen*:

$$[N n_z \Lambda] \Omega^{\pi} \quad (2.16)$$

$N = n_{\perp} + n_z$	Gesamtzahl der 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

Spiegelungsinvarianz und Axialsymmetrie bewirken die Erhaltung der Projektion Ω des Gesamtdrehimpulses auf die Symmetrieachse und der Parität $\pi=(-1)^l$. Das Vorhandensein einer Symmetrieachse im Kern, aufgrund der Deformation, hebt die Entartung der Zustände mit festem j hinsichtlich $|\Omega|$ auf. Jeder Zustand spaltet demzufolge in $(2j+1)/2$ Unterzustände. Für prolate Kerne liegen die Zustände mit kleinem Ω -Werten tiefer, d.h. eine Bewegung der Valenznukleonen in einer Ebene, die die Symmetrieachse einschließt ist energetisch bevorzugt. Nach diesem Prinzip können Valenznukleonen in hohen j -Schalen eine stabile Gleichgewichtsdeformation des deformierten Kerns herbeiführen. Weiterhin zeigt sich, daß Energieniveaus mit gleichem n_z im asymptotischen Bereich, d.h. bei großer Deformation, in einem Diagramm E gegen ϵ annähernd parallel laufen (siehe auch Gl. 2.14). Die Coulombwechselwirkung führt zu unterschiedlichen Zustandsdiagrammen für Protonen und Neutronen. Abb. 2.8 verdeutlicht die Verhältnisse für Neutronenzustände in schweren Kernen.

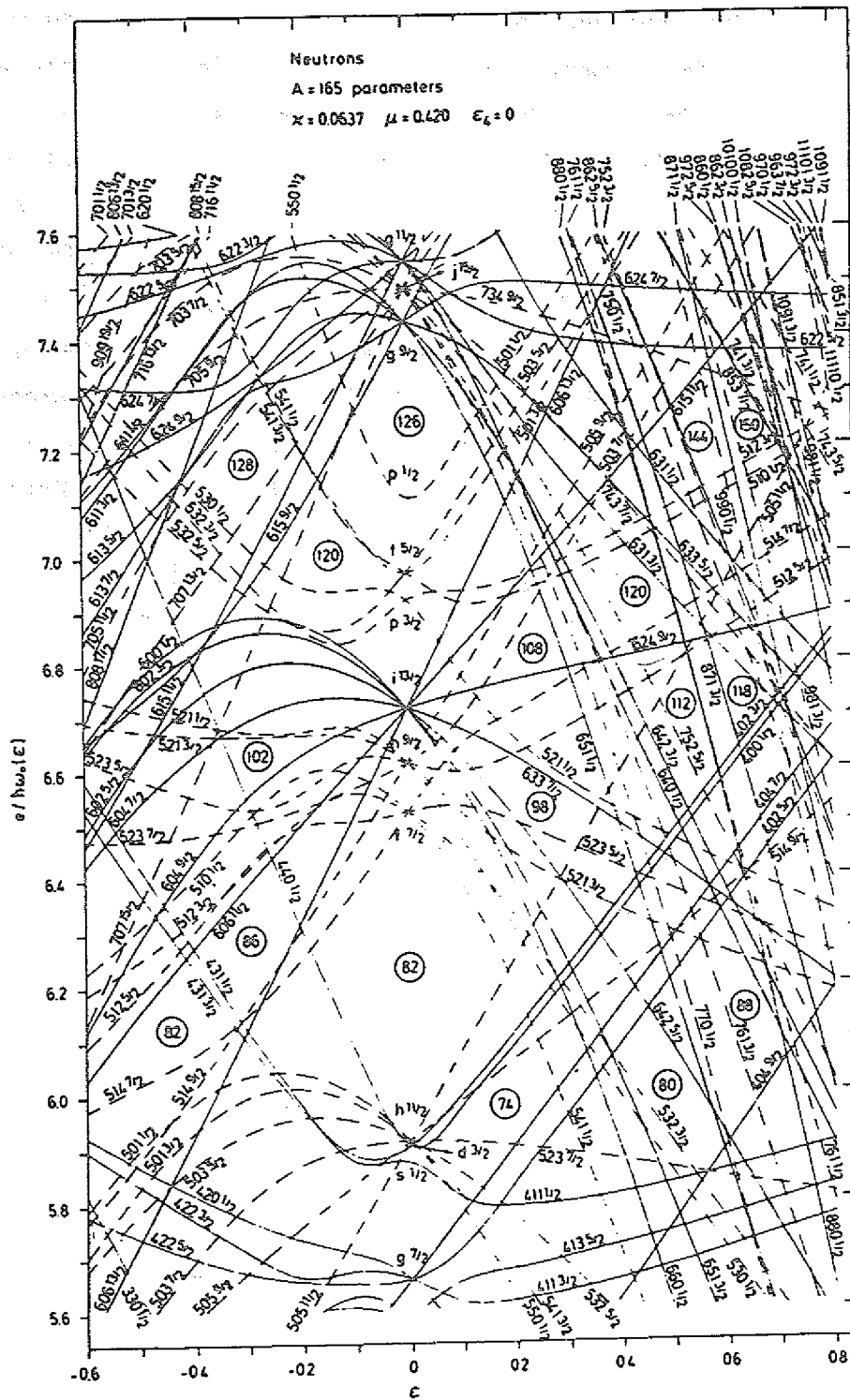


Abb. 2.8 Schalenzustände für Neutronen in schweren Kernen [RS80].

2.1.4 Paarkorrelationen

Die in Kapitel 2.1.1 angegebene empirische Formel für die Bindungsenergie der Kerne (Gl. 2.1) zeigt, daß gg-Kerne gegenüber uA- bzw. uu-Kernen eine stärkere Bindung aufweisen. Dieser Effekt wird hervorgerufen durch den Anteil der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, der nicht im mittleren Potential des Schalenmodells berücksichtigt ist. Die wichtigste Folge dieser Restwechselwirkung ist das Auftreten von *Paarkorrelationen*, die sich beispielsweise in einer hohen Separationsenergie für ein gepaartes Nukleon widerspiegeln und in der Tatsache, daß gg-Kerne im Grundzustand den Spin $I=0$ haben. Insofern existieren bei gg-Kernen auch nur tiefliegende Anregungszustände ($\leq 0.5-1 \text{ MeV}$) kollektiver Natur, da erst eine Paarung zwischen zwei Nukleonen aufgebrochen werden muß. In Anlehnung an die Supraleitungstheorie von Bardeen, Cooper und Schrieffer (BCS-Theorie) wird folgender Ansatz für die *Paarwechselwirkung* benutzt [RS80]:

$$V_P = -G \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\bar{\mathbf{k}}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}} a_{\bar{\mathbf{k}}} \quad (2.17)$$

In einer Drehimpulsdarstellung lassen sich die Zustände $\mathbf{k}, \bar{\mathbf{k}}$ darstellen als:

$$\begin{aligned} |k\rangle &= |j+m\rangle \\ |\bar{k}\rangle &= |j-m\rangle \end{aligned} \quad (2.18)$$

Der Operator V_P läßt sich dann als eine Streuung zwischen Paarzuständen interpretieren, wobei zwei Teilchen in den Zuständen ($j'+m', j'-m'$) vernichtet und in den Zuständen ($j+m, j-m$) erzeugt werden. Die effektive Kopplungskonstante G ist ein Maß für die Stärke der auftretenden Paarwechselwirkung. Der Grundzustand im gg-Kern ist eine Superposition aller Paarzustände und läßt sich darstellen als:

$$|\Phi_0\rangle = \prod_{\mathbf{k}>0} (u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} a_{\bar{\mathbf{k}}}^{\dagger}) |0\rangle \quad (2.19)$$

$|0\rangle$ ist der Vakuumzustand und $a_k^\dagger a_{\bar{k}}^\dagger$ ist der Teilchenerzeugungsoperator für den Paarzustand $|k, \bar{k}\rangle$. Die Größe $|v_k|^2$ ist ein Maß für die Besetzungswahrscheinlichkeit des Paarzustandes und es gilt die Normierungsbedingung:

$$|u_k|^2 + |v_k|^2 = 1 \quad (2.20)$$

Effektiv zeigt sich die Paarwechselwirkung beim Besetzen der Energiezustände in einem *Aufweichen der Fermikante* λ .

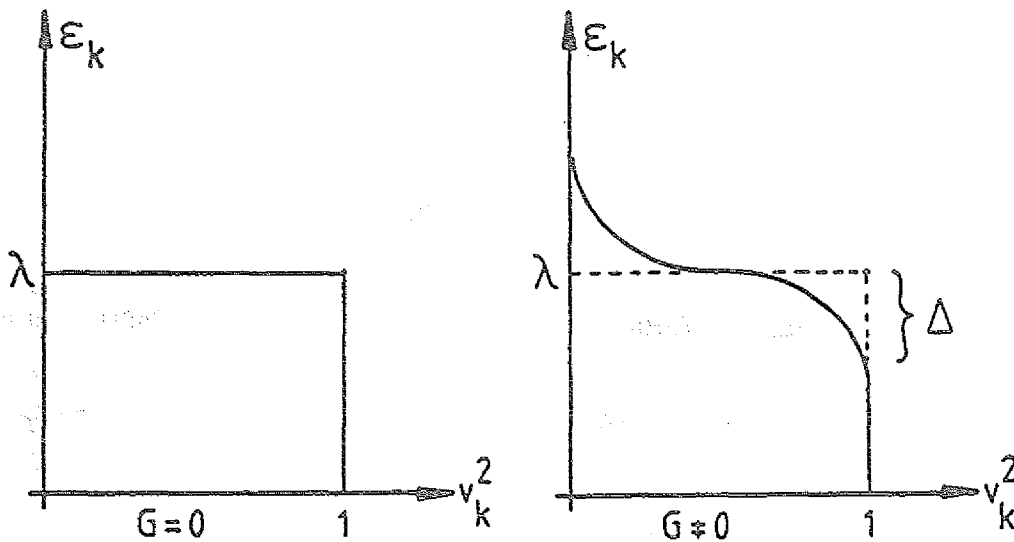


Abb. 2.9 Besetzungsverteilung ohne ($G=0$) und mit ($G \neq 0$) Paarwechselwirkung.

Δ ist direkt proportional zur Stärke G der Paarwechselwirkung und ist ein Maß für die Unschärfe der Fermikante.

2.2 Strutinski-Schalenkorrektur-Methode

Durch das Tröpfchenmodell einerseits und das Schalenmodell andererseits ergeben sich zwei unterschiedliche Ansätze um die Eigenschaften von Kernen zu beschreiben. Das Tröpfchenmodell ermöglicht ein recht gutes Verständnis kollektiver Eigenschaften von Kernen, z.B. ihrer Bindungsenergie in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl, schließt jedoch jegliche Berechnung von Anregungsenergien aus. Im Gegensatz dazu bietet das Schalenmodell eine zufriedenstellende Beschreibung von Anregungszuständen; versagt aber, durch die Beschränkung auf Nukleonen in der Umgebung des Fermi-Niveaus bei der Erklärung kollektiver Freiheitsgrade, an denen alle Nukleonen beteiligt sind. Daher ist es sinnvoll beide Modelle in geeigneter Weise zu vereinigen um so ein umfassenderes Modell für das Verständnis der Kerneigenschaften zu erhalten. *Strutinski* [Str68] hat durch die Kombination beider Modelle ein Verfahren entwickelt, die Gleichgewichtsform der Kernoberfläche zu bestimmen. In dieser Näherung wird die Kernruheenergie mit der Bethe-Weizsäcker-Formel (Gl. 2.1) berechnet und die Schalenkorrektur als Folge der Niveaudichtefluktuations in der Nähe der Fermikante mit einbezogen. Damit folgt für die Bindungsenergie in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl N und der Deformation δ :

$$E(N, \delta) = E_T(N, \delta) + E_{OSZ}(N, \delta) \quad (2.17)$$

Der erste Term E_T wird durch die Eigenschaften des mittleren Kernpotentials bestimmt d.h. er entspricht der Energie des Tröpfchenmodells. Der oszillierende Anteil E_{OSZ} berücksichtigt die Schaleneffekte und ist im Rahmen des Schalenmodells zu berechnen. Dementsprechend wird die Schalenmodellenergie E_S zerlegt in den oszillierenden Anteil E_{OSZ} und

einen langsam veränderlichen Anteil \tilde{E}_S :

$$E(N, \delta)_S = E_{OSZ}(N, \delta) + \tilde{E}_S(N, \delta) \quad (2.18)$$

Mit Glg. 2.17 folgt dann für die Bindungsenergie:

$$E(N, \delta) = E_{OSZ}(N, \delta) + E_S(n, \delta) - \tilde{E}_S(N, \delta) \quad (2.19)$$

Eine quantitative Erfassung der Schalenkorrektur läßt sich durch das Konzept der Zustandsdichte erreichen. Ausgeprägte Schaleneffekte entstehen durch große Änderungen der Zustandsdichten in der Nähe der Fermienergie, wie sie z.B. bei bestimmten Deformationen im axialsymmetrisch-elliptischem Potential auftreten (siehe Abb. 2.7). Liegt die Fermienergie in einem Gebiet mit niedriger Zustandsdichte, so sind die Nukleonen stärker gebunden. Aus dieser Sicht wird verständlich warum sich bei bestimmten Nukleonenzahlen eine statisch deformierte Kernform stabilisieren kann. Mit dem Strutinski-Formalismus ist es nun für jeden Kern möglich, die Potentialenergiefläche als Funktion der Deformationsparameter β, γ zu berechnen und aus dem sich bildendem Minimum die Gleichgewichtsdeformation des Kerns abzuleiten.

2.3 Kernrotation

2.3.1 Klassische Beschreibung der Rotation: Rotation eines Flüssigkeitströpfchens

Bei der Rotation eines Flüssigkeitströpfchens verursachen die auftretenden Zentrifugalkräfte eine Deformation der sphärischen Gestalt. Die Gleichgewichtsdeformation des Tröpfchens, bei einer bestimmten Rotationsfrequenz ω ist dabei abhängig von der Oberflächenspannung und den Gravitationskräften des Tröpfchens. Durch eine Substitution der Gravitationskräfte durch abstoßende Coulombkräfte ist eine *Beschreibung rotierender Kerne im Rahmen des Tröpfchenmodells* möglich.

Der Ausgangspunkt für die Berechnung der Gleichgewichtsdeformation ist das effektive Potential [CPS74]:

$$E = E_S + E_C + E_R \quad (2.20)$$

E_S : Oberflächenenergie

E_C : Coulombenergie

E_R : Rotationsenergie

Eine systematische Beschreibung der Lösungen ist erreichbar durch die Einführung der dimensionslosen Parameter:

$$x = \frac{E_C^{(0)}}{2E_S^{(0)}} \sim \frac{Z^2}{A} \quad (2.21)$$

$$y = \frac{E_R^{(0)}}{E_S^{(0)}} \sim I^2 A^{-7/3}$$

Z: Kernladungszahl

A: Massenzahl

I: Drehimpuls

2.3.2 Quantenmechanische Beschreibung der Rotation

a.) Das Rotations-Modell

Gewisse Regelmäßigkeiten in den Niveaufolgen der Kernspektren deformierter Kerne und ihre Ähnlichkeit mit Anregungsspektren in Molekülen haben nahegelegt, eine kollektive Rotation der Kernmaterie anzunehmen. Das einfachste Modell geht von einem stabil deformierten Kern aus, der als *quantenmechanischer Kreisel* aufgefaßt wird [BM53]. Analog dem Bild eines Kreisels in der klassischen Mechanik wird als Ausgangspunkt folgender Hamiltonoperator benutzt:

$$H = \sum_i \frac{\hbar^2}{2\Theta_i} R_i^2 \quad (2.22)$$

R_i sind die Komponenten des kollektiven Drehimpulses entlang der Hauptträgheitsachsen und Θ_i sind die entsprechenden Trägheitsmomente. Durch eine Kopplung des intrinsischen Teilchendrehimpulses \vec{J} an \vec{R} bildet sich der Kernspin \vec{I} :

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{J} \quad (2.23)$$

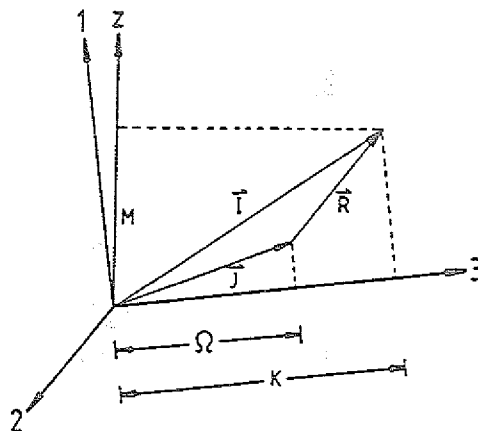


Abb. 2.9 Kopplungsschema des intrinsischen und des kollektiven Drehimpulses zum Kernspin \vec{I}

Im Falle einer prolaten, axialsymmetrischen Deformation mit der 3-Achse als Symmetrieachse, gilt $\Theta_1 = \Theta_2 = \Theta$. Außerdem entfallen Rotationen um die 3-Achse, da diese Zustände quantenmechanisch ununterscheidbar wären. Der kollektive Drehimpuls \vec{R} muß in diesem Fall senkrecht zur Symmetrieachse ausgerichtet sein, d.h. $\Omega = K$, $R_3 = 0$. Angewendet auf Glg. 2.22 und 2.23 vereinfacht sich der Hamiltonoperator zu:

$$H = \frac{\hbar^2}{2\Theta} \sum_i (I_i^2 + J_i^2) - \frac{\hbar^2}{\Theta} \sum_i I_i J_i \quad (2.24)$$

$$H = \frac{\hbar^2}{2\Theta} (I^2 - I_3^2) - \frac{\hbar^2}{2\Theta} (J_1^2 + J_2^2) - \hbar\omega J_1$$

mit $\omega = \hbar R / \Theta$ als Rotationsfrequenz des Kerns und \vec{R} in Richtung der 1-Achse. Der Hamiltonoperator zerfällt in drei Anteile, die üblicherweise als *Kollektiv-, Recoil- und Coriolis-Term* bezeichnet werden. Der Recoil-Term berücksichtigt im wesentlichen den intrinsischen Drehimpuls und der Coriolis-Term beschreibt die auftretende Wechselwirkung zwischen intrinsischer und kollektiver Bewegung (klass.: Zentrifugal- und Corioliskräfte). Bei kleinen Rotationsfrequenzen ist es durchaus zulässig sich zur phänomenologischen Beschreibung auf den kollektiven Anteil zu beschränken, so daß die Drehimpulsquantelung zu folgendem Energiespektrum führt:

$$E = \frac{\hbar^2}{2\Theta} [I(I+1) - K^2] \quad (2.25)$$

Speziell erhält man für gg-Kerne, wo alle Nukleonen gepaart vorliegen:

$$E = \frac{\hbar^2}{2\Theta} I(I+1) \quad ; \quad I=0,2,4,\dots \quad (2.26)$$

Die Einschränkung auf geradzahlige Eigenwerte des Drehimpulse folgt aus der Paritätserhaltung. Im Energiespektrum zeigt sich dieses charakteristische Gesetz durch γ -Linien der Energie E_γ in äquidistanten Abständen:

$$E_\gamma(I, I-2) = \frac{\hbar^2}{\Theta} (2I-1) \quad (2.27)$$

$$\Delta E_\gamma = \frac{4\hbar^2}{\Theta} \quad (2.28)$$

Glg. 2.28 bietet die interessante Möglichkeit das *Trägheitsmoment* eines Kerns aus der Beobachtung der γ -Linien zu bestimmen. Die experimentellen Werte für Θ müssen aufgrund prinzipieller Modellvorstellungen zwischen zwei Grenzwerten liegen. Der erste Grenzfall ist der des starren Körpers,

$$\Theta_{\text{rigid}} = \Theta_0 \frac{1 + \left(\frac{c}{a}\right)^2}{2 \left(\frac{c}{a}\right)^{2/3}} \quad (2.29)$$

und im zweiten Grenzfall wird angenommen die Kernmaterie sei eine inkompressible Flüssigkeit, so daß durch die Rotation sich eine Oberflächenwelle ausbildet, die um den Kernrumpf läuft:

$$\Theta_{\text{fluid}} = \Theta_0 \frac{\left[\left(\frac{c}{a}\right)^2 - 1 \right]^2}{2 \left[\left(\frac{c}{a}\right)^2 + 1 \right] \left(\frac{c}{a}\right)^{2/3}} \quad (2.30)$$

Θ_0 entspricht dem Trägheitsmoment einer Kugel mit dem gleichen Volumen wie der angenommene Rotationsellipsoid.

$$\Theta_0 = \frac{2}{5} MR^2$$

$$M = \text{Masse des Kerns} \quad (2.31)$$

R = Radius des Kerns

Abb. 2.10 verdeutlicht den funktionellen Zusammenhang der Trägheitsmomente.

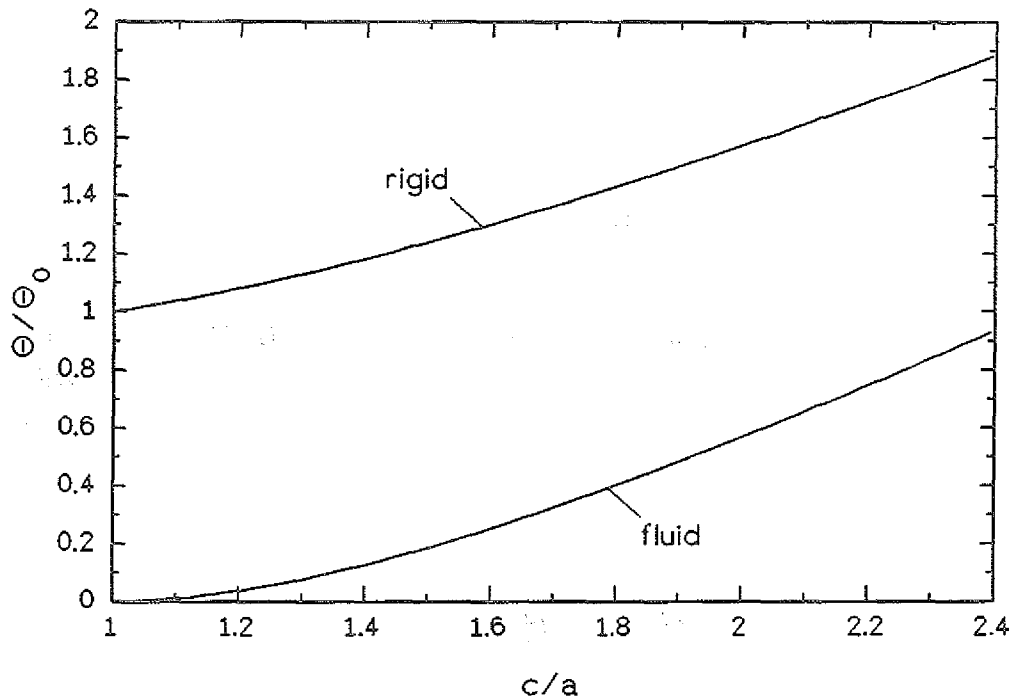


Abb. 2.10 Verlauf der Trägheitsmomente in Abhängigkeit vom Achsenverhältnis.

Die aus der klassischen Mechanik übliche Gleichung für rotierende Körper,

$$I = \Theta \omega \quad (2.32)$$

ist auf rotierende Kerne übertragen worden. Sie ermöglicht zwei unterschiedliche Definitionen für das Trägheitsmoment eines Kernes:

kinematisches Trägheitsmoment: $\Theta^{(1)} = \frac{I}{\omega} \quad (2.33)$

dynamisches Trägheitsmoment: $\Theta^{(2)} = \frac{dI}{d\omega} \quad (2.34)$

Glg. 2.33 in 2.34 eingesetzt liefert:

$$\Theta^{(2)} = \Theta^{(1)} + \omega \frac{d\Theta^{(1)}}{d\omega} \quad (2.35)$$

$\Theta^{(2)}$ ist also ein empfindlicher Indikator bezüglich Änderungen des kinematischen Trägheitsmoments mit der Rotationsfrequenz (z.B. Backbending-Effekt [LR78]). Ist $\Theta^{(1)}$ konstant wie z.B. im Grenzfall des starren Körpers so gilt:

$$\Theta^{(2)} = \Theta^{(1)} \quad (2.36)$$

Bei der Interpretation experimenteller Trägheitsmomente ist zu beachten, daß nach Glg. 2.23 die definierten Trägheitsmomente *Kollektiv-* als auch *Einteilchenkomponenten* enthalten, so daß die Deduktion der Kernform aus dem Trägheitsmoment nur als Abschätzung gelten kann. Eine detaillierte Bestimmung der Kernform ist nur durch die Messung des Quadrupolmoments möglich.

b.) Das Cranking-Modell

Das Rotationsmodell wird erfolgreich bei der Beschreibung von Rotationsbanden in Kernen eingesetzt, jedoch liefert es keine Erkenntnisse über Veränderungen der inneren Kernstruktur. Unter dem Einfluß der Rotation erwartet man eine stärkere Elongation des Kerns durch die Zentrifugalkraft und demzufolge eine Umgruppierung der Einteilchen-Energieniveaus (*Rumpf-Teilchen-Wechselwirkung*). Die grundlegende Idee des *Cranking-Modells* [Ing54,56] ist die Einführung eines geeigneten Koordinatensystems, welches mit der Geschwindigkeit ω um eine Achse rotiert. Drehachse und Winkelgeschwindigkeit werden so gewählt, daß sie dem körperfesten System des deformierten Kerns entsprechen. In diesem Fall können die Nukleonen als unabhängige Teilchen innerhalb eines Potentialtopfes betrachtet werden, der sich mit dem Koordinatensystem dreht. Die Trans-

formation ins rotierende Bezugssystem liefert den Hamiltonoperator (*Cranking-Hamiltonian*):

$$H_{\omega} = H_0 - \hbar\omega J_x \quad (2.37)$$

H_0 beschreibt die Energieniveaus im deformierten Kern z.B. nach dem Nilsson-Modell und der Term $-\omega J_x$ berücksichtigt den Einfluß der Zentrifugal- und Corioliskräfte auf die Nukleonen im Kern mit der x-Achse als Rotationsachse. Als qualitatives Resultat zeigt sich die Tendenz der Einteilchenzustände, ihren Drehimpuls entlang der Rotationsachse auszurichten und ihren Beitrag zum Kernträgheitsmoment zu vergrößern. Bei großen Rotationsfrequenzen können durch diesen Effekt Einteilchenniveaus mit großem Drehimpuls, aus höheren Schalen in die Nähe des Fermi-Niveaus gelangen (Abb. 2.11).

c.) Das Strutinski-Cranking-Verfahren

Eine Kombination von Tröpfchen-, Schalen- und Cranking-Modell spiegelt sich in dem Strutinski-Cranking-Verfahren wieder. Es ermöglicht die Potentialenergieflächen der Kerne, als Funktion der Deformation und der Rotationsfrequenz zu bestimmen. Die Energie ist gegeben durch:

$$E_{\text{tot}}(\omega, \beta, \gamma) = E_T(\omega, \beta, \gamma) + E_P(\omega, \beta, \gamma) + E_S(\omega, \beta, \gamma) - \tilde{E}_S(\omega, \beta, \gamma) \quad (2.38)$$

E_T ist die Energie des Tröpfchenmodells; der Term $E_S - \tilde{E}_S$ korrigiert die Schaleneffekte im Rahmen des Cranking-Modells und E_P berücksichtigt die Paarwechselwirkung. Bei der Berechnung zeigen sich für feste Rotationsfrequenzen ω Minima in der zweidimensionalen β - γ -Ebene, die Rückschlüsse auf die Gleichgewichtsdeformation des rotierenden Kerns zulassen.

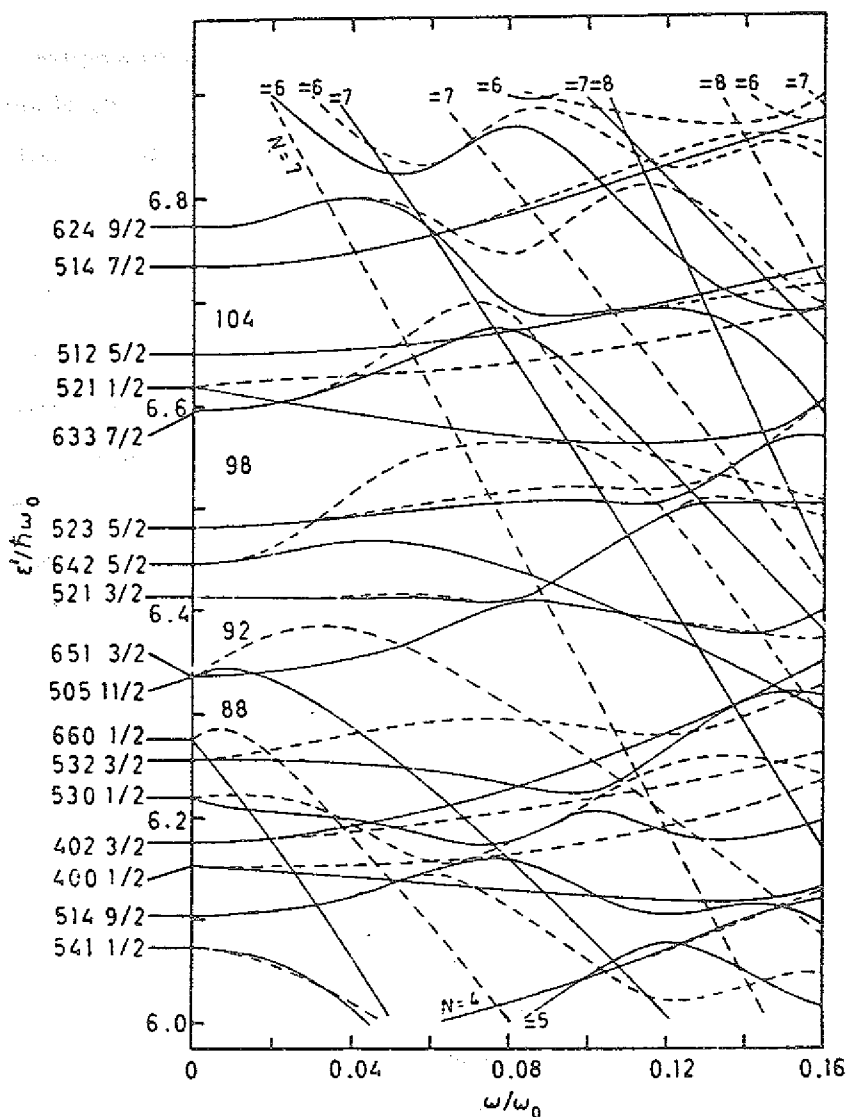


Abb. 2.11 Verlauf der Einteilchenenergien (Routhians) im rotierenden Nilsson-Potential für eine feste prolate Deformation als Funktion der Rotationsfrequenz ω [RS80].

c.) Quasiteilchen im rotierenden Potentialtopf

Das Rotationsmodell (Kap. 2.3.2a) und das Cranking-Modell (Kap. 2.3.2b) zeigen, daß der Coriolis-Term,

$$H_c = -\frac{\hbar^2}{8} \vec{\Gamma} \times \vec{J} \quad (2.39)$$

zu einer Kopplung von Rotations- und Teilchenbewegung führt. Die Wirkung dieses Operators zeigt sich in der Tendenz, die Spins der Nukleonen entlang der Rotationsachse auszurichten. Insbesondere können durch diesen Effekt Nukleonenpaare in hohen j -Schalen aufgebrochen werden (*Coriolis-Antipairing-Effect*). Nach Kapitel 2.1.4 wird der Grundzustand im gg -Kern durch die Funktion $|\Phi_0\rangle$ repräsentiert, die eine fluktuierende Superposition aller Paarzustände beschreibt und zu einer verschmierten Fermikante führt. Durch eine geeignete Transformation [RS80] läßt sich $|\Phi_0\rangle$ auch als ein Produkt unabhängiger Fermionen darstellen, so daß sich die Eigenschaften des Fermionensystems wie Energie, Spin usw. in einfacher Weise additiv berechnen lassen. Diese neuen Fermionen werden als *Bogoliubov-Quasiteilchen* bezeichnet. Beim Aufbruch eines Nukleonenpaares durch die Corioliskraft, wird eines der Nukleonen vom Zustand $|jm\rangle$ in den Zustand $|j'm'\rangle$ transferiert. Der Vernichtung des Nukleons im Zustand $|jm\rangle$ und der Erzeugung im Zustand $|j'm'\rangle$ entspricht im Bild der Quasiteilchen einer Anregung von 2 Quasiteilchen. Die Anregungsenergie der Quasiteilchen berechnet sich aus:

$$E_k = \sqrt{(\epsilon_k - \lambda)^2 - \Delta^2} \quad (2.40)$$

ϵ_k : Einteilchenenergie

λ : Ferminiveau

Δ : Unschärfe der Fermikante (Gap-Parameter)

Folglich ist für das Aufbrechen eines Paarzustandes, d.h. die Anregung zweier Quasiteilchen mindestens die Energie $E = 2\Delta$ notwendig.

Die näherungsweise Bestimmung der Quasiteilchenenergien in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz ω geschieht im Rahmen der HFBC-Theorie (*Hartree-Fock-Bogoliubov Cranking*) [RS80]. Anschaulich betrachtet entstehen die Verschiebungen der Energieniveaus im rotierenden deformierten Kern aus einem Wechselspiel zwischen Paarkraft auf der einen Seite und Coriolis- bzw. Zentrifugalkraft auf der anderen Seite. Die

Paarkraft versucht die Nukleonen weiterhin auf paarweise besetzten Orbitalen zu halten, wohingegen die Rotationskräfte versuchen die Drehimpulse entlang der Rotationsachse auszurichten. Die Energiezustände der Quasiteilchen lassen sich charakterisieren bezüglich der erhaltenen Symmetrien Parität und Signatur. Die *Parität* π beschreibt das Verhalten der Wellenfunktion unter einer Spiegelung am Ursprung; die *Signatur* r bezieht sich auf die Symmetrierelation bei einer 180° -Drehung um die Rotationsachse. Abb. 2.12 zeigt ein Beispiel für das Verhalten der Quasiteilchenenergien als Funktion der Rotationsfrequenz, wie es sich aus HFBC-Rechnungen ergibt.

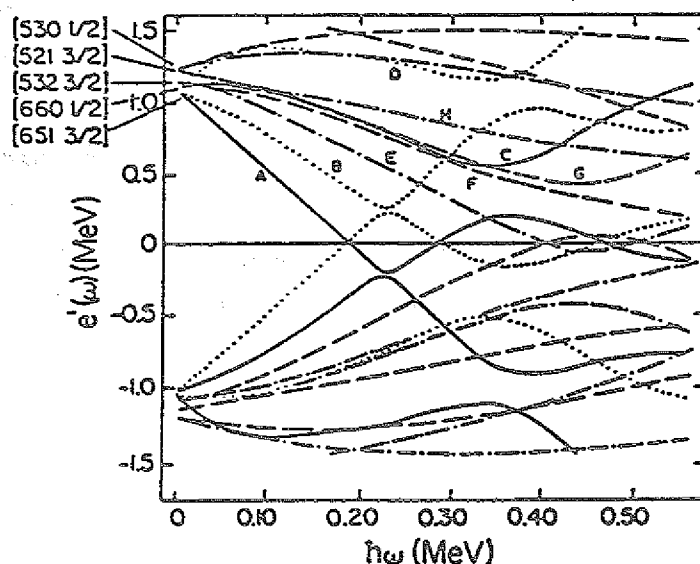


Abb. 2.12 Darstellungsbeispiel von Quasiteilchenen-Routhians [VDS83].

Bei $\omega=0$ sind alle Zustände bezüglich der Signatur entartet, wohingegen mit zunehmender Rotationsfrequenz eine Signaturaufspaltung der Quasiteilchenzustände zu beobachten ist (z.B. A,B). Aus den HFBC-Rechnungen ergeben sich symmetrisch zueinander liegende Eigenwerte positiver und negativer Energie. Jeder dieser Zustände kann nur von einem Quasiteilchen besetzt werden. Ist ein Energieniveau besetzt, so muß das symmetrisch konjugierte Niveau frei sein. Physikalisch relevant sind nur die Lösungen positiver Energie, so daß bei gg-Kernen der Quasiteilchenvakuumzustand

als die vollständige Besetzung aller negativen Niveaus angesehen werden kann. Anregungen des gg -Kerns entsprechen der Transferierung von 2,4,... Quasiteilchen aus den Zuständen negativer Energie in die Zustände positiver Energie. Die Anregungsenergie bezüglich des Vakuums entspricht dann der Energiesumme der besetzten positiven Zustände. Werden die Niveaus mit Quasiteilchen besetzt, so entspricht jede mögliche Konfiguration einer Rotationsbande. Die Grundzustandsbande (g -Bande) wird durch die Besetzung aller negativen Niveaus gebildet. Der erste angeregte Zustand entspricht einer Besetzung der Niveaus A,B und wird als Stockholm-Bande (s -Bande) bezeichnet. Der Drehimpulsbeitrag einer Konfiguration zum Gesamtdrehimpuls des Kerns läßt sich aus der Steigung der beteiligten Niveaus herleiten. Dieser entlang der Rotationsachse ausgerichtete Drehimpuls ist bei zunehmender Rotationsfrequenz charakteristischen Änderungen ausgesetzt. Bei bestimmten Rotationsfrequenzen zeigen sich Vorzeichenwechsel in den Steigungen (*Repulsion zweier Niveaus*), die auf das Kreuzen zweier Rotationsbanden hinweisen, was sich im beobachteten Spektrum als *Backbending* der Rotationsbande äußert [LR78]. Physikalisch lassen sich diese Wechselwirkungspunkte als das Aufbrechen eines Nukleonepaares deuten.

3. Experimente zur Untersuchung der Eigenschaften von ^{180}Os bei hohen Drehimpulsen

3.1. Experimentelle Grundlagen

- 3.1.1 Erste Hinweise auf die mögliche Existenz superdeformierter Zustände in ^{180}Os
- 3.1.2 Die Kernreaktion
- 3.1.3 Aufbau der Meßapparatur
- 3.1.4 Aufbau und Funktionsweise der Meßelektronik
- 3.1.5 Das Datenerfassungssystem MEMPHIS 2000
- 3.1.6 Grundlagen der Meßmethodik

3.2 Die Messung mit dem dünnen Target

- 3.2.1 Die Meßmethode mit dünnen Targets
- 3.2.2 Die Experimentdurchführung

3.3 Die Messung mit dem dicken Target

- 3.3.1 Die Meßmethode mit dicken Targets
- 3.3.2 Die Experimentdurchführung

3.4 Aufbereitung der Meßdaten

3.1. Experimentelle Grundlagen

3.1.1 Erste Hinweise auf die mögliche Existenz superdeformierter Zustände in ^{180}Os

Durch eine $^{150}\text{Nd}(^{34}\text{S},4n)^{180}\text{Os}$ Schwerionenreaktion sind bei einer Strahlenergie von 158 MeV Hochspinzustände in ^{180}Os untersucht worden. Die Analyse des Quasikontinuums [Rza87] zeigt *kollektive Rotationsstrukturen* in den Energiebereichen 660-870 keV und 975-1170 keV. Diese kollektiven Zustände lassen sich prolaten Kerngestalten zuordnen mit einem dynamischen Trägheitsmoment von $\Theta^{(2)} \approx 83 \hbar^2/\text{MeV}$ bzw. $\Theta^{(2)} \approx 111 \hbar^2/\text{MeV}$. Bei Annahme eines Rotationsellipsoids als Kerngestalt entspricht der erste Wert einem kleinen Achsenverhältnis von $c/a \approx 1.13$, wie es charakteristisch für einen normal deformierten Zustand ist; wogegen der zweite Wert mit $c/a \approx 1.74$ auf eine superdeformierte Gestalt hinweist.

3.1.2 Die Kernreaktion

Bei der Untersuchung von Hochspinzuständen ist man bestrebt mittels einer Kernreaktion möglichst viel Drehimpuls auf den Endkern zu übertragen. Diese Anforderung läßt sich heutzutage, unter ausreichenden Wirkungsquerschnitten nur mit der *Compoundkernreaktion* erfüllen. Die Bildung des Compoundkerns, hervorgerufen durch eine Fusionsreaktion schwerer Ionen, erfolgt nach einer Wechselwirkungszeit von ca. 10^{-21} s. Nach ca. 10^{-19} s setzt die Verdampfung von Neutronen ein, die zu einer Abkühlung des hochangeregten Kerns führt, bis die Anregungsenergie kleiner als die Neutronenbindungsenergie geworden ist. Jedes emittierte Neutron vermindert dabei die Anregungsenergie um ca. 8 MeV und den Drehimpuls um ca. $1\hbar$. Nach dem Abruch der Neutronenkaskade (10^{-15} s)

besitzt der Endkern noch einen hohen Drehimpuls und die weitere Abregung erfolgt durch γ -Übergänge und zwar zunächst durch schnelle hochenergetische Dipolübergänge (E1), bis in die Nähe der Yrast-Linie, gefolgt von kollektiven Quadrupolübergängen (E2), entlang der Yrast-Linie bis in den Grundzustand (Abb. 3.1). Die *Yrast-Linie* entspricht im (E,I)-Diagramm derjenigen Folge von Kernzuständen, die bei gegebenem Drehimpuls die niedrigste Anregungsenergie besitzen.

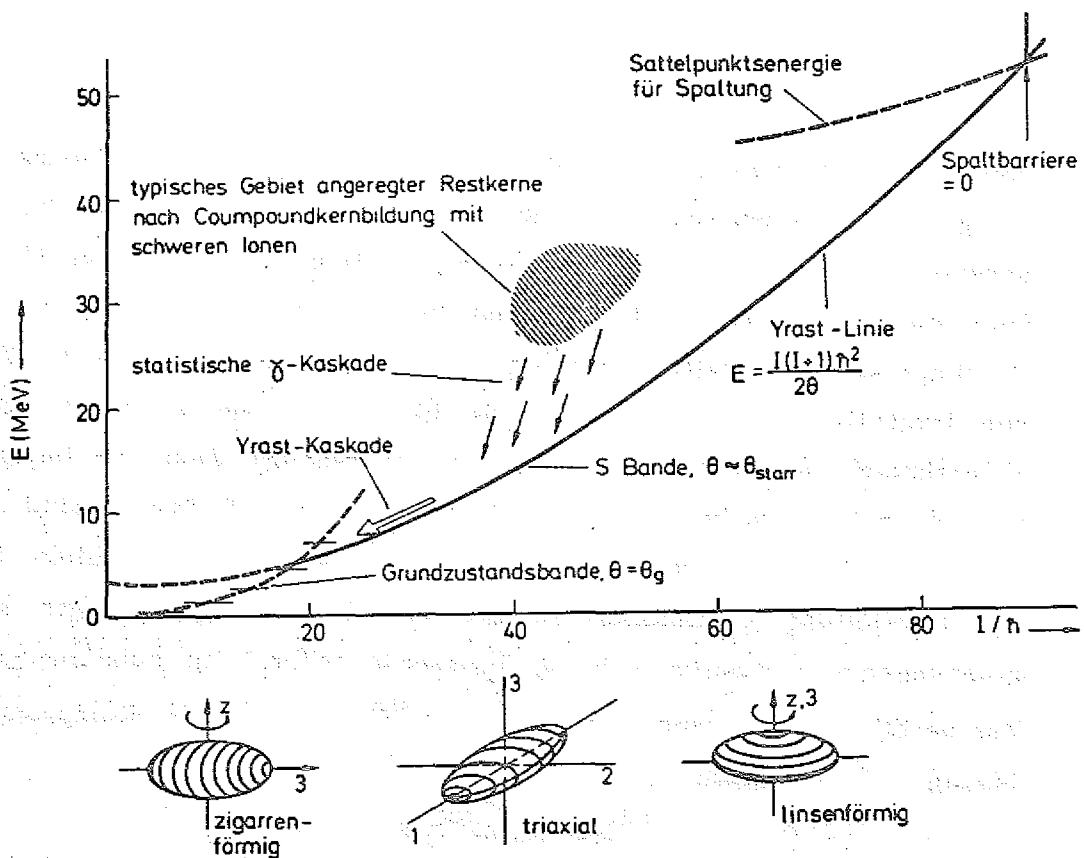


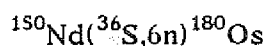
Abb. 3.1 Übergang eines angeregten Kerns in den Grundzustand [May79].

Der auf den Compoundkern übertragene maximale Drehimpuls läßt sich klassisch abschätzen mit:

$$l_{\max} \approx R_{\max} * p_{\max} = (R_1 + R_2) \sqrt{2\mu(E - E_{\text{coul}})} \quad (3.1)$$

R_{\max}	maximaler Stoßparameter der Compoundkernreaktion $\approx R_1 + R_2$
p_{\max}	Projektilimpuls im Schwerpunktsystem
R_1, R_2	Radien der beiden Kerne (Projektil u. Target)
μ	reduzierte Masse $(m_1 * m_2) / (m_1 + m_2)$
E	kinet. Energie des Projektils im Schwerpunktsystem
E_{coul}	Coulombenergie

Folglich erreicht man größere Drehimpulse bei möglichst hohen Einschußenergien und großen reduzierten Massen. Eine natürliche Grenze bildet dabei die mit zunehmender Anregungsenergie auftretende schnelle Teilchenemission, die viel Drehimpuls mitnimmt; bis schließlich bei noch größeren Drehimpulsen Kernspaltung auftritt. Dementsprechend sind die Massen von Projektil und Target, sowie die Einschußenergie so aufeinander abzustimmen, daß mit großem Wirkungsquerschnitt Zustände im gewünschten Endkern bevölkert werden. Weitere Einschränkungen sind die Existenz stabiler Isotope, technische Schwierigkeiten (z.B. Oxidation) bei der Herstellung bestimmter Targets und beschleunigerbedingte Begrenzungen bei der Beschleunigung gewisser Ionensorten auf hohe Energien. Zur Bevölkering der Hochspinzustände in ^{180}Os ist eine der Kompromißlösungen die Reaktion:



Das Projektil ist das schwerste, daß mit der Tandem-Zyklotron Kombination *VICKSI* des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin beschleunigt werden kann und mit dem ^{180}Os produziert werden kann. Das Targetmaterial läßt sich aufgrund seiner metallischen Eigenschaften gut bearbeiten.

Mit Hilfe des Julian-Pace-Programms [Gav80] lassen sich Compoundkernreaktionen simulieren, um die optimale Energie einer gewünschten Kernreaktion aufzufinden. Abb. 3.2 zeigt für die $^{150}\text{Nd}(^{36}\text{S},xn)$ -Reaktion den Wirkungsquerschnitt verschiedener Ausgangskanäle in Abhängigkeit von der Projektilenergie.

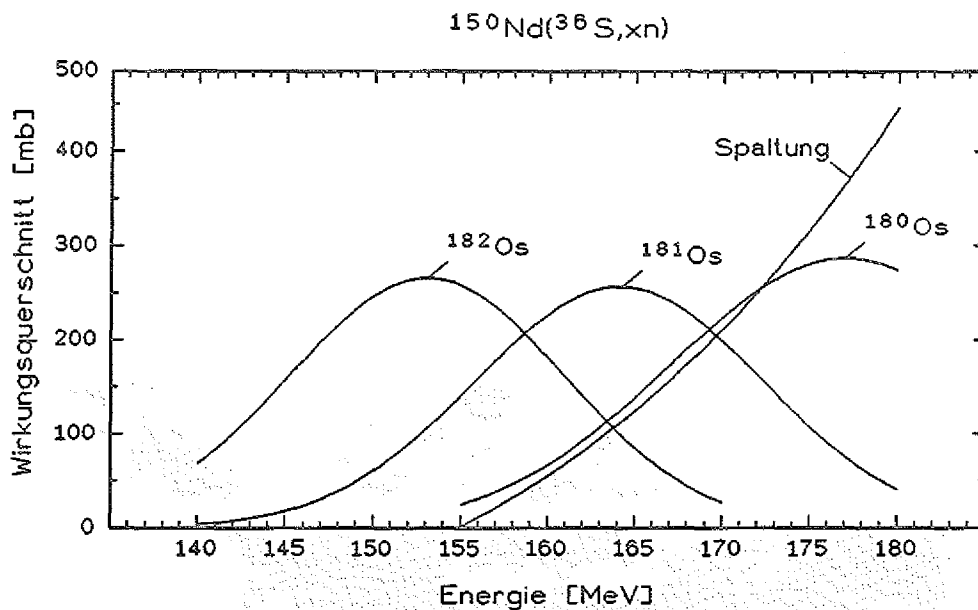


Abb. 3.2 Simulation der $^{150}\text{Nd}(^{36}\text{S},xn)$ -Reaktion.

Auffallend ist die schon starke Präsenz des Spaltungskanals oberhalb von ca. 170 MeV. Aus der Erfahrung mit anderen Kernreaktionen zeigt sich jedoch, daß die vom Julian-Pace-Programm berechneten Wirkungsquerschnitte für Spaltung im allgemeinen zu hoch liegen, so daß als optimaler Wert der Strahlenergie, für eine gezielte Selektion des $6n$ -Ausgangskanals $E_{\text{Lab}} = 177$ MeV gewählt werden kann. Der maximal übertragene Drehimpuls berechnet sich dann zu $62 \hbar$ und der größte Reaktionsquerschnitt des $6n$ -Kanals liegt bei einem Drehimpuls von $51 \hbar$.

3.1.3 Aufbau der Meßapparatur

Die Untersuchung der Hochspinzustände in ^{180}Os wurde am Hahn-Meitner-Institut in Berlin durchgeführt. Dort ermöglicht eine Kombination aus Tandembeschleuniger und nachgeschaltetem Zyklotron (*VICKSI*), eine Beschleunigung der ^{36}S -Projektile auf die gewünschte Strahlenergie von 177 MeV. Zur Spektroskopie der auftretenden γ -Emission wurde das *OSIRIS-Detektorsystem* (*Compton Suppression Array for High Resolution In Beam Spectroscopy*) benutzt.

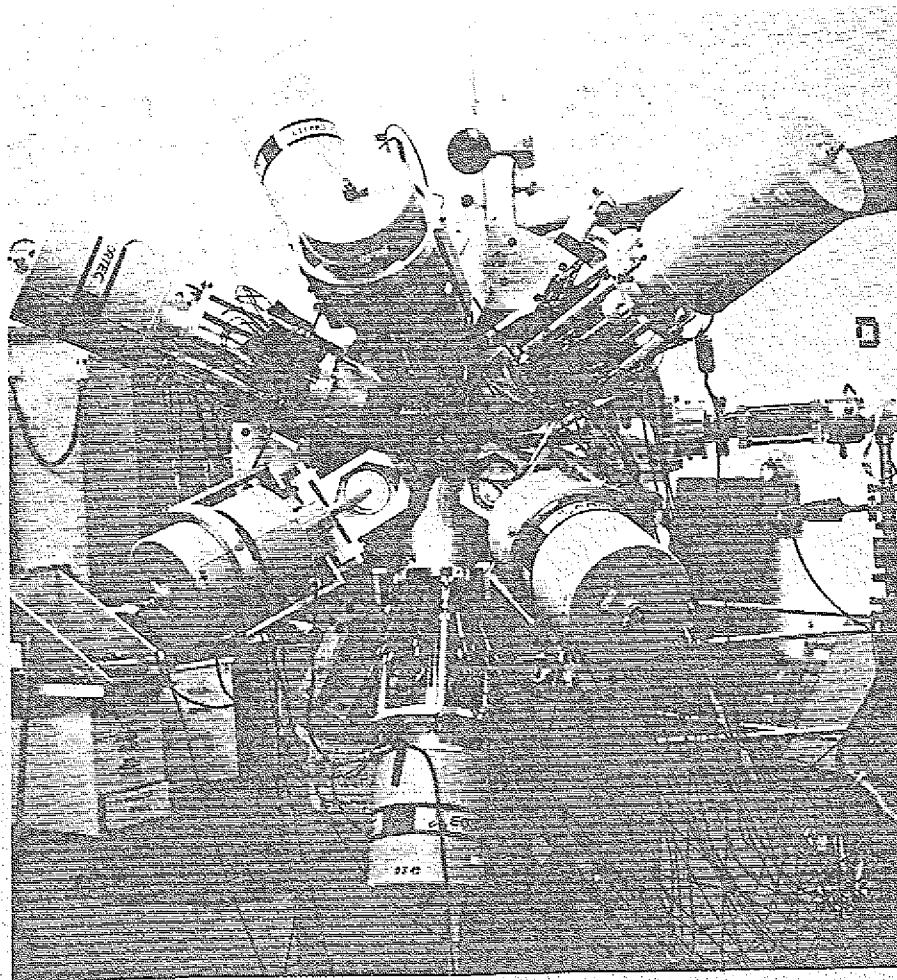


Abb. 3.3 Das OSIRIS-Spektrometer.

Das OSIRIS-Spektrometer besteht aus insgesamt 12 Anti-Compton Spektrometern, die sich je aus einem Germanium-Detektor und einem Wismuthgermanat(BGO)-Anti-Compton-Detektor zusammensetzen, die auf einem ringförmigen Rahmen montiert sind. Je 6 Spektrometer sitzen auf einer Seite des Ringes und bilden mit der Ringebene einen Winkel von 25°. Untereinander besitzen die Detektoren eine Winkeldifferenz von 60° und sind aus Gründen optimaler Raumausnutzung nochmals um 30° bezüglich der Detektoren der anderen Seite verschoben. Man erhält folglich eine Aufteilung in 7 effektive Winkelgruppen, wobei der Winkel α die sphärisch-trigonometrische Position in Bezug auf die Richtung der Strahlachse charakterisiert.

$$\cos\alpha = \cos\varphi * \cos\delta \quad (3.2)$$

Winkelgruppe N	Azimuthalwinkel φ [Grad]	Polarwinkel δ [Grad]	eff. Winkel α [Grad]	Anzahl der Detektoren
1	0	+25	25.0	1
2	± 30	-25	38.3	2
3	± 60	+25	63.1	2
4	± 90	-25	90.0	2
5	±120	+25	116.9	2
6	±150	-25	141.7	2
7	180	+25	155.0	1

Abb. 3.4 Winkelgruppen des OSIRIS-Spektrometers.

Vom Ringmittelpunkt, der Targetposition, haben die Detektoren einen Abstand von 170mm. Dieser Wert folgt aus dem Vorsatz, einen möglichst großen Raumwinkel zur Erreichung einer hohen Zählrate abzudecken, wobei

gleichzeitig eine geringe Nachweiswahrscheinlichkeit für Doppelereignisse im Detektor bestehen soll. Weiterhin ist zu beachten, daß die Dopplerverbreiterung der γ -Linien proportional zum Öffnungswinkel des Detektors zunimmt und die Auflösung wesentlich verschlechtern kann. Die *n*-Typ Ge-Detektoren gewährleisten bei 1 MeV eine hohe Energieauflösung von ca. 0.2%, haben aber nur eine geringe Photoansprehwahrscheinlichkeit von ca. 20%, da ein Großteil der γ -Quanten durch Compton-Effekt aus dem Kristall herausgestreut werden (Abb. 3.5).

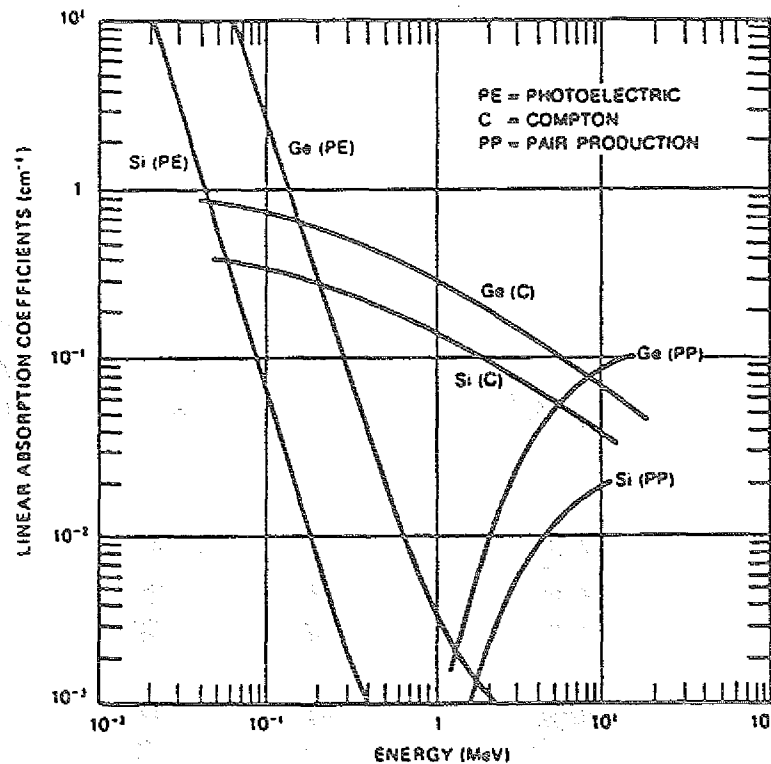


Abb. 3.5 Linearer Absorptionskoeffizient für Germanium und Silizium in Abhängigkeit von der γ -Energie [ORT86].

Das Verhältnis des linearen Absorptionskoeffizienten von Photoeffekt zu Compton-Effekt beträgt bei 1 MeV ca. 1%. Die gemessenen 20% rühren von Mehrfach-Compton-Streuung, gefolgt von Photoabsorption her.

Diese Compton-Ereignisse erhöhen den Untergrund des aufgenommenen γ -Spektrums und verhindern so den Nachweis schwacher γ -Übergänge. Abhilfe schafft hier die Ummantelung des Ge-Kristalls mit einem Szintillator als sogenannter *Anti-Compton-Detektor*. Werden gestreute γ -Quanten im Szintillator nachgewiesen, so können die zugehörigen Ereignisse im Ge-Detektor mit einer Anti-Koinzidenz-Logik elektronisch unterdrückt werden. Als Szintillatormaterial wird Wismuthgermaniat (BGO) verwendet, daß wegen der höheren Ansprechwahrscheinlichkeit gegenüber Natriumjodid (NaJ) ein kompakteres Design der *Anti-Compton-Spektrometer* (ACS) zuläßt. In der OSIRIS-Apparatur sind zwei unterschiedliche Typen von ACS'n im Einsatz (Abb. 3.6).

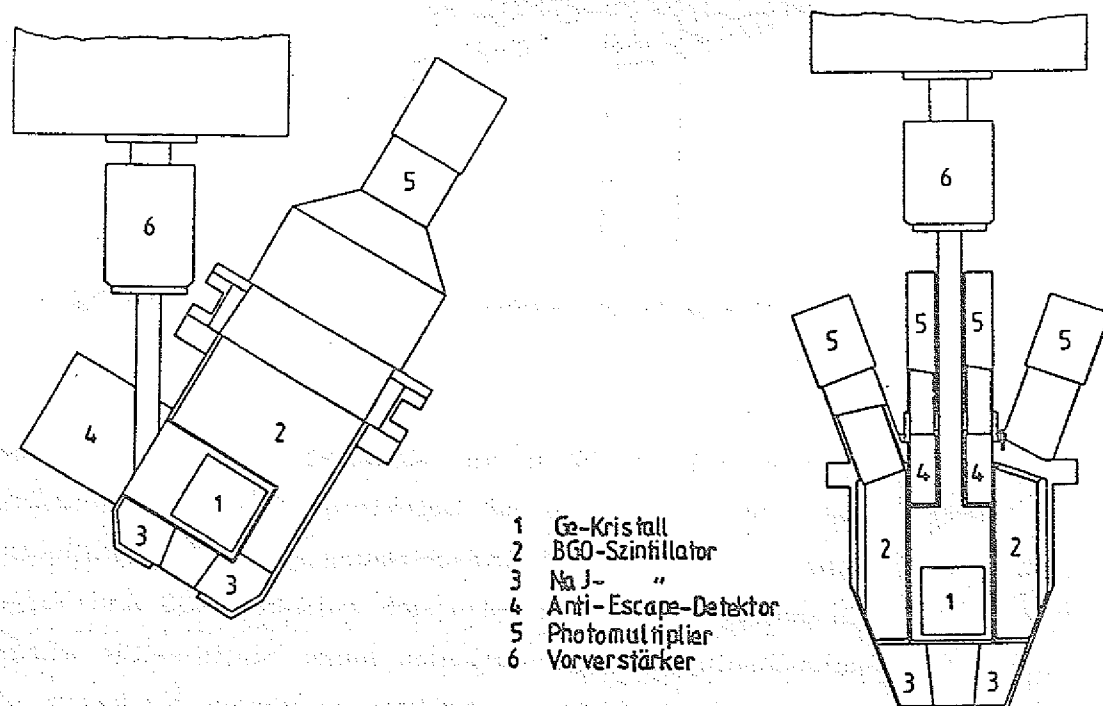


Abb. 3.6 *Anti-Compton-Spektrometer der OSIRIS-Apparatur.*

Das *symmetrische ACS* steht parallel zur γ -Strahlachse und weist dem zufolge eine koaxiale Anordnung von Ge und BGO-Detektoren auf. Es besitzt eine optimale Unterdrückung von Comptonereignissen, die mit einer Streuung um einen Winkel von 90° verbunden sind. Bei dem *asymmetrischen ACS* wird der Ge-Kristall seitlich unter 90° zur γ -Strahlachse in einen quaderförmigen Szintillator eingebaut. Dies führt zu einer höheren Nachweiswahrscheinlichkeit für die häufiger auftretende Vorwärtsstreuung (Abb. 3.7) der γ -Quanten.

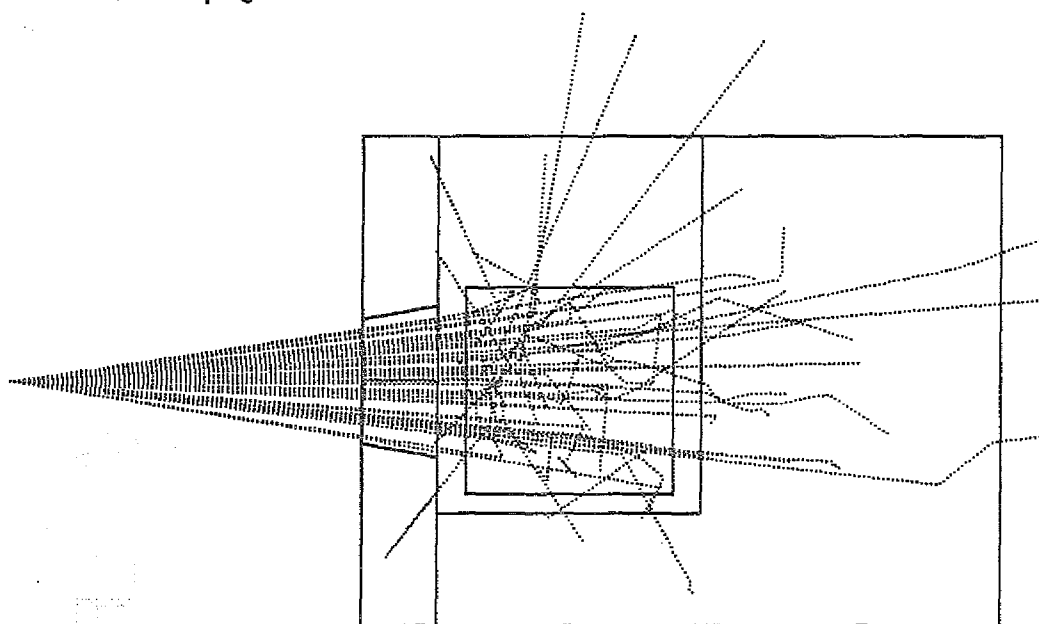


Abb. 3.7 *GEANT-Simulation der γ -Streuung im asymmetrischen Detektor [Kut90].*

Kritische Stellen am symmetrischen und asymmetrischen ACS, wie der Kühlfingeransatz und die Frontseite der Detektoren werden durch zusätzliche Szintillatoren abgeschirmt. Zur Abschirmung der direkt einfallenden γ -Strahlung in den Szintillator, befinden sich zwischen ACS und Target noch Wolframkollimatoren. Bei γ -Kaskaden hoher Multiplizität würden sonst durch den im Anti-Compton-Detektor geführten Nachweis von γ -Strahlung, die vom Target herrührt, erwünschte Photoereignisse im Ge-Detektor unterdrückt werden. Mit dem OSIRIS-ACS'n lassen sich Compton-Ereignisse um ca. einen Faktor 6 unterdrücken, so daß im

resultierenden Spektrum ca. 60% aller Ereignisse in der Photolinie enthalten sind.

Zusätzlich zu den 12 ACS'n besitzt das OSIRIS-Spektrometer ein γ -Kalorimeter bestehend aus 50 BGO-Detektoren [Heb88]. Es befindet sich zwischen Target und den ACS'n und deckt in einer nahezu sphärischen Geometrie ca. 90% des 4π Raumwinkels ab. Das γ -Kalorimeter ermöglicht eine große Anzahl der γ -Quanten zu messen die in der Compoundkernreaktion, abgegeben werden und gestattet so die Summenenergie und die γ -Multiplizität des Ereignisses zu bestimmen. Die γ -Multiplizität und Summenenergie sind korreliert mit dem Eingangszustand des in der Compoundkernreaktion erzeugten Endkerns. Durch das Setzen eines Fensters in der Summenenergie-Multiplizitäts-Ebene können so verschiedene Reaktionskanäle differenziert werden.

Für die ^{180}Os -Experimente wurde die OSIRIS-Apparatur mit 12 ACS'n und 48 Filterelementen betrieben. Zwei Filterelemente mußten wegen der Strahlführung entfernt werden.

3.1.4 Aufbau und Funktionsweise der Meßelektronik

Um das OSIRIS-Spektrometer mit seinen 12 ACS'n und den 48 Elementen des γ -Kalorimeters betreiben zu können, ist eine umfangreiche Meß- und Steuerelektronik notwendig.

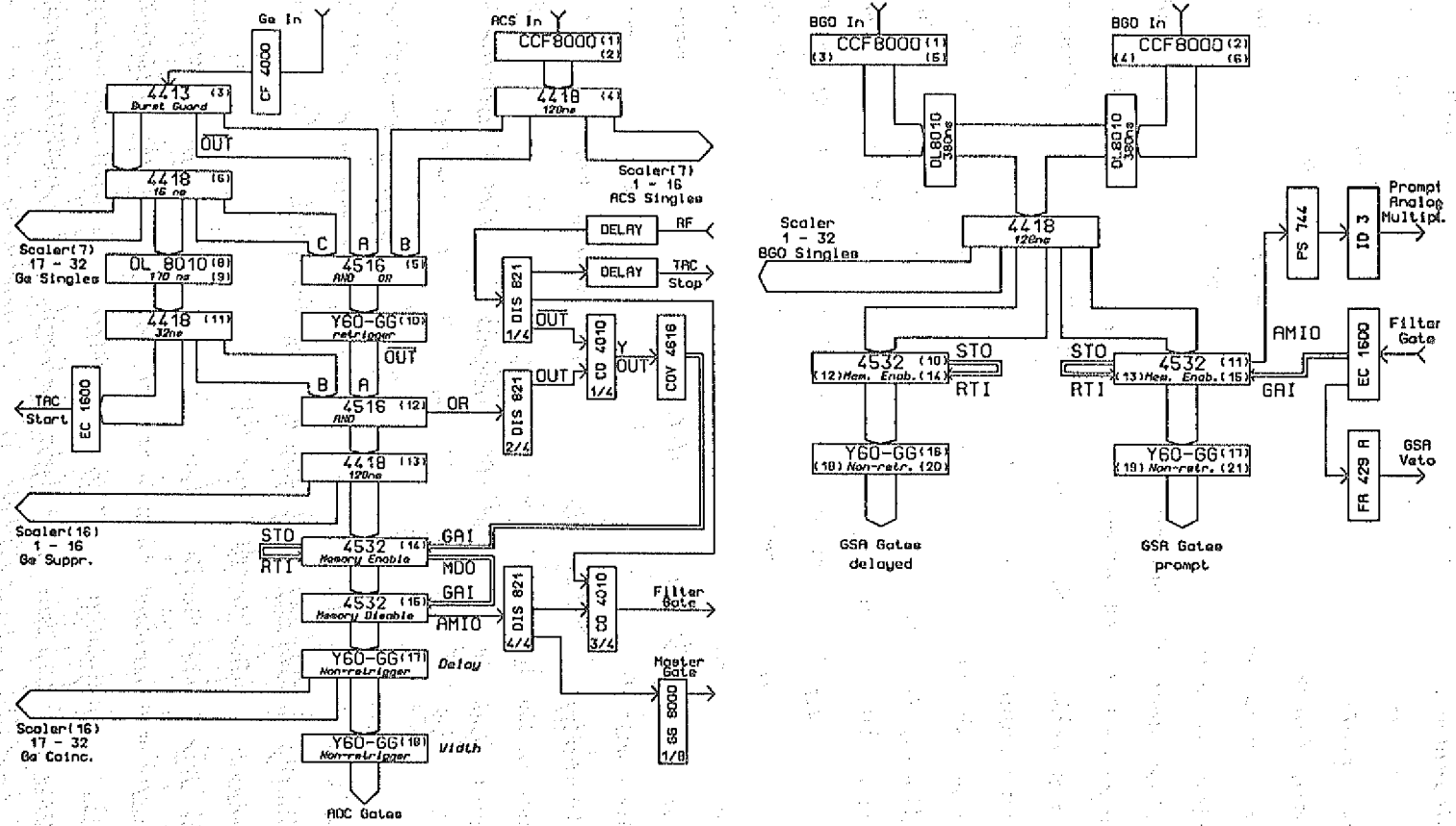
Zu den Hauptaufgaben der Elektronik zählt die

- *Hochspannungsversorgung aller Detektoren*
- *Verstärkung und Pulsformung der Energiesignale*
- *Analyse der Zeitbeziehungen (Koinzidenzen)*
- *Compton-Unterdrückung*
- *Feststellung der Multiplizität und Summenenergie*

Entsprechend aufbereitet, werden die analogen Meßdaten Energie, Zeit, Summenenergie und Multiplizität den Analog-Digital-Konvertern (ADC's) des Datenaufnahmesystems MEMPHIS 2000 zugeführt. MEMPHIS 2000 ist gekoppelt mit einer μ VAX und dient der Selektion der korrekten Ereignisse, sowie deren Abspeicherung in definierter Struktur auf einem VIDEO8-Magnetband, zur späteren Offline-Analyse.

Um den Ansprüchen der verschiedenen Experimente zu genügen, wurde für das OSIRIS-Spektrometer eine modulare und flexible Elektronik konzipiert [GG89]. Die Meßelektronik gliedert sich in einen analogen und einen digitalen Zweig. Der analoge Teil umfaßt die Verstärkung und Impulsformung der Energiesignale aus den 12 ACS'n sowie die Verstärkung der summierten Energien der angesprochenen Filtersegmente. Im digitalen Zweig, der Triggerlogik, geschieht die zeitliche und logische Verknüpfung der Signale, u.a. zur Realisierung der Compton-Unterdrückung und die Festlegung der Koinzidenzbedingungen. Abb. 3.5 zeigt das Blockschaltbild der Triggerlogik, wie sie in den ^{180}Os -Experimenten eingesetzt wurde.

Abb. 3.8 Triggerlogik des OSIRIS-Spektrometers.



Im Gegensatz zur analogen Elektronik, die mit den üblichen NIM-Modulen (*Nuclear Instruments and Methods*) aufgebaut wurde, sind in der Triggerlogik größtenteils ECL-Module (*Emitter-Coupled-Logic*) eingesetzt worden. Durch die hohe Integrationsdichte dieser Module, z.B. 16 Diskriminatoren auf einer Karte, ist es möglich den Aufbau der Meßelektronik in einer kompakten und übersichtlichen Weise zu gestalten. Dies führt zu einer deutlich reduzierten äußeren Verkabelung und damit zu einer geringeren Störanfälligkeit. Zudem lassen sich die wesentlichen Parameter, wie z.B. Schwellen, Spannungen und Verzögerungen über einen angeschlossenen Computer einstellen und die Einstellparameter auf einem Massenspeicher ablegen, wo sie zur erneuten Reproduktion der Einstellung zur Verfügung stehen. Im Experiment befinden sich die ECL-Module in einem CAMAC-Überrahmen (*Computer Application to Measurement and Control*), der über ein Interface mit einem ATARI-Computer gekoppelt ist. Das CAMAC-System ist speziell für eine Kopplung von Meßapparatur und Computer konzipiert worden und ermöglicht auf der Grundlage einer hierarchischen Kommandostruktur einzelne Module bzw. deren Untereinheiten gezielt anzusprechen [Sch88]. Auf diese Weise lassen sich die notwendigen Einstellungen in den Modulen bequem über Computer steuern. Die Einstellung wird auf dem ATARI-Computer durch ein menüorientiertes Programm [Mey89] unterstützt, welches auch die Abspeicherung und ein erneutes Laden der Einstellparameter erlaubt.

Für die ^{180}Os -Experimente wurde die Triggerlogik (Abb. 3.8) so eingestellt, daß Compton-unterdrückte Zweifach- $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen und Koinzidenzen höheren Grades aufgenommen werden. Die Triggerlogik gliedert sich in die beiden Bereiche für ACS und Filter.

Die Signale der Ge-Detektoren und der Anti-Compton-Detektoren werden zunächst über Diskriminatoren in logische Signale umgewandelt. Durch Verzögerungsmodule werden die Signale zeitlich so aufeinander abgeglichen, daß in den nachfolgenden Logikmodulen (4516) Compton-Streuung und Signalsummierung (Pile-Up) in jedem ACS unterdrückt werden. Vom

Ausgang des Logikmoduls 4516(12) gelangen die korrelierten Compton-
unterdrückten Ereignisse in das Multiplizitätsmodul (4532), wo über den
GAI-Eingang (*Gated Input*) ein 92ns-Koinzidenzfensters anliegt. Die Größe
des Koinzidenzfensters entspricht der Periodendauer der Zyklotronfrequenz
und wird durch eine Überlappkoinzidenz aus Zyklotronfrequenz und
Detektorsignal (OR) generiert. Die Multiplizität des Ereignisses in den
ACS'n ist gleich der Anzahl der Anstiegsflanken innerhalb des Koinzidenz-
fensters und wird in einem Register gespeichert. Der MDO-Ausgang
(*Majority Discriminated Output*) ist intern mit einem Schwellenkomparator
an das Register gekoppelt und wird über ein Potentiometer so eingestellt,
daß nur Ereignisse mit einer Multiplizität ≥ 2 einen Ausgangsimpuls
erzeugen. Wird ein Ereignis akzeptiert so triggert dieser Impuls das
zweite Multiplizitätsmodul, welches als Datenpuffer wirkt. In diesem Fall
werden die individuellen Triggersignale, für die ADC's im Datenerfassungs-
system, durchgeschaltet. Gleichzeitig wird aus dem AMIO-Ausgang
(*Analog Majority Input Output*) das Signal für die Aktivierung der
Filterelektronik (Filter Gate) und die Triggerung der Datenerfassung
(Master Gate) gewonnen. Die Triggerlogik des Filters erzeugt über Dis-
kriminatoren und Verzögerungen die individuellen Triggersignale für die
Summenverstärker unter der Bedingung eines akzeptierten Ereignisses in
den ACS'n. Während des Experiments besteht die Möglichkeit über
angeschlossene Zähler die Einzel-, Compton-Unterdrückungs- und Koin-
zidenzraten zu messen (Scaler 7,16) um so die Arbeitsweise der Meßelek-
tronik zu kontrollieren.

3.1.5 Das Datenerfassungssystem MEMPHIS 2000

MEMPHIS 2000 ist ein schnelles *Vielkanalanalysatorsystem* zur Datenerfassung und Datenreduktion und erlaubt eine hohe Datenrate zu verarbeiten.

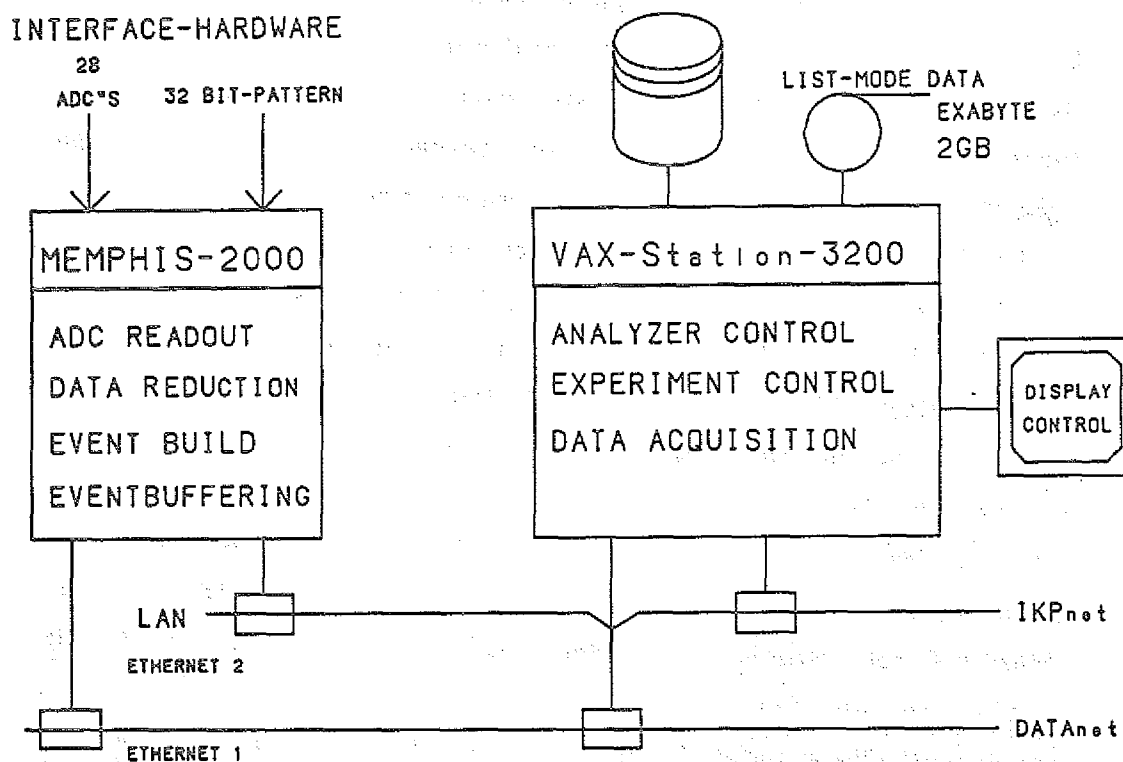


Abb. 3.9 Konfiguration von MEMPHIS 2000.

Es stehen 28 Eingänge für hochauflösende 8K-ADC's zur Verfügung und in Zukunft wird zusätzlich der Gebrauch eines 32 Bit umfassenden Bitpatternmoduls möglich sein [Wat89]. Durch den Einsatz von zwei Bit-Slice Prozessoren kann die Datenerfassung variabel gehalten werden und erlaubt so eine experimentspezifische Anpassung. Die Bit-Slice Prozessoren selektieren die sinnvollen Daten und übertragen sie zum Auswerterechner, einer μ VAX-3200. Hierdurch wird der Auswerterechner wesentlich entlastet, so daß eine maximale Datenrate von 6000 Ereignissen pro Sekunde verarbeitet werden kann.

Die wichtigsten Aufgaben der μ VAX sind,

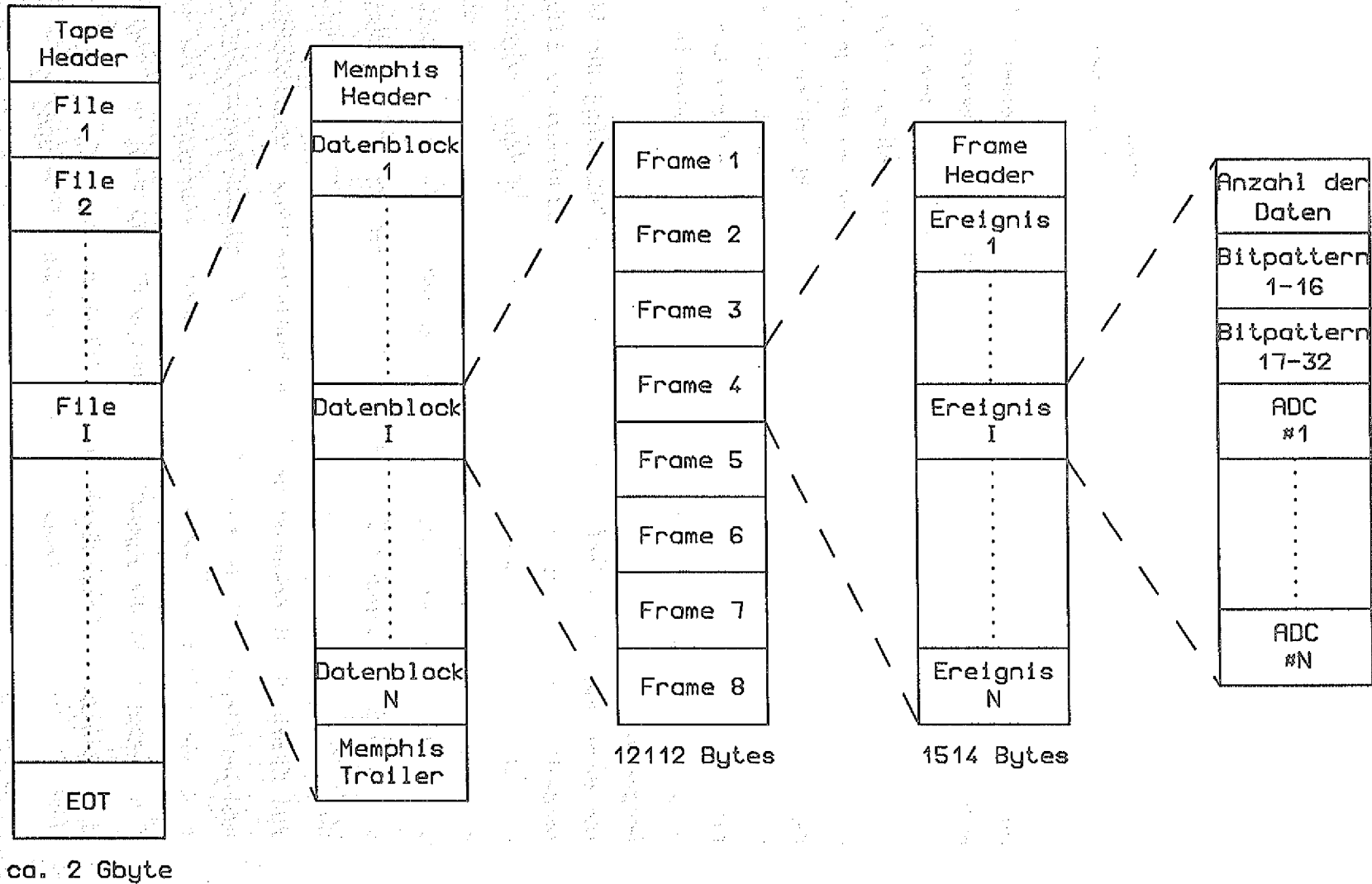
- *die Initialisierung von MEMPHIS*
- *die Kontrolle der Datenerfassung*
- *das Sortieren und die Darstellung von Online-Spektren*
- *das Abspeichern der List-Mode-Daten auf VIDEO8-Magnetbändern*

Die Kommunikation mit MEMPHIS erfolgt über zwei Ethernet-Kabel, wobei ein Kabel nur für die Übermittlung der Meßdaten eingesetzt wird und das zweite Kabel die Steuerkommandos zwischen Rechner und Datenerfassungseinheit überträgt. Der Einsatz der Ethernetverbindung ermöglicht auch den problemlosen Anschluß weiterer Computer, so daß je nach Experimentort auf die institutsinterne Software zurückgegriffen werden kann. Bei den ^{180}Os -Experimenten wurde das System direkt mit dem Ethernet des Hahn-Meitner-Instituts verbunden. Auf diese Weise konnten die aufgezeichneten Spektren, während der Messung, mit speziellen Grafikprogrammen des HMI eingehend untersucht werden.

Die Benutzung von VIDEO8-Magnetbändern zur Aufzeichnung der List-Mode-Daten erlaubt eine hohe Speicherdichte. Pro Band können ca. 2 Gbyte aufgezeichnet werden, was einer Datenmenge von ca. 100 Mio. Ereignissen entspricht. Auf dem Magnetband stehen die List-Mode-Daten in einer hierarchischen Struktur, siehe Abb. 3.10. Ausgehend von der Filestruktur auf Magnetband gliedert sich jeder File in mehrere Datenblöcke, welche durch die Informationsblöcke *Header* und *Trailer* umschlossen werden. In den Informationsblöcken stehen im wesentlichen Daten über MEMPHIS und den File, wie z.B. Name und Datum. Jeder Datenblock besitzt eine feste Länge von 12112 Bytes und enthält 8 Untereinheiten, sogenannte *Frames*. In den Frames steht die eigentliche Auflistung der akzeptierten Ereignisse, deren Anzahl im Frame Header abgespeichert ist. Enthält ein Frame keine Daten, so sind die nachfolgenden Frames desselben Datenblocks leer.

MEMPHIS 2000 - Datenstruktur

Abb. 3.10 Datenstruktur von MEMPHIS 2000.



Die Ereignisse werden in einer Struktur variabler Länge abgespeichert, wobei das erste Wort Auskunft über die Anzahl der Datenworte gibt, d.h. Anzahl der Daten minus 2 ist gleich der Anzahl der beteiligten ADC's. Durch die Dekodierung des ADC-Bitpatterns lassen sich die einzelnen ADC-Inhalte der jeweiligen ADC-Nummer zuordnen, um so das aufgezeichnete Ereignis zu rekonstruieren und es den angesprochenen ACS'n zuzuordnen. Für die ^{180}Os -Experimente wurde folgende ADC-Aufteilung benutzt:

Modul	Position	Funktion
ADC	1 - 12	Energien der ACS 1-12
ADC	13	Summenenergie (Filter)
ADC	14	Multiplizität (Filter)
BSIN	15,16	ADC Bitslice-Input
ADC	17 - 29	Zeiten der ACS 1-12

Abb. 3.11 Aufteilung der ADC-Gruppen.

3.1.6 Grundlagen der Meßmethodik

Bei der Spektroskopie von γ -Übergängen nach Schwerionenreaktionen müssen Dopplereffekte berücksichtigt werden, da aufgrund der Reaktionskinematik der Compoundkern einen gewissen Rückstoßimpuls aufnehmen muß. In der benutzten Reaktion, ^{36}S auf ^{150}Nd und einer Strahlenergie von 177 MeV, besitzt der Compoundkern ^{186}Os nach Gl. 3.3 eine *Geschwindigkeit* von $v=0.02c$.

$$v = \sqrt{\frac{2mE}{M}} \quad \begin{array}{l} m = \text{Projektilmasse} \\ M = \text{Masse des Compoundkerns} \\ E = \text{Strahlenergie} \end{array} \quad (3.3)$$

Wegen der relativ geringen Dichte von Nd ($\rho=7 \text{ g/cm}^3$) dauert es bei dieser Anfangsgeschwindigkeit ca. 6ps bis die Compoundkerne im Targetmaterial gestoppt sind. Dem entspricht eine Targetdicke von ca. 5 mg/cm^2 . Beobachtet man nun Zustände mit einer kürzeren effektiven Lebensdauer als der Abbremszeit, so tritt eine Dopplerverschiebung in der emittierten γ -Linie auf. In nicht-relativistischer Näherung läßt sich folgende Energieverschiebung berechnen:

$$\Delta E = E_0 * \frac{v}{c} \cos\alpha \quad \alpha = \text{Detektorwinkel bzgl. Strahlachse} \quad (3.4)$$

Für die oben berechnete Geschwindigkeit der Rückstoßkerne beträgt die maximale Energieverschiebung für einen in Flugrichtung stehenden Detektor 20 keV unter Annahme einer 1 MeV γ -Linie. Variiert die Rückstoßgeschwindigkeit, so zeigt sich eine Verbreiterung der γ -Linie, welche über die momentane Geschwindigkeit des Kernes mit der Lebensdauer des entsprechenden Energieniveaus korreliert ist.

3.2 Die Messung mit dem dünnen Target

3.2.1 Die Meßmethode mit dünnen Targets

Um Zustände unabhängig von ihrer Lebensdauer mit hoher Auflösung spektroskopieren zu können, verwendet man dünne Targets von ca. 0.5 mg/cm^2 . Die Compoundkerne zerfallen dann im wesentlichen nach Verlassen des Targets im Flug und alle emittierten γ -Linien zeigen die *volle Dopplerverschiebung*. Durch das Rekalibrieren läßt sich diese Verschiebung während des Sortierens in einfacher Weise korrigieren. Auf diese Weise läßt sich jedoch nicht die Dopplerverbreiterung vermeiden, die durch den endlichen Öffnungswinkel des Detektors und den Raumwinkel, in den die Rückstoßkerne fliegen bedingt ist.

3.2.2 Die Experimentdurchführung

Mit dem beschriebenen Aufbau (3.1.3-3.1.5) wurde ein 5-tägiges Experiment durchgeführt. Dabei wurde ein gepulster ^{36}S -Strahl mit einer Periode von 92ns und einer Energie von 177 MeV auf ein ^{150}Nd Target fokussiert. Die Dicke des verwendeten Targets betrug $480 \mu\text{g/cm}^2$. Hieraus berechnet sich für den Compoundkern eine mittlere Verweilzeit innerhalb des Targets von 57fs. Während dieser Zeit werden die Rückstoßkerne um ca. 5% abgebremst. Dieser Wert entspricht einer Geschwindigkeitsänderung von $\Delta v = 0.001c$ und führt zu einer Dopplerverschiebung in Vorwärtsrichtung von 1 keV bei einer 1 MeV γ -Linie. Der kleinste Winkel der Detektoren zur Strahlachse beträgt im OSIRIS-Spektrometer 25° (Abb. 3.4), so daß eine Linienverbreiterung von ca. 0.9 keV bei 1 MeV zu erwarten ist. Der wesentlichste Beitrag zur Linienverbreiterung ist jedoch durch den Öffnungs-

winkel der Detektoren gegeben:

$$\Delta E = 2E_0 \frac{v}{c} \sin\delta \sin\alpha \quad \begin{array}{l} \delta = \text{halber Öffnungswinkel} \\ \alpha = \text{Winkel bzgl. Strahlachse} \end{array} \quad (3.5)$$

Je nach Detektorwinkel ergibt sich daraus eine Doppler-Verbreiterung zwischen 1.8 keV und 4.2 keV für eine 1 MeV γ -Linie.

Während der Messung wurden 279.8 Mio. Ereignisse auf VIDEO8-Band aufgezeichnet. Diese Gesamtzahl läßt sich aufteilen in:

255.3 Mio.	2-fach Koinzidenzen $\approx 91\%$
22.1 Mio.	3-fach Koinzidenzen $\approx 8\%$
2.2 Mio.	4-fach Koinzidenzen $\approx 1\%$

Nach Entfaltung der 3 und 4-fach Koinzidenzen in Kombinationen von 2-fach Koinzidenzen erhält man eine *Gesamtzählrate von 334.8 Mio. 2-fach Koinzidenzen.*

3.3 Die Messung mit dem dicken Target

3.3.1 Die Meßmethode mit dicken Targets

Im Gegensatz zum Experiment mit dem dünnen Target, wo man bestrebt ist die Dopplereffekte zu minimalisieren, wird im Experiment mit einem dicken Target versucht die unterschiedlichen Dopplereffekte zur Lebensdauerbestimmung heranzuziehen. Wird das γ -Quant im Flug emittiert, so ist zum Zeitpunkt der Emission dem Rückstoßkern aufgrund des Abbremsverhaltens im Targetmaterial eine bestimmte Geschwindigkeit zugeordnet. Die Abbremsung der Kerne erfolgt einerseits durch Rutherford-Streuung an den Kernen (nuclear stopping) des Targetmaterials und andererseits durch inelastische Stöße mit den zugehörigen Hüllenelektronen (electronic stopping). Der erste Prozeß tritt in nennenswertem Maße bei Geschwindigkeiten von $\beta = v/c < 1\%$ auf und kann aufgrund der annähernd gleichen Massen zu beträchtlichen Richtungsänderungen führen. Die inelastischen Streuung an den Hüllenelektronen ist der überwiegende Abbremseneffekt und erfolgt, wegen der geringen Elektronenmasse, ohne deutliche Richtungsänderung. Theoretisch läßt sich für den Energieverlust folgende Proportionalität im Abbremsverhalten ableiten:

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{z^2}{E} * \rho \frac{Z}{A} \quad (3.6)$$

z, Z: Kernladungszahl von Projektil
und Target

A: Massenzahl des Targets
 ρ : Dichte des Targetmaterials

E: kinetische Energie des Projektils

Wegen der geringen Schwankung in Z/A ist der Energieverlust $-dE/d(\rho x)$ pro Wegeinheit ρx für alle Stoffe bei gegebenem z und E annähernd konstant. Diese Werte sind für eine Fülle von Projektil/Target-Kombinationen tabelliert [NS70,ZC74]. Davon ausgehend kann die Geschwindigkeitsverteilung $v(t)$ des Projektils im Targetmaterial mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationsrechnungen bestimmt werden. Durch Kenntnis dieser Geschwindigkeitsverteilung läßt sich, die gemessene, durch Dopplereffekte hervorgerufene Energieverschiebung einer γ -Linie mit der Lebensdauer der Anfangszustände korrelieren. Das genaue Linienprofil der γ -Linie ist dabei von der Aktivitätskurve des entsprechenden Zustands abhängig.

3.3.2 Die Experimentdurchführung

Ein 6-tägiges Experiment wurde durchgeführt, wobei die gleiche Spektrometeranordnung und Kernreaktion wie bei dem Experiment mit dem dünnen Target benutzt wurde. Das Target bestand aus 1 mg/cm^2 ^{150}Nd mit einer aufgedampften 7 mg/cm^2 dicken Schicht ^{197}Au dahinter, die als Stopper (Backing) diente. Ein solches Target wurde gewählt, um

1. Die Degradierung des Strahls im Target zu minimalisieren und
2. Die Rückstoßkerne im Au-Stopper schnell abzubremsen

Die Dicke der Goldschicht war so bemessen, daß die ^{180}Os -Kerne in der Target-Stopper-Kombination abgestoppt werden und Projektilkerne, die keine Compoundkernreaktion eingehen, nach vorne herausgestreut werden. Um Aussagen über die Dopplerverschiebung in Abhängigkeit von der Zeit zu machen, muß man die Geschwindigkeitsverteilung der ^{180}Os -Kerne während des Abbremsprozesses im Target und Stopper kennen. Mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms [Bac85] wurde diese Geschwindigkeitsverteilung simuliert. Nach Eingabe der Materialdaten von Target und Stopper, der Reaktionskinematik und des Massenbremsvermögens, in Form eines

Näherungspolynoms, werden für Intervalle Δt jeweils die Geschwindigkeitsvektoren für eine vorgegebene Anzahl von Ereignissen berechnet. Mit einer Intervallgröße von 4 fs wurden 10000 Ereignisse simuliert. Es ergaben sich bis zu einer völligen Abbremsung der Rückstoßkerne die folgenden Mittelwerte:

$$\begin{aligned} \text{Zahl der Zeitschritte:} \quad & \bar{N}_{\Delta t} = 282.8 \\ \text{Zahl der Kollisionen:} \quad & \bar{N}_{coll} = 54.9 \\ \text{Abbremszeit:} \quad & \bar{t}_{stop} = \bar{N}_{\Delta t} * \Delta t = 1.13 \text{ ps} \end{aligned}$$

Abb. 3.12 veranschaulicht den Vorgang der Abbremsung als funktionellen Zusammenhang zwischen mittlerer Geschwindigkeit und Abbremszeit, wie er sich aus der Monte-Carlo-Simulation ergab.

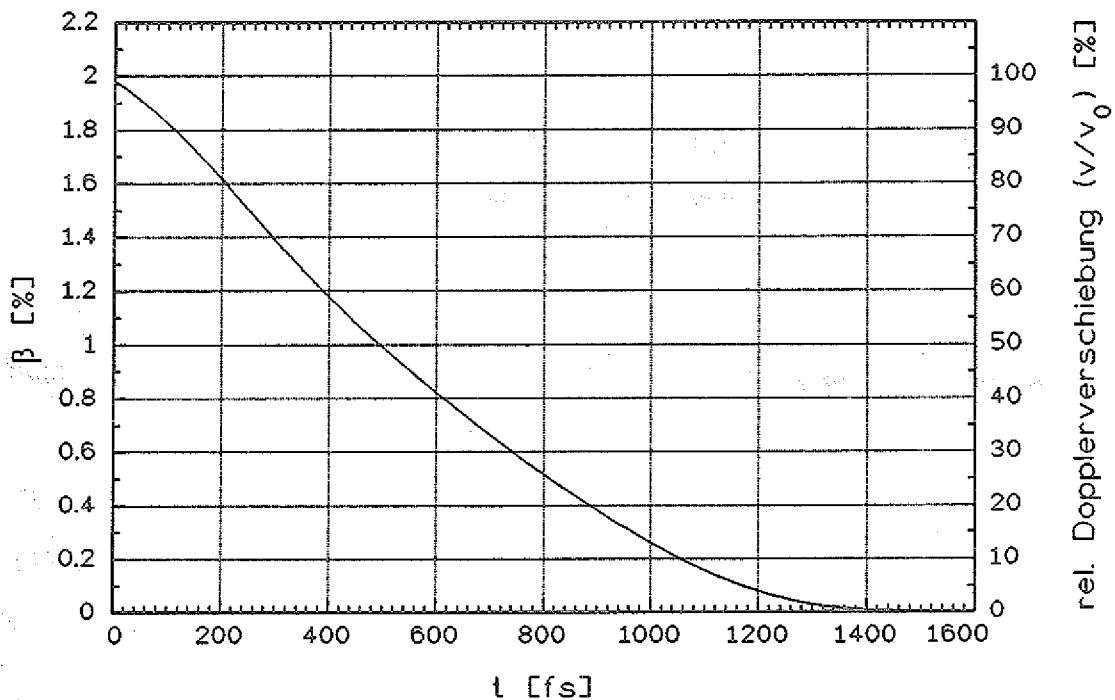


Abb. 3.12 Geschwindigkeitsverteilung und prozentuale Dopplerverschiebung für ¹⁸⁰Os-Kerne im dicken Target.

Daraus ist zum Beispiel abzulesen, daß γ -Linien von Energiezuständen mit einer Lebensdauer von 500 fs eine Dopplerverschiebung zeigen, die 50% der maximal möglichen Verschiebung bei der Anfangsgeschwindigkeit v_0 beträgt, und emittiert wurden als der Kern eine mittlere Geschwindigkeit von $\beta=1\%$ aufweist. Bei der Anwendung der Dopplerverschiebungskorrektur sind die unterschiedlichen Winkel im OSIRIS-Spektrometer zu berücksichtigen, da keine Dopplerverschiebung bei 90° auftritt und sie in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung mit unterschiedlichem Vorzeichen zunimmt (Gl. 3.4). Abb. 3.13 veranschaulicht diesen Zusammenhang. Die Projektion der Korrekturwerte auf die y-Achse entspricht dem Aufspaltungsbild der Linie im γ -Spektrum ohne Dopplerverschiebungskorrektur, das entsteht, wenn die in den verschiedenen Detektoren beobachteten Ereignisse in einem Spektrum zusammengefaßt werden. Die γ -Linien spalten in 7 Komponenten auf, wobei jedoch wegen der geringen Differenz zwischen Detektoren unter 25° und 38.3° im allgemeinen nur eine Aufspaltung in 5 Komponenten zu unterscheiden ist.

Während des Experiments wurden 324.4 Mio. Ereignisse aufgezeichnet, die sich aufteilen lassen in:

274.9 Mio.	2-fach Koinzidenzen $\approx 84\%$
40.8 Mio.	3-fach Koinzidenzen $\approx 13\%$
8.7 Mio.	4-fach Koinzidenzen $\approx 3\%$

Eine Entfaltung der 3 und 4-fach Koinzidenzen führt zu einer **Gesamtzählrate von 449.8 Mio. 2-fach Koinzidenzen.**

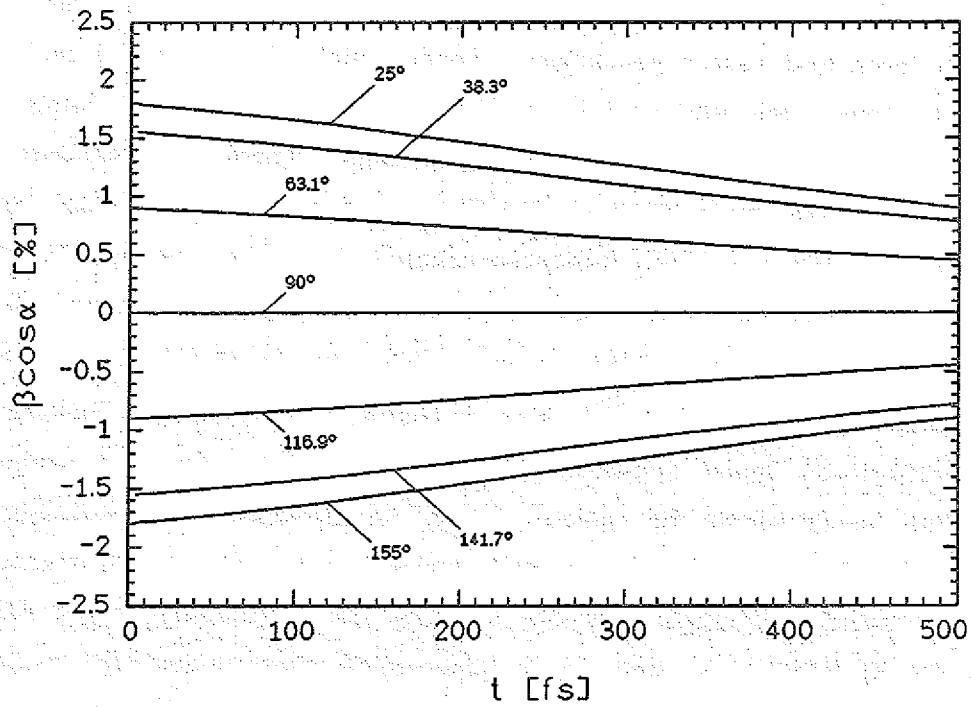
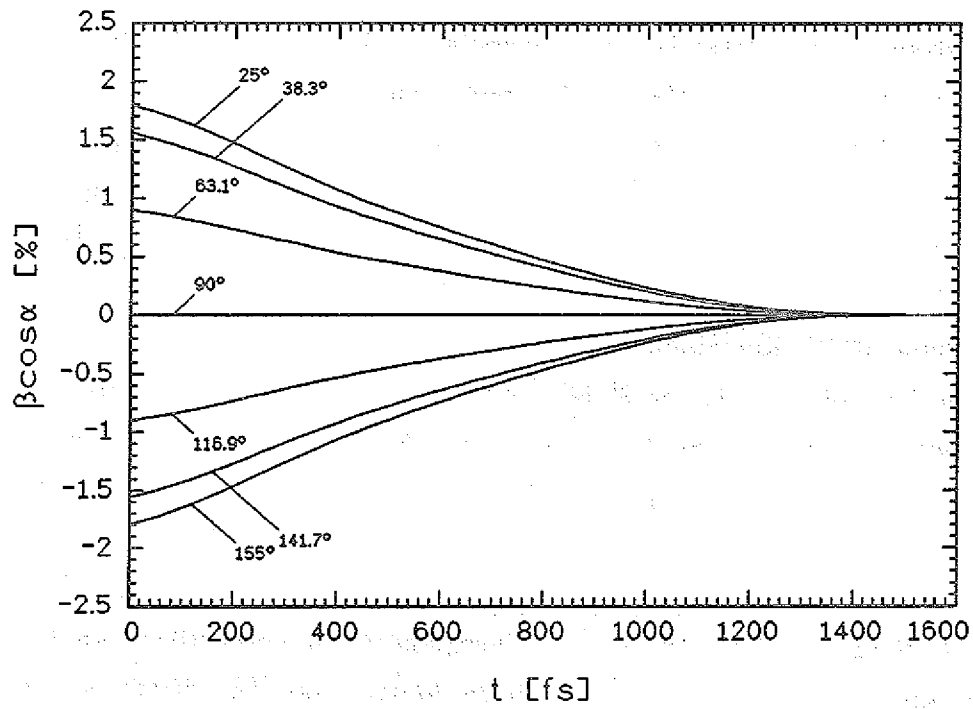


Abb. 3.13 Abhängigkeit der Geschwindigkeitsprojektion $\beta \cos \alpha$ von der Abbremszeit t .

3.4 Aufbereitung der Meßdaten

Zur Analyse der Meßdaten ist es notwendig, sie in Form von E_{γ} - E_{γ} -Koinzidenzmatrizen auf Festplatte abzuspeichern. Durch das Setzen von Fenstern auf eine der Energien ist es dann möglich, Aussagen über die Lage der Energieniveaus in ^{180}Os zu gewinnen. Um die hohe Energieauflösung der ACS ausnutzen zu können, besitzen die Matrizen eine Größe von 4096×4096 Kanälen. Jede einzelne Matrixzelle belegt 2 Byte, so daß in ihr maximal 32767 Koinzidenzereignisse untergebracht werden können. Da der hohe Speicherbedarf, von 32 MByte ($4096 \times 4096 \times 2$ Byte) pro Matrix, als freier Speicherraum (RAM: Random Access Memory) des Computers, im allgemeinen nicht zur Verfügung steht, muß auf spezielle Sortiertechniken zurückgegriffen werden. Nach einer Idee von W.Urban [Urb84] wird die Matrix bezüglich einer Energie in 256 Gruppen zu je 16 Kanälen untergliedert. Sind die Daten nach den Energiegruppen vorsortiert, so kann jede Gruppe für sich in die endgültige Matrix auf Festplatte sortiert werden. Zum Sortieren einer Gruppe ist dann nur noch ein RAM von 128 kByte ($16 \times 4096 \times 2$ Byte) nötig. Für diese Verfahren sind mehrere Programme zum Sortieren und Testen geschrieben worden, siehe Abb. 3.14. Der mehrstufige Sortierprozeß führt nach jedem Schritt zu einem höheren Ordnungsgrad in den Daten und einer Reduktion des Speicherbedarfs aller Daten. Durch ein Projektionsprogramm *OSRAWTOT* wurden zunächst die Spektren der einzelnen ADC's aus den Rohdaten rekonstruiert. Nach jeweils 40000 Datenblöcken werden die akkumulierten Spektren abgespeichert und das Sortieren der folgenden Daten in neue Spektren gestartet. Auf diese Weise erhält man für jeden ADC eine zeitliche Folge mehrerer Spektren. Beim Kalibrieren dieser Spektren können so Verstärkungsschwankungen und ähnliche Probleme für jeden Eingangskanal (ADC 1-28) korrigiert werden. Die Energiespektren der ACS wurden mit einem quadratischen Polynom geeicht, wogegen für die Eichung der Zeitspektren der ACS sowie die Multiplizitäts- und Summenenergieinformation des Filters eine

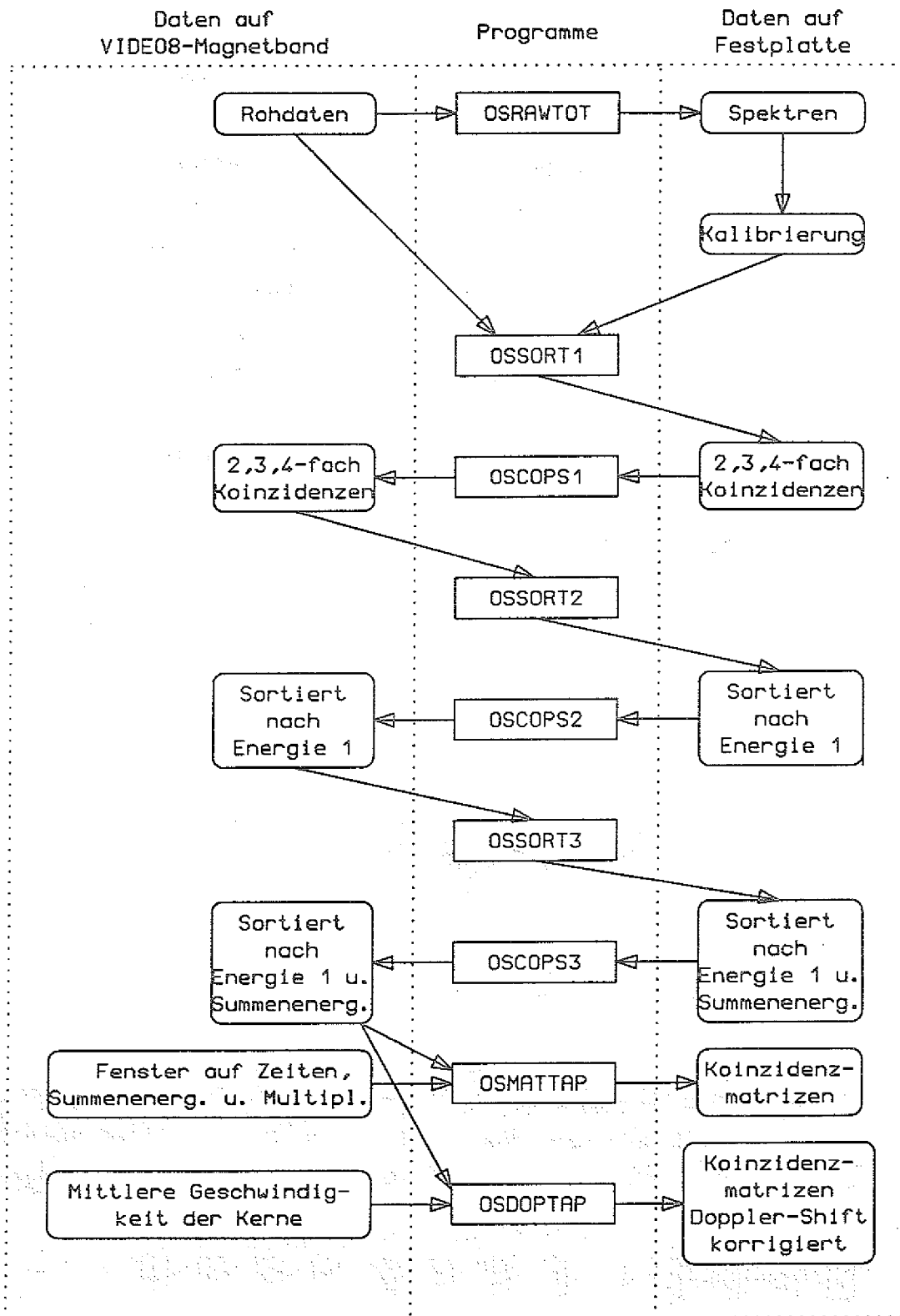


Abb. 3.14 Blockdiagramm des Sortierprozesses.

lineare Funktion benutzt wurde. Mit den erhaltenen Kalibrationsparametern werden im ersten Schritt die Rohdaten der einzelnen ADC's aufeinander abgeglichen und in ein vorgegebenes Eichformat transformiert. Gleichzeitig erfolgt eine Aufspaltung in drei sequentielle Datenfiles für 2, 3 und 4-fach Koinzidenzen in den ACS'n. Dadurch hält man sich die Möglichkeit offen zukünftige Analysiermethoden, z.B. für 3-fach Koinzidenzen, hier ansetzen zu können. Das Programm *OSCOPS1* kopiert die Daten des 1. Sortierschritts auf Magnetband um die Festplatte für den nächsten Sortierschritt löschen zu können. Im Programm *OSSORT2* werden die Daten vom Band gelesen, gegebenenfalls in 2-fach Koinzidenzen entfaltet und nach Energiegruppen von jeweils 16 Kanälen sortiert. Dazu werden die Ereignisse in 256 Buffer geschrieben die je 1000 Elemente aufnehmen können. Aufgefüllte Buffer einer Energiegruppe sind auf der Festplatte durch Adressen (Record-Nummern) miteinander verbunden, wobei die jeweils letzte Adresse einer Gruppe in einem Adressenfile abgelegt ist. Auf diese Weise erhält man z.B. folgende Struktur auf der Festplatte:

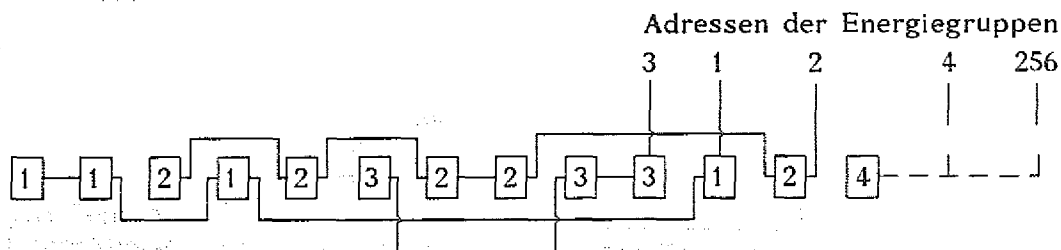


Abb. 3.15 Datenstruktur der Energiegruppen auf der Festplatte.

Es bilden sich 256 Ketten die ineinander verflochten sind. Das Programm *OSCOPS2* entflechtet diese Ketten und kopiert jede Energiegruppe nacheinander auf Magnetband, so daß sie dort sequentiell sortiert vorliegen.

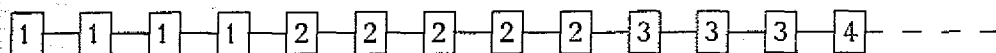


Abb. 3.16 Datenstruktur der Energiegruppen auf dem Magnetband.

Im Prinzip können die Daten nun direkt in Matrizen sortiert werden. Wendet man jedoch die gleiche Technik auf das Sortieren eines zweiten Parameters an, so läßt sich eine weitere Datenreduktion erzielen. Die Programme *OSSORT3* und *OSCOPE3* sortieren in diesem Sinne nach der Summenenergie des Filters. Auf Magnetband erhält man schließlich die Meßdaten nach Energie *I* und Summenenergie aufsteigend sortiert. Das Ausmaß der Datenreduktion nach jedem einzelnen Sortierschritt ist:

Programm	Datenreduktionsfaktor	Bemerkung
OSSORT1	≤ 0.8	Selektion korrekter Ereignisse
OSSORT2	≈ 0.9	Sortierung der Energiegruppen
OSSORT3	≈ 0.7	Sortierung der Summenenergie
	$\prod \leq 0.5$	totaler Reduktionsfaktor

Abb. 3.17 Ausmaß der Datenreduktion durch das Sortieren.

Der Speicherbedarf der gesamten Meßdaten läßt sich durch das Sortieren um mehr als 50% reduzieren. Abb. 3.18 zeigt die Datenstruktur der Ereignisse nach jedem Sortierschritt.

Nach Abschluß der Sortiervorgänge ist der Informationsgehalt der Ereignisse auf das Wesentlichste reduziert. Die Energie umfaßt 4096 Kanäle und deckt mit der Kalibration von 0.5 keV/Kanal einen Bereich von 2 MeV ab. Das Zeitspektrum ist in 4 Abschnitte zerteilt worden und enthält die Information über den Zeitpunkt, codiert als prompt bzw. mehr oder weniger verzögert. Die Detektornummer ist nach der Tabelle in Abb. 3.4 den 7 Winkelgruppen zugeordnet worden und Summenenergie sowie Multiplizität besitzen ihre ursprüngliche Auflösung von 256 bzw. 32 Kanälen.

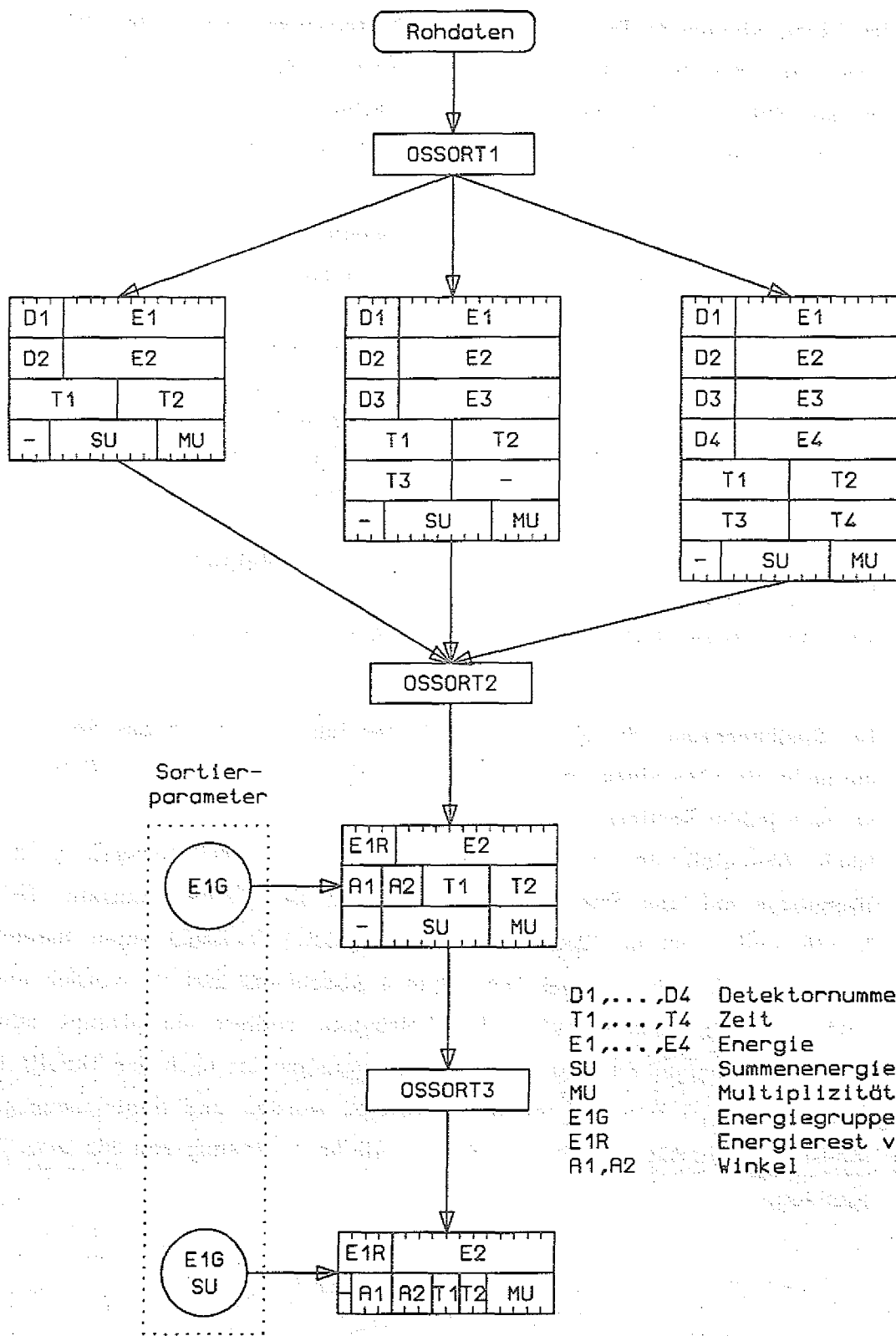


Abb. 3.18 Struktur der Ereignisse in den Datenfiles.

Von diesen auf zwei VIDEO8-Bändern befindlichen Daten lassen sich mit den Programmen *OSMATTAP* und *OSDOPTAP* $E_{\gamma}E_{\gamma}$ -Koinzidenzmatrizen erzeugen. *OSMATTAP* kann bis zu 10 Matrizen simultan sortieren und *OSDOPTAP* sortiert, nach Eingabe einer mittleren Geschwindigkeit des Rückstoßkerns, eine Matrix in der jedes Ereignis entsprechend seiner Dopplerverschiebung korrigiert wird. In beiden Programmen können Fenster auf Zeit, Summenenergie und Multiplizität gesetzt werden um spezielle Reaktionskanäle bevorzugt in die Matrizen zu sortieren.

4. Analyse der ^{180}Os Experimente

4.1 Sortierung der Meßdaten

4.2 Korrelationsmatrizen und Untergrundsubtraktion

4.3 Auswertung des Experiments mit dem dünnen Target

4.3.1 Korrelationen

4.3.2 Bestimmung der diskreten Linien

4.4 Auswertung des Experiments mit dem dicken Target

4.4.1 Korrelationen

4.4.2 Bestimmung der diskreten Linien

4.4.3 Ermittlung des Quadrupolmoments Q_0

4.5 Interpretation

4.5.1 Die triaxiale Kerngestalt

4.5.2 Die stark-triaxiale Kerngestalt

4.5.3 Die stark-prolate Kerngestalt

4.1 Sortierung der Meßdaten

Die aufgezeichneten Koinzidenzereignisse wurden zunächst entsprechend dem Sortierverfahren in Kapitel 3.4 aufbereitet. Zur Kalibrierung sind die Linienpositionen der Energiespektren an die aus früheren Experimenten bekannten γ -Energien in ^{180}Os [Lie88] mit einer quadratischen Funktion angepaßt worden. Die Zeitspektren sind für alle Detektoren mit einem zweiten Satz Zeitspektren kalibriert worden, bei dem eine zeitliche Verzögerung von 32 ns hinzugeschaltet war. Aus der Positionsverschiebung der prompten Ereignisse im Zeitspektrum lassen sich dann lineare Kalibrationsparameter gewinnen. Summenenergie und Multiplizität sind durch Kompression auf die Datenstruktur der Sortierfiles abgebildet worden. Eine Kalibration ist nur durch die genaue Kenntnis der Filtereigenschaften möglich [Jää83] und wird erst in Zukunft für das Kalorimeter des OSIRIS-Spektrometers möglich sein [Spo91]. Nach dem Sortieren lassen sich die 2-fach Koinzidenzen bequem auf zwei VIDEO8-Magnetbändern abspeichern. Abb. 4.1 zeigt einen Ausschnitt aus der Totalprojektion aller Daten im Experiment mit dem dünnen Target.

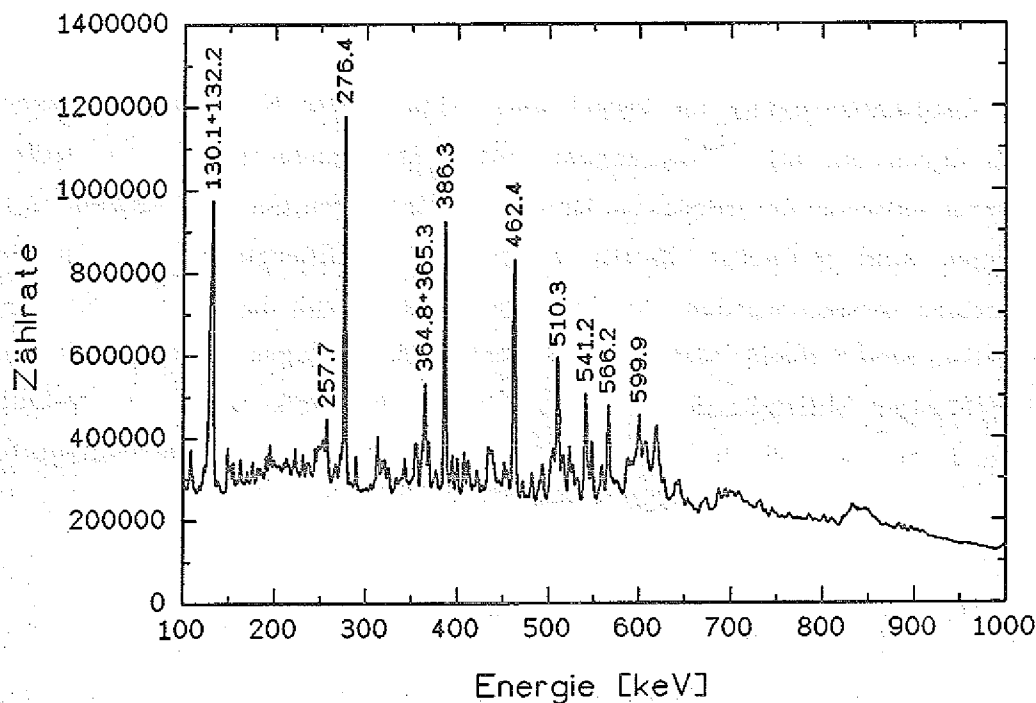


Abb. 4.1 Ausschnitt der Totalprojektion im Experiment mit dem dünnen Target.

Die Mitglieder der Grundzustandsbande in ^{180}Os sind deutlich zu erkennen, jedoch lassen sich auch Kontaminationen verursacht durch Neutronen, Nachbarkerne und der Coulombanregung im Nd-Target identifizieren. Diese Störlinien tragen zu einer Erhöhung des Untergrundes bei und werden beim Sortieren der Koinzidenzmatrizen durch die Einschränkung auf prompte Ereignisse und bestimmte Summenenergie/Multiplizitätsfenster im Kalorimeter weitgehend reduziert. Eine Selektion der prompten Ereignisse reduziert Neutronenlinien und γ -Linien aus isomeren Zuständen. Der Anteil prompter Koinzidenzen läßt sich für beide Experimente folgendermaßen abschätzen:

Target	Größe des prompten Zeitfensters	Anteil prompter γ -Linien [n]	Anteil prompter Koinzidenzen [n ²]
dünn	24 ns	ca. 55%	ca. 30%
dick	16 ns	ca. 74%	ca. 55%

Tabelle 4.1 Auswirkungen des prompten Zeitfensters.

Die Coulombanregung im Target und γ -Linien der Nachbarkerne lassen sich durch ein auf ^{180}Os abgestimmtes Summenenergie/Multiplizitätsfenster teilweise unterdrücken. Um dieses Verfahren geeignet anwenden zu können sind γ -Energie/Multiplizitäts- und γ -Energie/Summenenergie-Matrizen sortiert worden. Die Projektion einer durch die γ -Energie ausgewählten Spalte dieser Matrix, entspricht nach Untergrundsubtraktion dem zugehörigen Multiplizitäts- bzw. Summenenergiespektrum dieser γ -Linie. Abb. 4.2 und 4.3 zeigen die Multiplizitäts- und Summenenergiespektren für $^{179-181}\text{Os}$ und der Coulombanregung im Nd-Target.

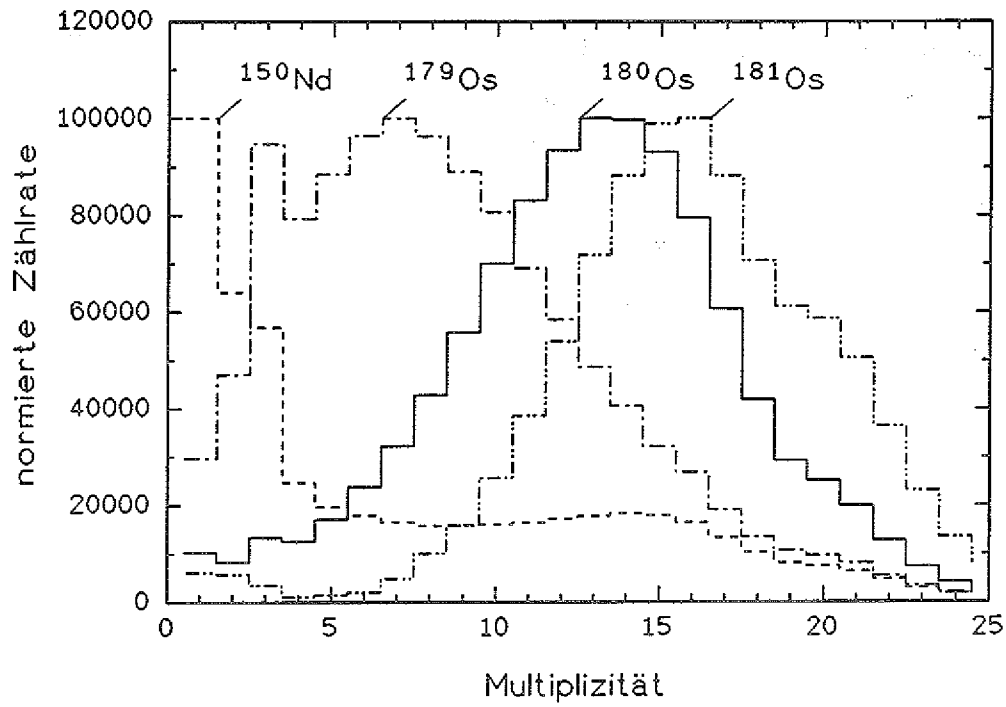


Abb. 4.2 Multiplizitätsverteilung im γ -Kalorimeter.

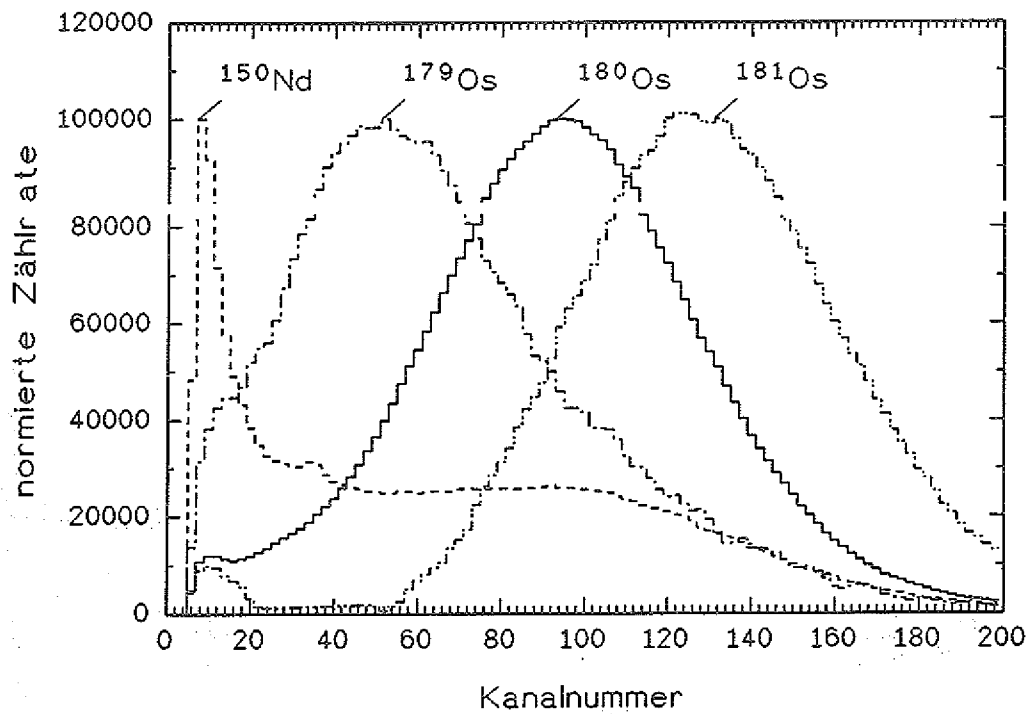
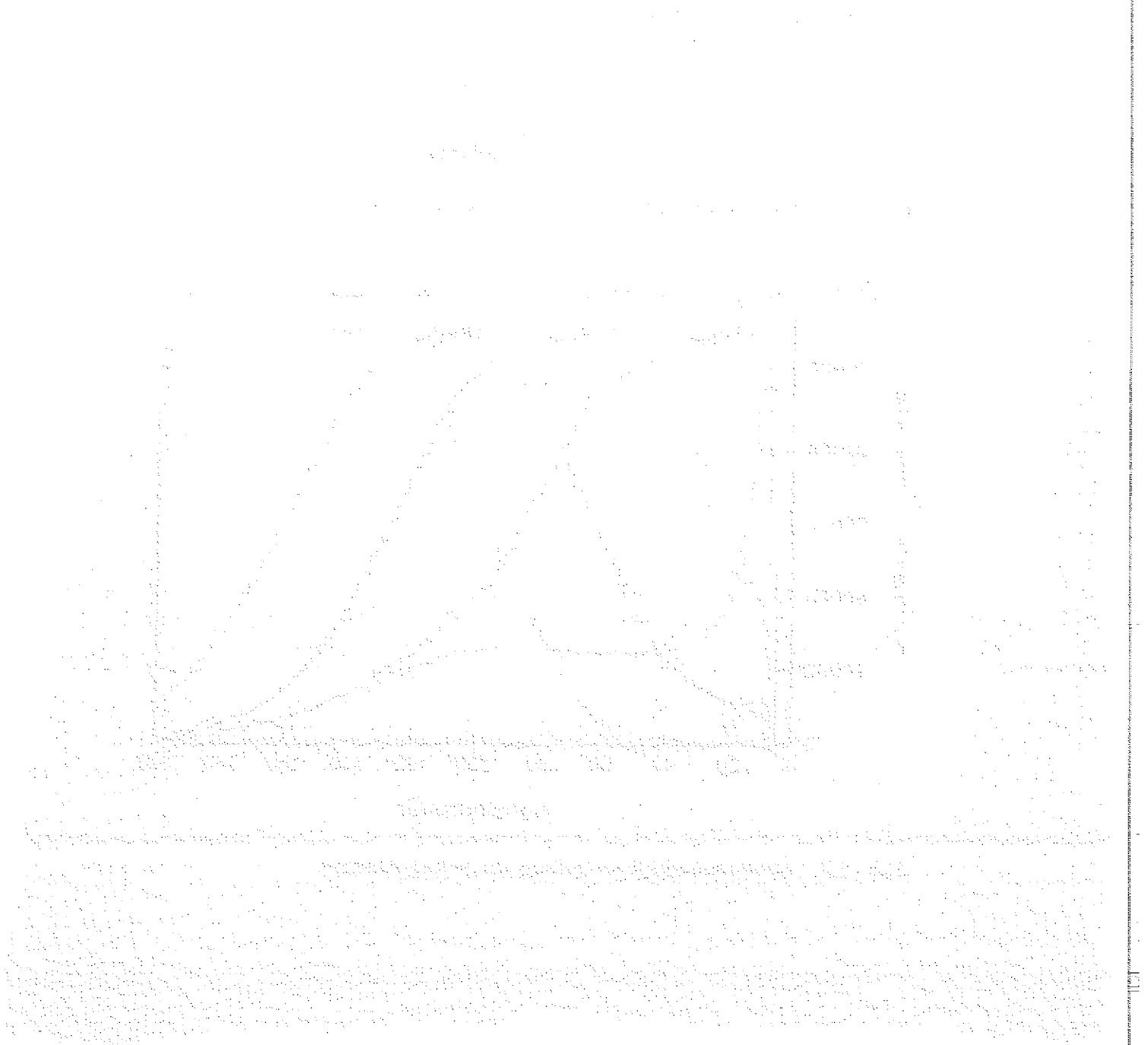


Abb. 4.3 Summenenergieverteilung im γ -Kalorimeter.

Zur Produktion dieser Verteilungen wurden nur γ -Linien benutzt die sich eindeutig einem bestimmten Endkern zuordnen lassen. Zur Verdeutlichung sind die Maxima auf eine gemeinsame Zählrate normiert worden. Insofern lassen sich keine Rückschlüsse über die absoluten Intensitäten der Ausgangskanäle in der Reaktion gewinnen. Für solch einen Vergleich müßten auch die Intensitäten aller Zerfallswege in jedem dieser Kerne hinreichend bekannt sein. Aus den Verteilungen lassen sich für einen bestimmten Kern die Rahmenbedingungen für das Summenenergie/Multiplizitäts-Fenster ablesen, so daß hauptsächlich Übergänge dieses Kerns, beim Sortieren in die Koinzidenzmatrix aufgenommen werden.



4.2 Korrelationsmatrizen und Untergrundsubtraktion

Die Information über Zerfallskaskaden im Kern, die in einem Diagramm in dem die Anregungsenergie gegen den Spin aufgetragen ist, in der Nähe der Yrast-Linie liegen, erhält man aus den Energien, der Lebensdauer und den Multipolaritäten aufeinanderfolgender Übergänge. Für Zustände die einige MeV oberhalb der Yrast-Linie liegen, ist jedoch die Niveaudichte so groß, daß einzelne Kaskaden aufgrund der geringen Besetzungswahrscheinlichkeit zu intensitätsschwach sind um sie als diskrete Linien im Untergrund aufzulösen. Man spricht in diesem Fall vom *Quasikontinuum*. Informationen über Eigenschaften der Zerfallssequenzen lassen sich dann aus den Korrelationen aufeinanderfolgender Übergänge gewinnen. Bei Annahme eines starren Rotators zeigt sich diese Korrelation in einer konstanten Differenz der Übergangsenergien, siehe Gl. 2.28. In diesem Fall sind charakteristische parallele Gratstrukturen in der E_γ - E_γ -Korrelationsmatrix zu erwarten:

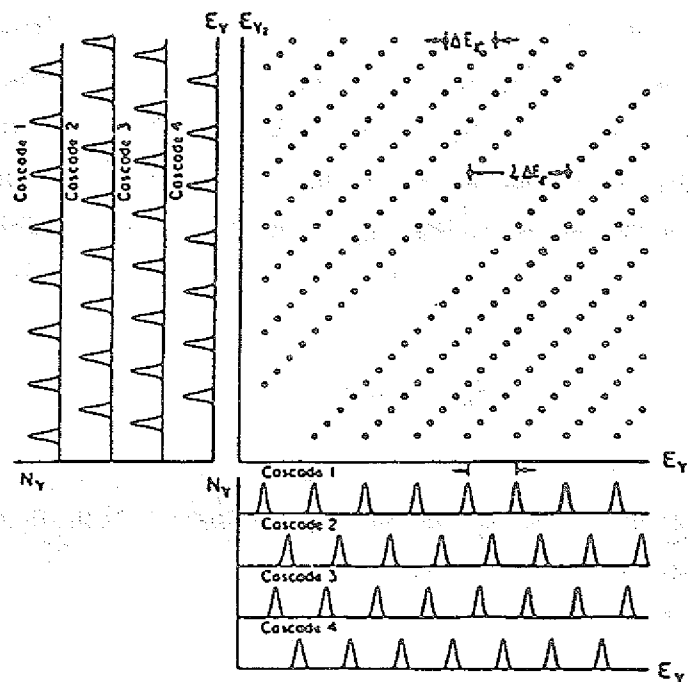


Abb. 4.4 Koinzidenzmuster einer E_γ - E_γ -Korrelationsmatrix für 4 Rotationsbanden mit konstantem Trägheitsmoment.

Der 1. Grat hat einen Abstand von $\Delta E_\gamma/\sqrt{2}$ zur Hauptdiagonalen und entsteht durch Koinzidenzen zwischen benachbarten Übergängen in einer Rotationsbande. Im 2. Grat manifestieren sich die Koinzidenzen zwischen einem Übergang und dem übernächsten Übergang innerhalb einer Bande usw. Der Abstand der Gratstruktur ist über Gl. 2.26 mit dem dynamischen Trägheitsmoment des Kerns verknüpft und dieses läßt sich demzufolge aus den Gratstrukturen herleiten.

In normal deformierten Kernen folgen die Energien der Rotationsbanden nur näherungsweise dem $I(I+1)$ -Gesetz. Außerdem haben die Rotationsbanden leicht unterschiedliche dynamische Trägheitsmomente. Daher verschmieren die scharfen Konturen und nur der 1. Grat ist im allgemeinen beobachtbar. Das durch Dopplerverbreiterung bedingte endliche Auflösungsvermögen des verwendeten Spektrometers sowie das Verhältnis der Ereignisse in der γ -Linie zur totalen Zählrate von 60% (vgl. Kap. 3.1.3) führen zu einem begrenzten Intensitätsverhältnis der γ -Linie zum Untergrund und vermindern so die Ausprägung von Korrelationsstrukturen. Bei dem OSIRIS-Spektrometer sind nur ca. 1/3 der gemessenen Koinzidenzen Photo-Photo-Koinzidenzen. Die übrigen 2/3 resultieren aus Koinzidenzen mit dem Comptonuntergrund. Durch die Kopenhagener Subtraktionsmethode [And79, Her80] lassen sich diese störenden Koinzidenzen teilweise aus den Matrizen eliminieren. Der Formalismus dieser Methode folgt aus wahr-scheinlichkeitstheoretischen Überlegungen. Ist \tilde{N}_{ij} die Anzahl der unkorrelierten Ereignisse mit Energien E_i, E_j , so läßt sich folgender Ansatz bilden:

$$\tilde{N}_{ij} = p_i p_j N_0 \quad (4.1)$$

N_0 ist die Gesamtzahl der Ereignisse in der Matrix und p_i, p_j sind die Wahr-scheinlichkeiten für das Auftreten unkorrelierter Ereignisse mit den Energien E_i, E_j .

Mit $N_i = \sum_k N_{ik}$ lassen sich die Wahrscheinlichkeiten in 1. Näherung darstellen als:

$$p_i = \frac{N_i}{N_0} \quad p_j = \frac{N_j}{N_0} \quad (4.2)$$

so daß folgt:

$$\tilde{N}_{ij} = \frac{N_i N_j}{N_0} \quad (4.3)$$

Die Korrelationsmatrix berechnet sich dann aus:

$$N_{ij}^{\text{corr}} = N_{ij} - \tilde{N}_{ij} \quad (4.4)$$

Die Matrix \tilde{N}_{ij} wird aus der gewichteten Totalprojektion der Matrix N_{ij} hergeleitet, da N_j das Spektrum der Totalprojektion beschreibt und N_i/N_0 als Gewichtungsfaktor jeder Zeile der Matrix aufgefaßt werden kann. Zu beachten ist, daß bei der Anwendung dieses Korrekturverfahrens allerdings zuviel subtrahiert wird, da die Wahrscheinlichkeiten p_i, p_j nach Definition 4.2 auch korrelierte Ereignisse beinhalten.

4.3 Auswertung des Experiments mit dem dünnen Target

Die prompten Ereignisse des Experiments wurden in mehrere Matrizen sortiert, die sich durch unterschiedliche Multiplizitäts/Summenenergiefenster auszeichneten. Als problematisch erwies sich die verhältnismäßig geringe Zahl von prompten Koinzidenzereignissen in diesem Experiment. Trotz des relativ großen prompten Zeitfensters sind gegenüber dem Experiment mit dem dicken Target nur ca. 1/3 aller Daten prompte Koinzidenzen gewesen (siehe Tabelle 4.1), nämlich ca. 100 Mio. Ereignisse. Das Setzen der Multiplizitäts/Summenenergiefenster vermindert zwar den Untergrund, jedoch können bei zu geringer Datenrate größere statistische Schwankungen auftreten, welche die Signifikanz der Ergebnisse verschlechtern.

4.3.1 Korrelationen

Um die Anzahl der Koinzidenzen nicht zu sehr einzuschränken, wurde zunächst das Multiplizitäts/Summenenergiefenster so gesetzt, daß nur die Kontaminationen niedriger Multiplizität und Summenenergie maßgeblich unterdrückt wurden (Mul.>4, Sum.>40 Kanäle).

Abb. 4.5 zeigt zwei Ausschnitte der $E_{\gamma}E_{\gamma}$ -Korrelationsmatrix. Der unkorrelierte Untergrund wurde mit der Methode in Kapitel 4.2 subtrahiert und die Dichte der Punkte ist ein Maß für die Koinzidenzrate. Die horizontalen und vertikalen Streifen in der Matrix resultieren aus Koinzidenzen starker diskreter γ -Linien aus dem Niedrigspinbereich mit anderen Übergängen. Parallel zur Matrixdiagonalen ist eine hohe Konzentration der γ -Koinzidenzen zu beobachten, die im *Energiebereich zwischen 660 und 860 keV* deutlich als eine *parallele Gratstruktur* zu erkennen ist (vgl. Kap. 4.2).

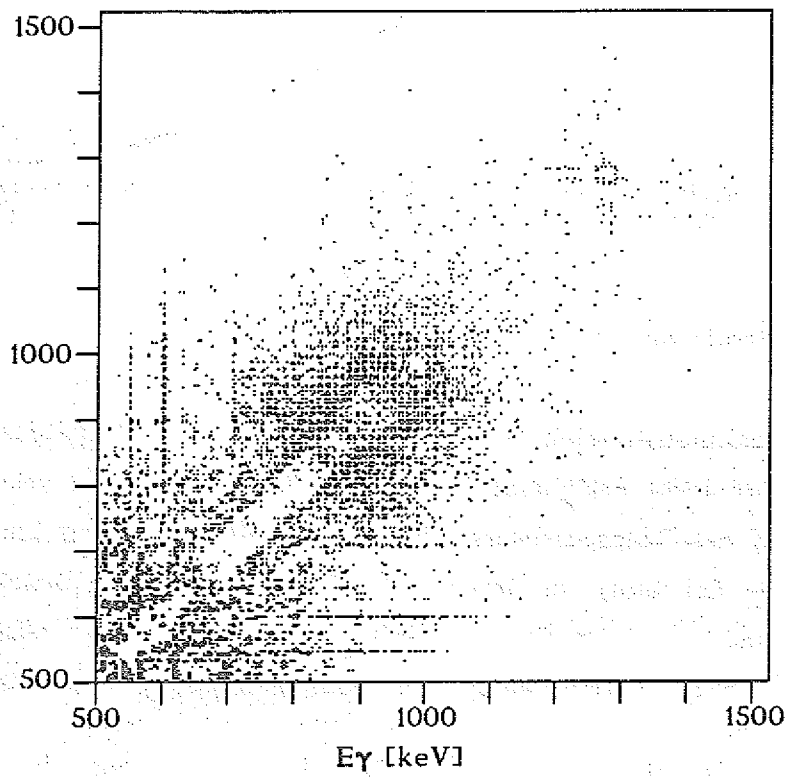
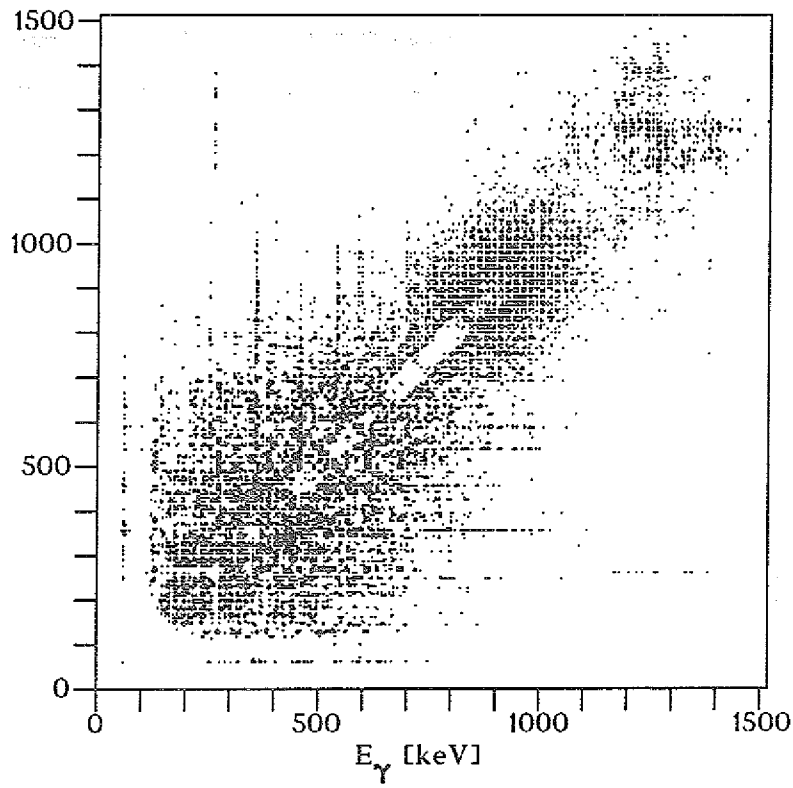


Abb. 4.5 Ausschnitte der Korrelationsmatrix im Experiment mit dem dünnen Target.

Eine genauere Betrachtung des *Tales* zwischen den Graten zeigt, daß bei einigen Energien *Brücken* existieren. Diese Brücken werden hervorgerufen durch koinzidente γ -Übergänge mit annähernd gleicher Energie, wie es z.B. beim *Backbending* innerhalb einer Rotationsbande auftreten kann. Projiziert man die Diagonale der Matrix mit einer Breite von 30 keV auf eine der Matrixachsen, so erhält man das in Abb.4.6 dargestellte Spektrum im Energiebereichs 600-1200 keV.

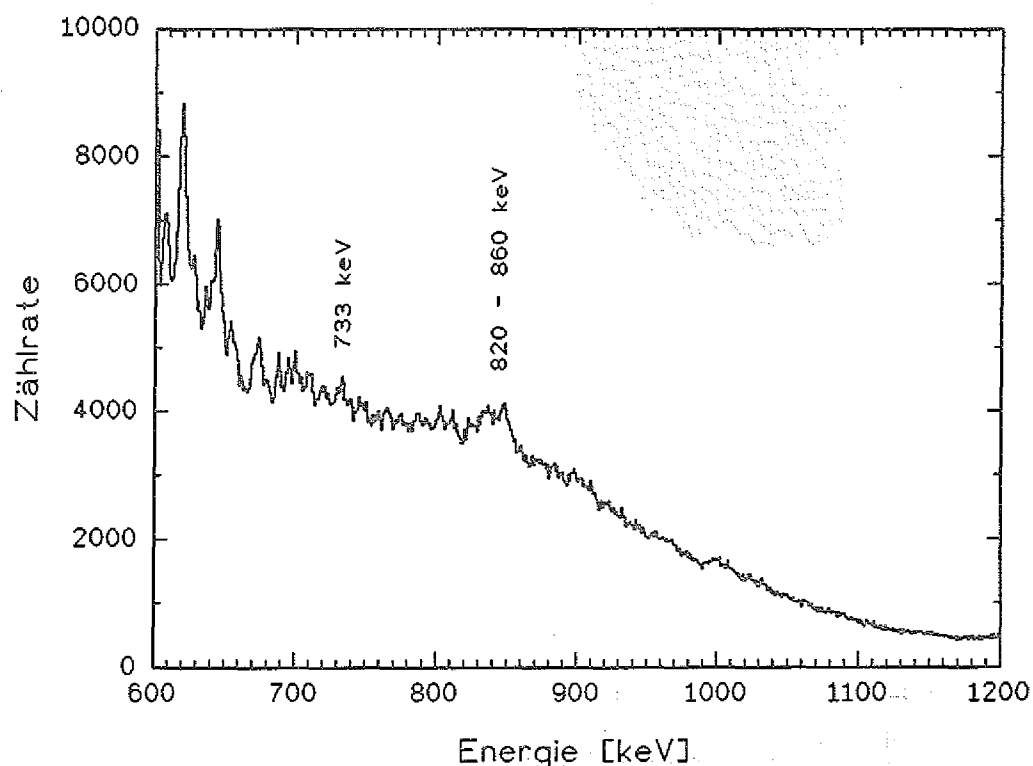


Abb. 4.6 Spektrum der Matrixdiagonalen.

Analog zur zweidimensionalen Projektion ist der starke Intensitätsabfall von ca. 6000 auf 4000 Ereignisse im Bereich 600-660 keV zu erkennen, der den Beginn des *Tales* zwischen den Graten markiert. Die Linie bei 733 keV und die Erhebung im Bereich 820-860 keV, sind als Brücken in der zweidimensionalen Projektion der Gratstruktur (Abb. 4.5) wiederzuerkennen. Oberhalb der intensitätsstarken Brücke bei ≈ 840 keV läßt sich

die Gratstruktur zwar noch nach höheren Energien, bis ca. 900 keV weiterverfolgen (Abb. 4.5), verschwindet jedoch in einem breiten Intensitätsmaximum (*schwarzer Fleck*), der durch eine hohe Anzahl unkorrelierter Übergänge hervorgerufen wird und auf eine Änderung in der Kernstruktur in einen Zustand geringer Kollektivität hinweist.

Aus dem Abstand der Grate voneinander, kann das kollektive dynamische Trägheitsmoment hergeleitet werden (vgl. Kap. 4.2 u. Gl. 2.28). Zu diesem Zweck sind die Grate auf eine Achse senkrecht zur Diagonalen projiziert worden. Hierdurch entstehen $\Delta E_{\gamma} = E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}$ Spektren, die eine einfache Bestimmung des Abstands ermöglichen. In dem Energiebereich der Gratstruktur wurden unterschiedliche Schnitte angefertigt. Abb. 4.7 und 4.8 zeigen die Schnittspektren einer Korrelationsmatrix, bei der kein Untergrund abgezogen worden ist, im Energiebereich 660-730 keV und 740-840 keV. Zusätzlich zu der Gratstruktur 1. Ordnung werden in den Spektren auch die Grate 2. und 3. Ordnung beobachtet (vgl. Kap. 4.2).

Aus den Spektren lassen sich die folgenden dynamischen Trägheitsmomente extrahieren:

Energiebereich [keV]	ΔE_{γ} [keV]	$\Theta^{(2)}$ [\hbar^2/MeV]
660-730	47.6 ± 1.5	84.0 ± 3.0
740-840	45.1 ± 1.5	88.7 ± 3.0

Tabelle 4.2:

Dynamische Trägheitsmomente im Energiebereich 660-840 keV.

Das Trägheitsmoment eines spärischen Kerns mit der Masse $A=180$ beträgt nach Gl. 2.31:

$$\Theta_0 (A=180) = 79.7 \hbar^2/\text{MeV} \quad (4.5)$$

Die gemessenen Trägheitsmomente sind demzufolge um den Faktor 1.05 bzw. 1.11 größer als das Trägheitsmoment des sphärischen Kerns.

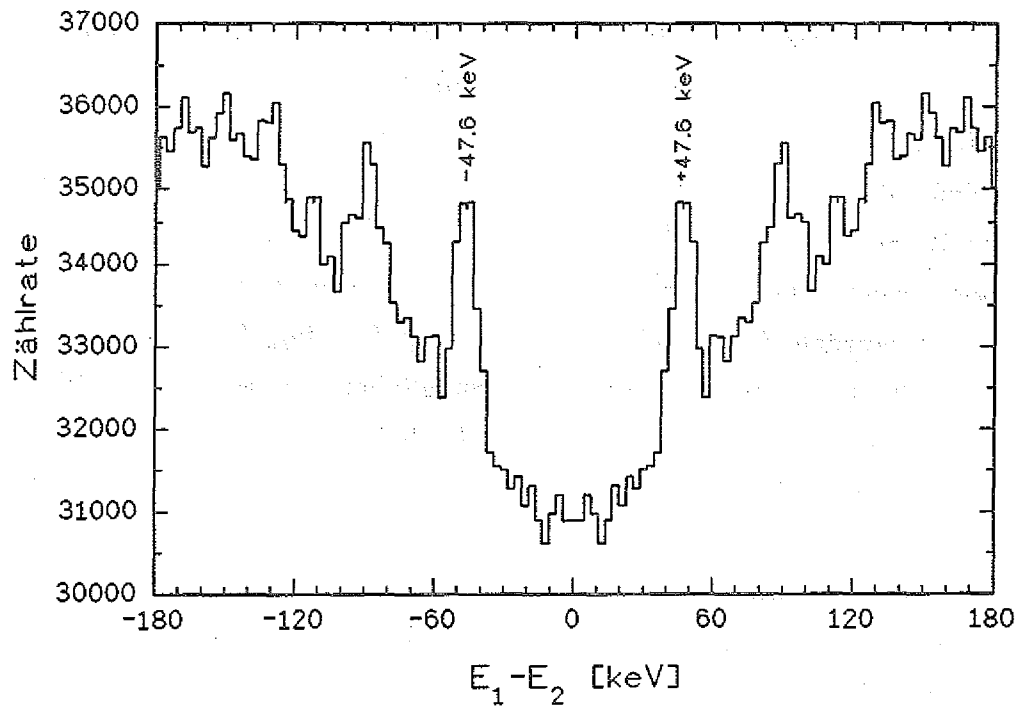


Abb. 4.7 ΔE_γ -Spektrum im Energiebereich 660-730 keV.

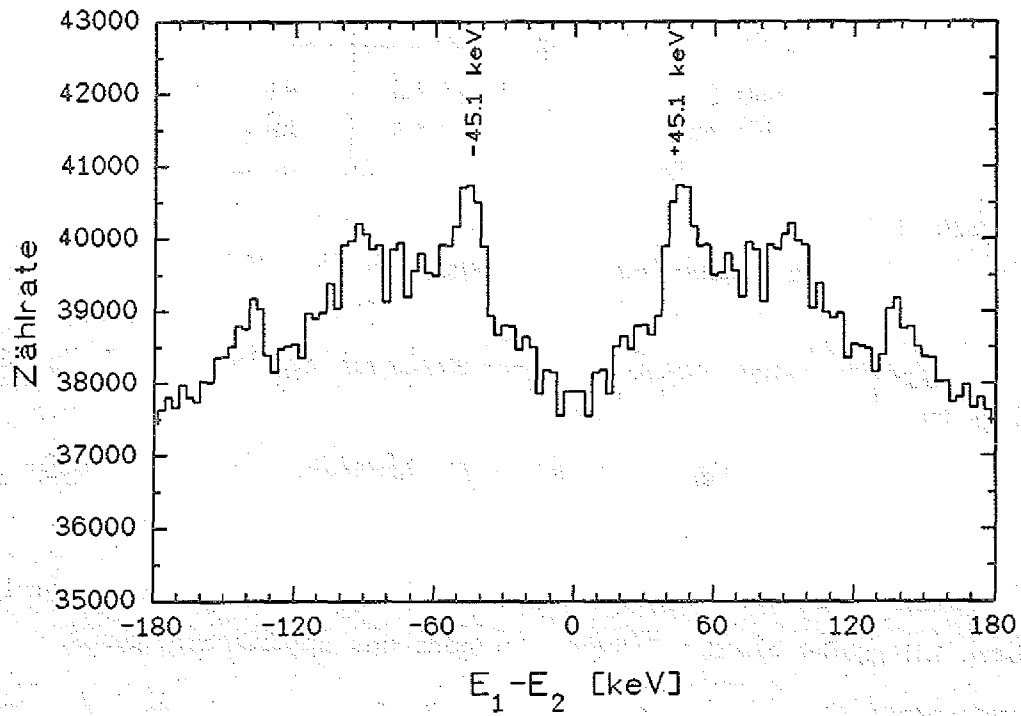


Abb. 4.8 ΔE_γ -Spektrum im Energiebereich 740-840 keV.

Unter der Annahme eines starren Rotationsellipsoiden als Kernform besteht nach Gl. 2.29 eine Beziehung zwischen Achsenverhältnis und Trägheitsmoment. Abb. 4.9 veranschaulicht diesen Zusammenhang für $A=180$ Kerne. Mit Abb. 2.4 kann das Achsenverhältnis wiederum in den Deformationsparameter β transformiert werden, der eine quadrupoloide Kerngestalt beschreibt. Es ergeben sich folgende Werte:

$\Theta^{(2)}$ [\hbar^2/MeV]	c/a	β
84.0 ± 3.0	1.14 ± 0.09	0.14 ± 0.09
88.7 ± 3.0	1.27 ± 0.09	0.26 ± 0.09

Tabelle 4.3:

Deformationsparameter im Energiebereich 660-840 keV.

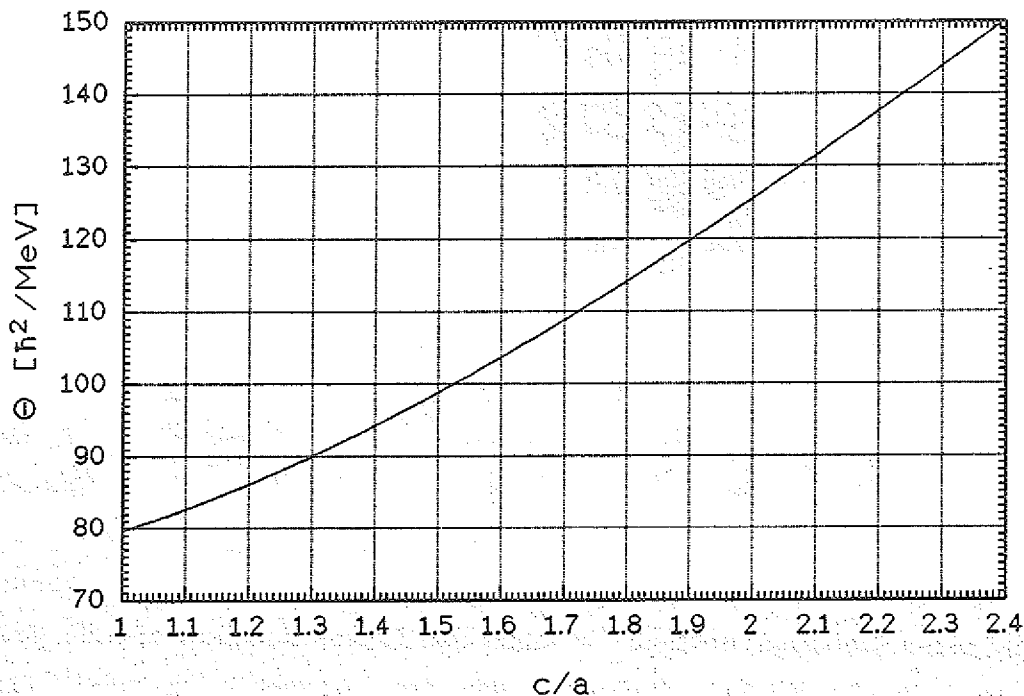


Abb. 4.9 Beziehung zwischen Trägheitsmoment und Achsenverhältnis im Rotationsellipsoiden für $A=180$.

Mit der Korrelationsmatrix Abb. 4.5 läßt sich die Existenz superdeformierter Zustände in ^{180}Os nicht beweisen. Auf Grund der geringen Bevölkerungswahrscheinlichkeit sind superdeformierte Zustände nur schwach aus dem Untergrund der Spektren herauszufiltern. Um den Untergrund in den Matrizen stärker zu reduzieren, wurden Matrizen sortiert, unter der Bedingung einer hohen Multiplizität im Filter. Auf diese Weise werden bevorzugt Übergänge im Hochspinbereich selektiert. Abb. 4.10 zeigt das Bild einer Korrelationsmatrix mit der Bedingung $\text{Mul.}>12$ und $\text{Sum.}>40$ Kanäle.

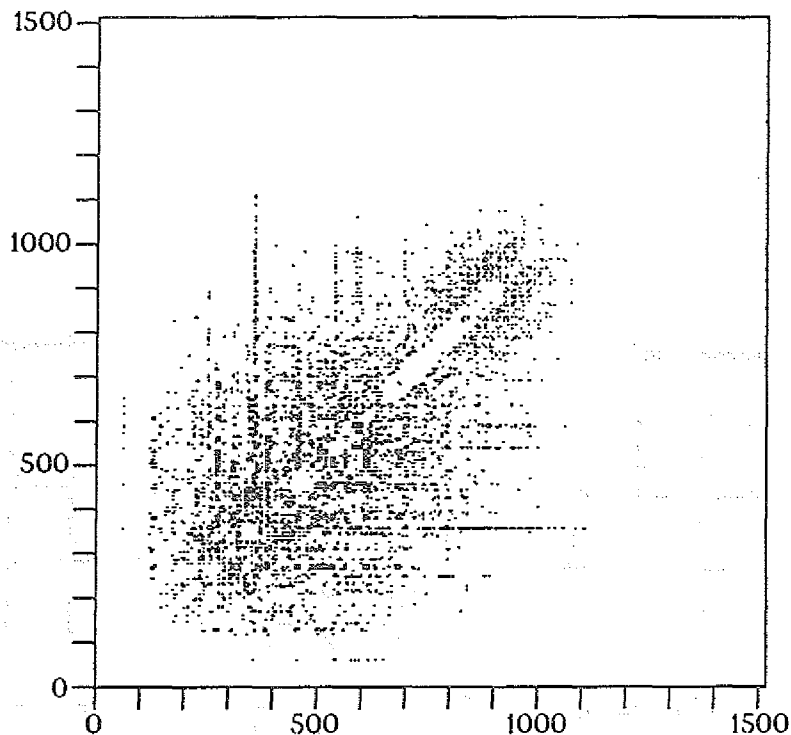


Abb. 4.10 Ausschnitt der Korrelationsmatrix im Experiment mit dem dünnen Target bei Forderung einer hohen Multiplizität ($\text{Mul.}>12$).

Oberhalb von ca. 950 keV ist der Anfang einer Gratstruktur zu erkennen, die einen kleineren Abstand zwischen den Graten aufweist als die Grate unterhalb von 900 keV. Projiziert man den Energiebereich 960-1140 keV der Korrelationsmatrix ohne Untergrundsubtraktion, in ein ΔE_γ -Spektrum erhält man das Spektrum in Abb. 4.11.

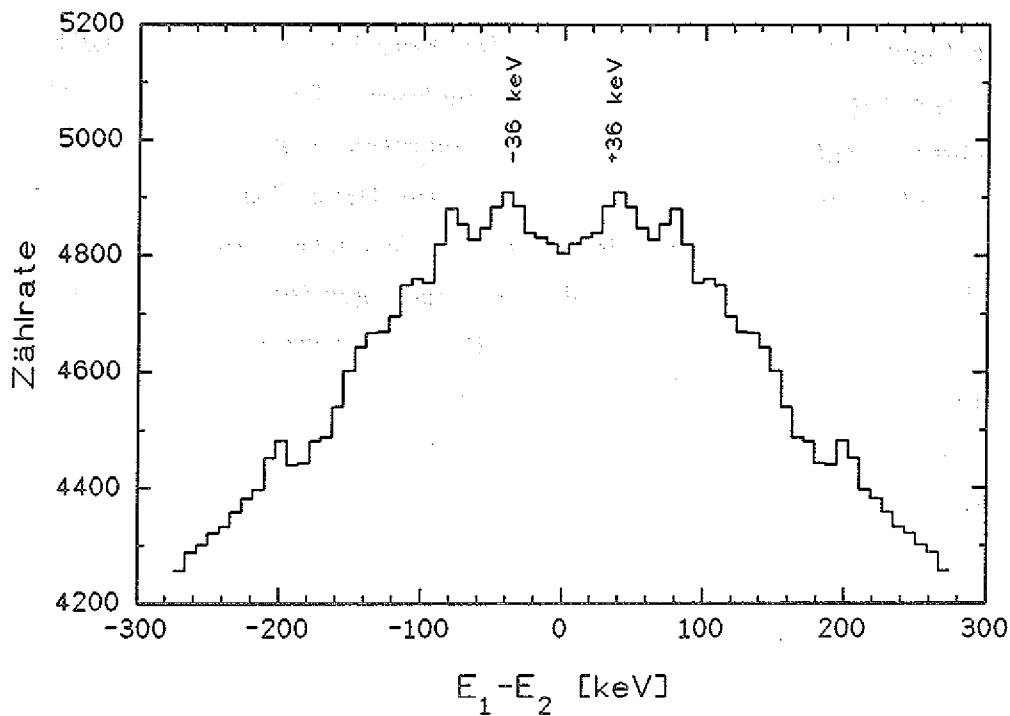


Abb. 4.11 ΔE_γ -Spektrum im Energiebereich 960-1140 keV bei hoher Multiplizität.

Zur Reduzierung der statistischen Schwankungen ist das Spektrum in eine geringere Auflösung komprimiert worden. Wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts zur Bevölkerung superdeformierter Zustände sind, trotz des großen Projektionsbereichs von 180 keV, die Grate nur schwach zu erkennen. Aus ihrem Energieabstand lassen sich die folgenden Werte herleiten:

Energiebereich [keV]	ΔE_γ [keV]	$\Theta^{(2)}$ [\hbar^2/MeV]	c/a	β
960-1140	36 ± 3	111 ± 9	1.74 ± 0.1	0.63 ± 0.1

Tabelle 4.4 Dynamisches Trägheitsmoment und Deformationsparameter der Superdeformation.

Das Trägheitsmoment ist um den Faktor 1.4 größer als das Trägheitsmoment eines starren sphärischen Kerns gleicher Masse.

4.3.2 Bestimmung der diskreten γ -Linien

Nach Kapitel 4.2 entstehen Grate in den Korrelationsmatrizen durch eine Überlagerung der Koinzidenzmuster mehrerer Banden mit annähernd gleichem Trägheitsmoment. Um die diskreten γ -Linien dieser Banden aufzusuchen, wurde ein Fenster parallel zur Hauptdiagonalen der Matrix gesetzt. Zur Untersuchung der normal deformierten Grate im Energiebereich von 660 bis 860 keV wurde ein Fenster gewählt, daß einen Abstand von der Diagonalen von 46.5 keV hat. Es überspannt mit einer Breite von 12 keV die volle Weite der 47.6 keV und 45.1 keV Gratstrukturen. Als Untergrund ist von den Spektren ein 12 keV breiter Schnitt entlang der Diagonalen subtrahiert worden. Das resultierende Spektrum im interessierenden Bereich von 660 bis 860 keV zeigt Abb. 4.12.

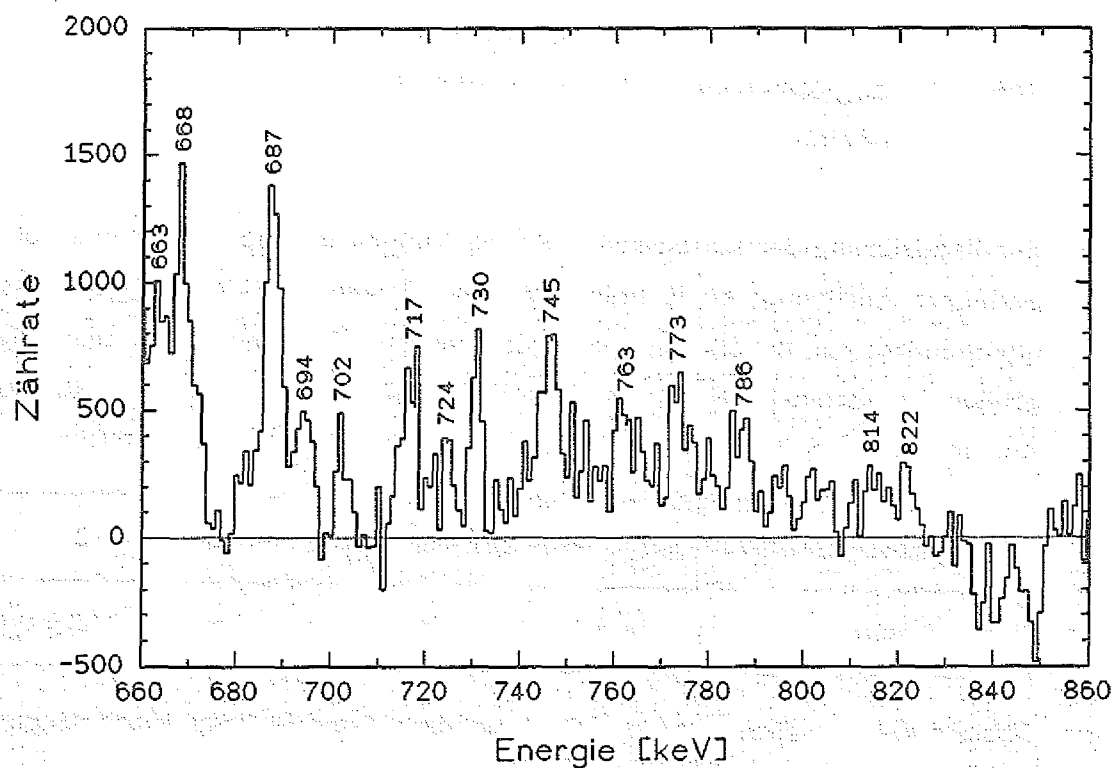


Abb. 4.12 Diskrete Linien der Grate zwischen 660 und 860 keV.

Deutlich sind mehrere γ -Linien zu erkennen, die sich durch Vergleich mit dem Energieschema von ^{180}Os [Lie88,Mar90] den Hochspinzuständen der folgenden 3 Rotationsbanden zuordnen lassen:

$(+,0)_0$ -Bande: 687, 730, 773, 822 keV

$(+,0)_4$ -Bande: 694, 745, 786 keV

$(-,1)_5$ -Bande: 668, 717, 763, 814 keV

Die γ -Linien 663, 702 und 724 keV konnten keiner bekannten Bande in ^{180}Os zugeordnet werden. Auffallend ist die hohe negative Zählrate zwischen 830 und 850 keV, die sich aufgrund der angewandten Untergrundsubtraktions-Methode erneut mit der beobachteten Brücke in den Korrelationsbildern (Abb. 4.6 u. 4.7) erklären läßt.

Bei der Suche nach den diskrete Zuständen der superdeformierten Bande ist die benutzte Methode aufgrund der geringen Intensität in den Gaten (vgl. Abb. 4.14) unbrauchbar. Ebenso ist in der Matrix das direkte Setzen von Koinzidenzfenstern auf diskrete γ -Linien der Totalprojektion, wegen der unzureichenden Statistik nicht sehr erfolgversprechend. Durch die Forderung einer hohen Multiplizität ($Mul.>12$) beim Sortieren, sind in der Matrix im Mittel nur ca. 2 Ereignisse pro Element vorhanden und es treten daher hohe statistische Schwankungen auf. Um dennoch einen Hinweis auf die diskreten Linien zu erhalten, wurde eine neue Korrelationsmethode [Rad89] angewandt. Dabei geht man von dem Koinzidenzmuster einer idealen Rotationsbande aus, welches sich als eine symmetrische Anordnung punktförmiger Dichteverteilungen in der Nähe der Matrixdiagonalen äußert. Der Abstand der Positionen zur Diagonalen bzw. untereinander ist dabei ein Vielfaches von ΔE_γ . Die Idee ist nun eine äquivalente Fensterverteilung (Abb. 4.13) entlang der Hauptdiagonalen über die Matrix zu schieben. Vorgegeben werden die Größe N des Gitters, der Abstand D der Gitterpunkte, der Abstand B der Untergrundfenster und die Größe W der Fenster. Die Größe des Gitters ist korreliert zur mittleren Anzahl der Übergänge innerhalb der Bande.

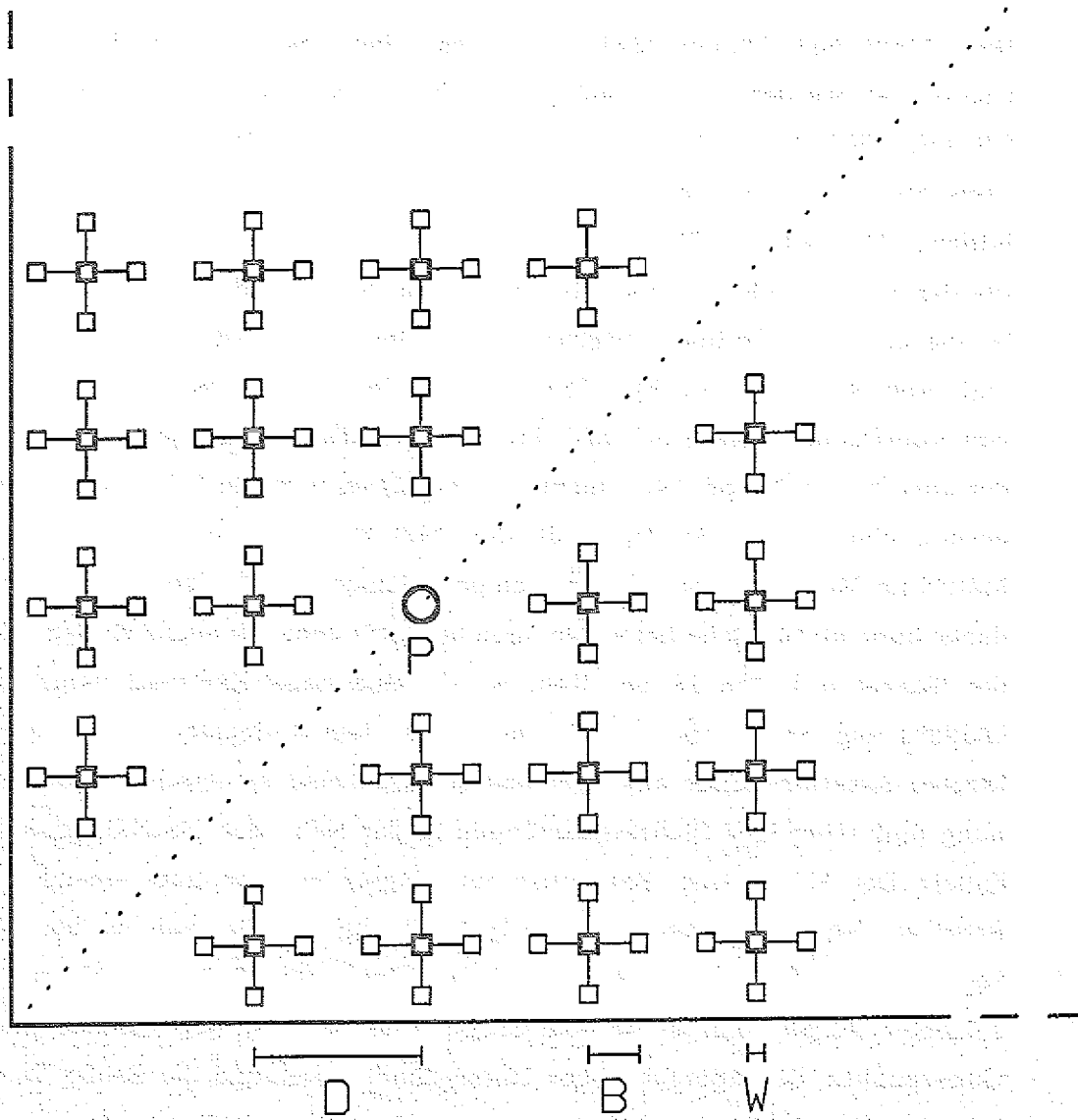


Abb. 4.13 Korrelationsgitter

In der zentralen Position P werden die Beiträge der $N(N-1)$ Elementarzellen summiert. In jeder Elementarzelle wird die Zählrate durch vier benachbarte Untergrundfenster korrigiert. Als entscheidender Punkt erweist sich noch die Festlegung eines Schwellenwertes zur Unterdrückung starker diskreter Linien. Ist die Zählrate in einem Koinzidenzkanal größer als dieser Schwellenwert, so wird sie unterdrückt und liefert keinen Beitrag zur Summation an der Stelle P.

Für die Definition des Gitters wurden die folgenden Parameter benutzt:

<i>Größe des Gitters:</i>	$N = 5$
<i>Abstand der Gitterpunkte:</i>	$D = 36 \text{ keV} = \Delta E_{\gamma}$
<i>Abstand der Untergrundfenster:</i>	$B = 8 \text{ keV}$
<i>Breite der Fenster:</i>	$W = 6 \text{ keV}$

Abb. 4.14 a,b zeigen die Anwendung der Gittermethode im Bereich 800 bis 1300 keV mit $\Delta E_{\gamma} = 28 \text{ keV}$ und $\Delta E_{\gamma} = 36 \text{ keV}$ ohne das Setzen eines Schwellenwertes. Liegen keine Korrelationen vor, so treten nur Oszillationen um die Nulllinie auf (Abb. 4.14a). Ist dagegen eine Korrelation vorhanden, so verstärkt sich die Ausprägung einer Bandenstruktur oberhalb der Nulllinie (Abb. 4.14b). Werden starke γ -Linien durch einen Schwellenwert unterdrückt, ergibt sich für $\Delta E_{\gamma} = 36 \text{ keV}$ das Spektrum in Abb. 4.15. Deutliche Änderungen zeigen sich nur im Bereich unterhalb von ca. 900 keV, da in ^{180}Os keine starken hochenergetischen Linien beobachtet werden. γ -Linien, die nicht zur superdeformierten Bande gehören, werden unterdrückt. Es sind 12 γ -Linien zu beobachten mit einem mittleren Energieabstand von 36.4 keV. Wegen der starken Fluktuationen bei 851.4 keV kann dieser Übergang nicht eindeutig den Korrelationsstrukturen zugeordnet werden. Unter Verwendung von Gl. 2.27 lassen sich den Anfangszuständen der γ -Übergänge Drehimpulse von 48 bis 70 \hbar zuordnen, wenn man davon ausgeht, daß das Trägheitsmoment nur durch die Deformation bestimmt wird.

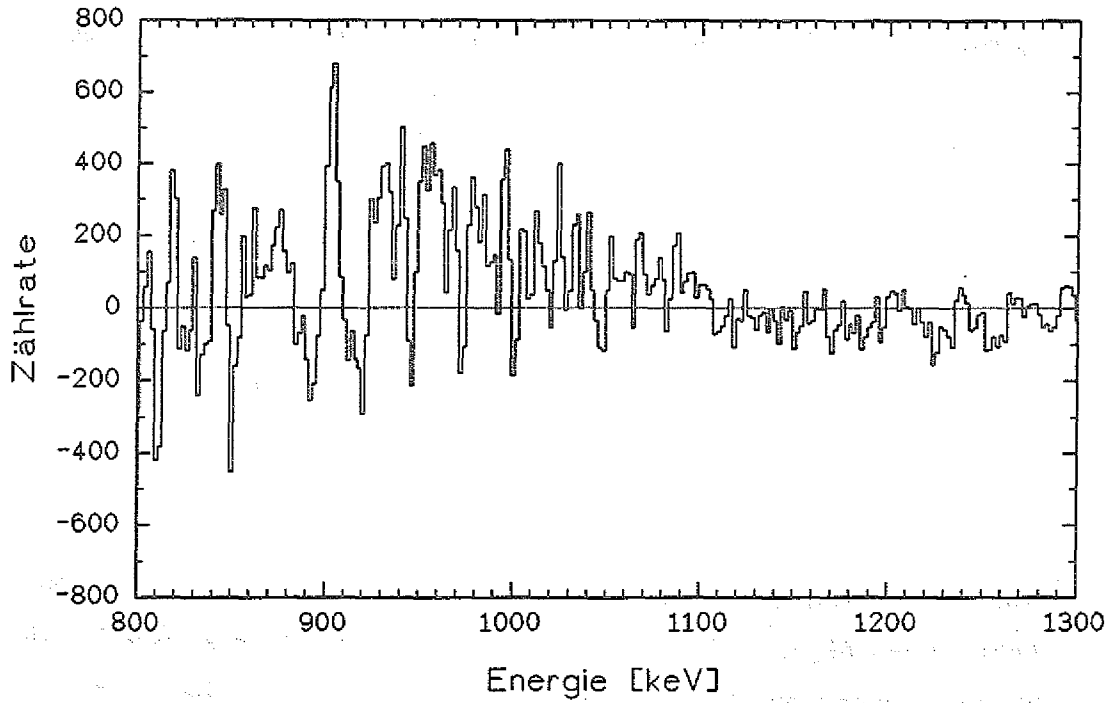


Abb. 4.14a Korrelationsspektrum für $\Delta E_\gamma = 28$ keV.

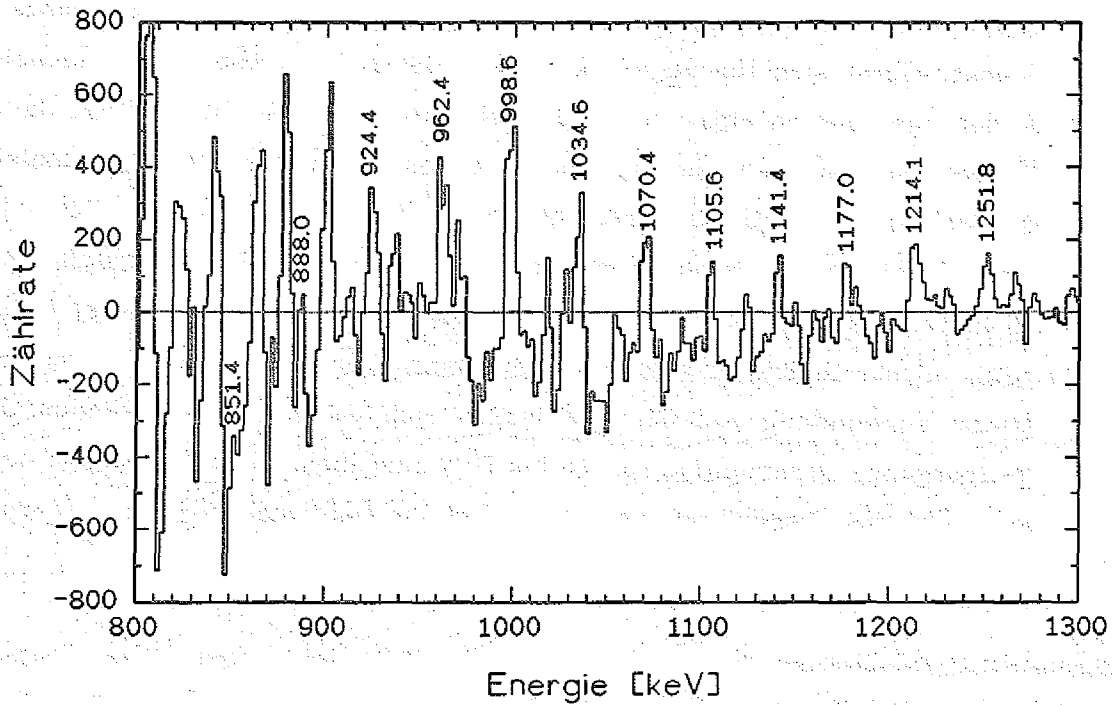


Abb. 4.14b Korrelationsspektrum für $\Delta E_\gamma = 36$ keV.

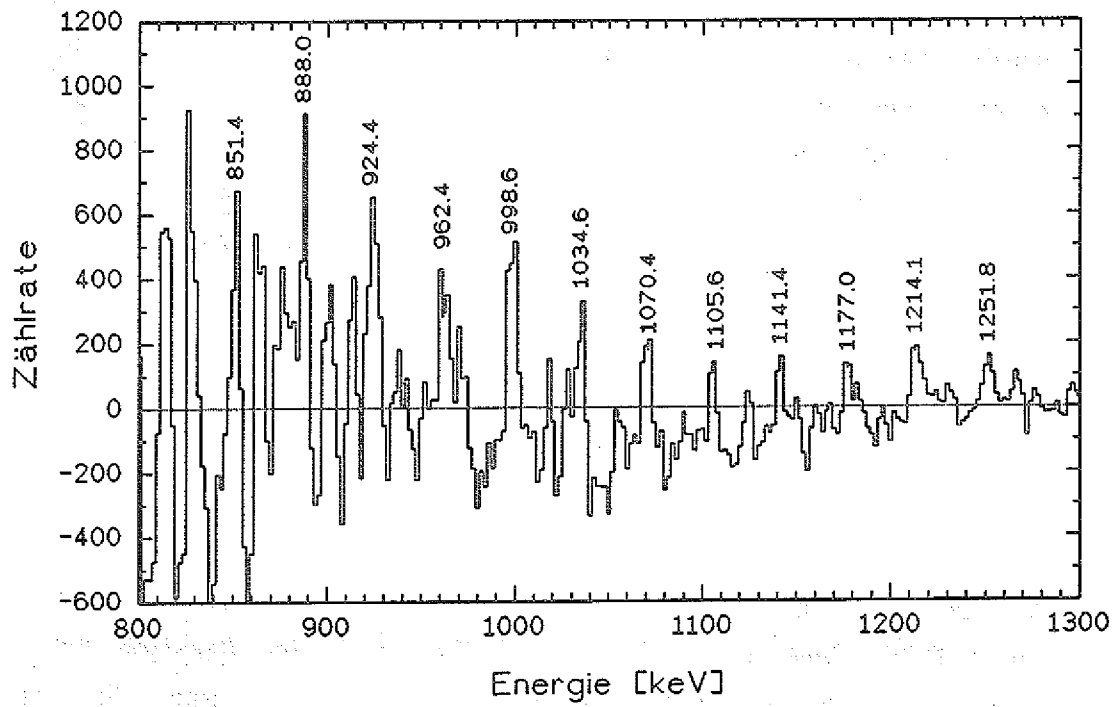


Abb. 4.15 Korrelationsspektrum für $\Delta E_\gamma = 36$ keV mit Schwellenwert

4.4 Auswertung des Experiments mit dem dicken Target

Für das Sortieren der Koinzidenzmatrizen wurde das Multiplizitäts/Summenenergiefenster so gewählt, daß vorwiegend ^{180}Os Ereignisse selektiert wurden (vgl. Abb. 4.2 u. 4.3). Alle prompten Ereignisse sind auf 16 $E_\gamma E_\gamma$ -Koinzidenzmatrizen verteilt worden, die sich untereinander in Bezug auf die angewandte Dopplerverschiebungskorrektur unterscheiden. Da sich die Dopplerverschiebung linear mit der Geschwindigkeit ändert (Gl. 3.4), kann man zu ihrer Charakterisierung den *Dopplerverschiebungskorrekturfaktor* F benutzen:

$$F = \frac{\bar{v}(t)}{v_0} \quad \begin{array}{l} v_0 = \text{Anfangsgeschwindigkeit der Kerne} \\ \bar{v}(t) = \text{mittlere Geschwindigkeit der Kerne} \\ \text{zum Zeitpunkt } t \end{array} \quad (4.6)$$

Der Quotient F gibt den Bruchteil der vollen Dopplerverschiebung an, die ein γ -Quant besitzt, welches unmittelbar nach der Reaktion bei der maximalen Geschwindigkeit v_0 emittiert wurde. Der Bereich zwischen voller Dopplerverschiebungskorrektur ($F=1$) bis $F=0.5$ ist mit einer Schrittweite von $\Delta F=0.05$ abgedeckt worden und unterhalb von $F=0.5$ sind $\Delta F=0.10$ Schritte benutzt worden. Durch Abb. 3.12 ist die Dopplerverschiebung der γ -Linie korreliert mit der effektiven Lebensdauer des angeregten Energieniveaus. Demzufolge besitzen die γ -Linien bzw. die Grate in den Matrizen, nur dann eine minimale Breite, wenn entsprechend der effektiven Lebensdauer des Niveaus korrigiert wurde. Im vorliegenden Experiment kann eine Dopplerverschiebung nur bis zu einer effektiven Lebensdauer von ca. 1.4 ps gemessen werden, da die Kerne nach Ablauf dieser Zeit im dicken Target abgestoppt sind (vgl. Abb. 3.12).

4.4.1 Korrelationen

Abb. 4.16 zeigt eine zweidimensionale Projektion der Korrelationsmatrix ohne Dopplerverschiebungskorrektur ($F=0$). Deutlich ist die markante Gratstruktur im Bereich zwischen 660 und 860 keV zu erkennen, die schon in Kapitel 4.3 eingehend diskutiert wurde.

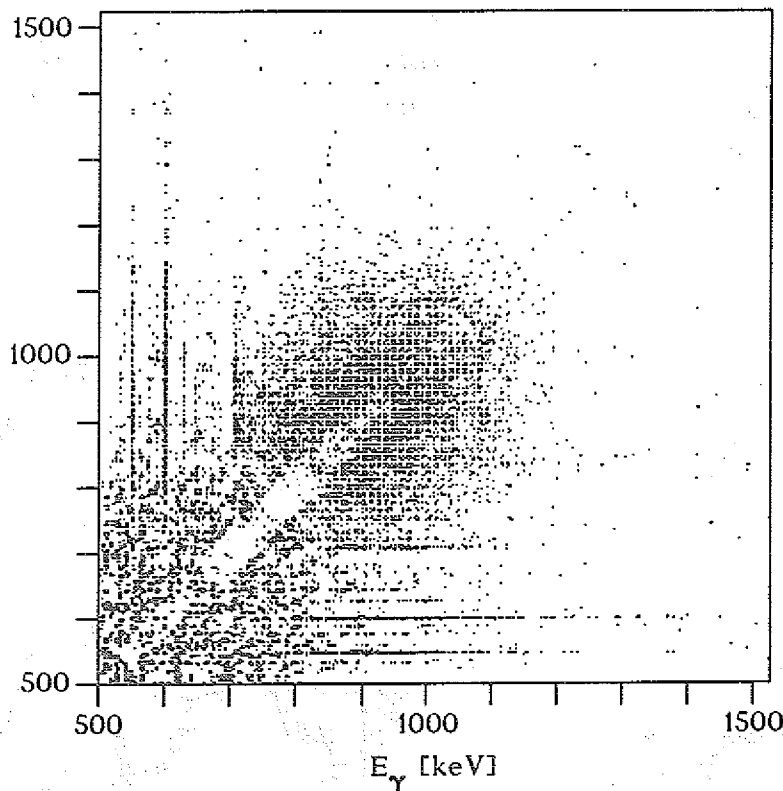


Abb. 4.16 Ausschnitt der Korrelationsmatrix im Experiment mit dem dicken Target bei 0% Dopplerverschiebungskorrektur.

Um die Lebensdauern dieser von korrelierten Ereignissen herrührenden Grate zu untersuchen, sind ΔE_γ -Spektren erzeugt worden, die sich untereinander in ihrer Dopplerverschiebungskorrektur unterscheiden. Abb. 4.17 a,b zeigt eine Auswahl von ΔE_γ -Spektren in den interessierenden Energiebereichen 660-730 keV und 740-840 keV (vgl. Abb. 4.7 u. 4.8). Repräsentativ für den vollen Bereich der Dopplerverschiebungskorrektur sind Spektren bei

$F=0, 0.4, 0.7$ und 1.0 gewählt worden. Im ersten Bereich von 660 bis 730 keV (Abb. 4.17a) sind bei $F=0$ eindeutig Grate 1., 2. und 3. Ordnung zu beobachten. Der Abstand der Grate $\Delta E_\gamma = 47.4 \pm 1.5$ keV ist innerhalb der Fehlergrenzen identisch mit dem Ergebnis aus dem Experiment mit dem dünnen Target (vgl. Tab. 4.2).

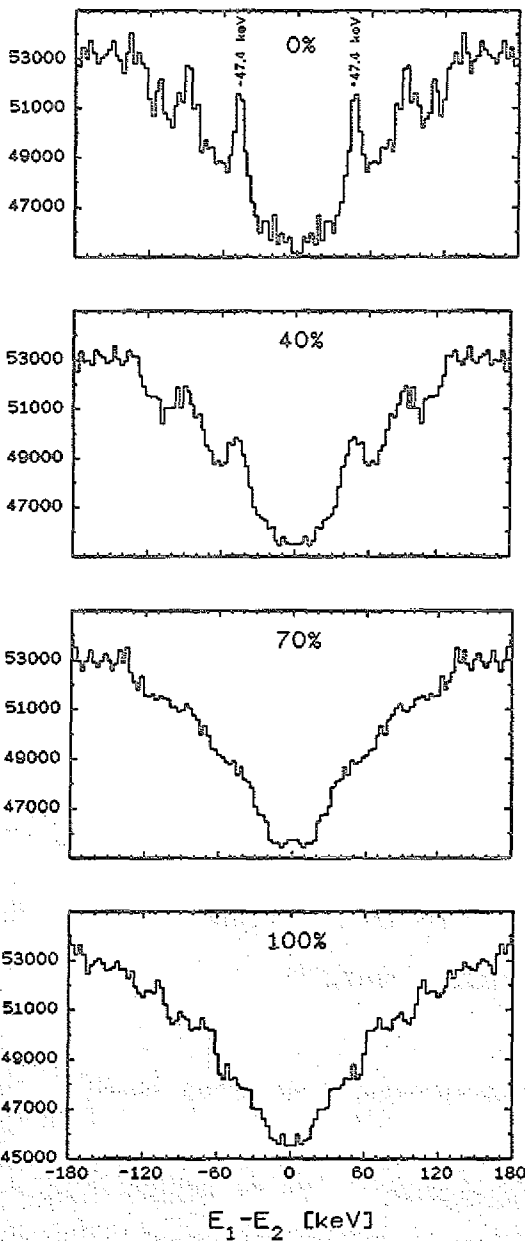


Abb. 4.17a

ΔE_γ -Spektren im Energiebereich $660-730$ keV.

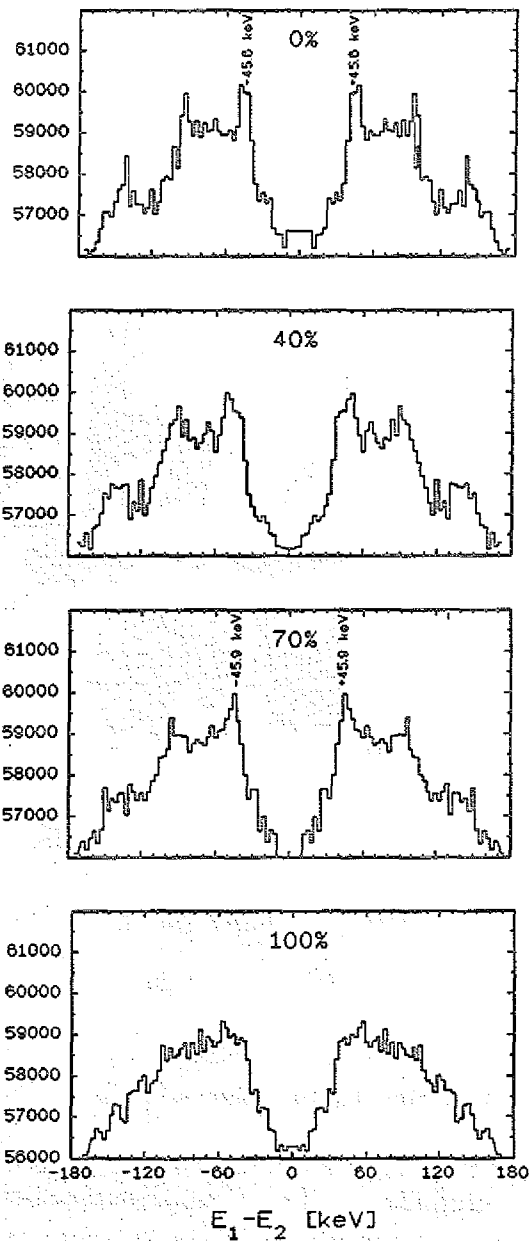


Abb. 4.17b

ΔE_γ -Spektren im Energiebereich $740-840$ keV.

Mit zunehmender Dopplerverschiebungskorrektur nimmt auch die Breite der Grate zu, bis sie schließlich im Untergrund verschwinden. Die minimale Breite wird bei $F=0$ beobachtet, so daß die Grate von Zuständen mit einer effektiven Lebensdauer $\tau_{\text{eff}} \geq 1.4$ ps herrühren müssen. Im oberen Energiebereich von 740 bis 840 keV (Abb. 4.17b) sind ebenfalls ausgeprägte Grate bei $F=0$ zu beobachten. Mit zunehmender Dopplerverschiebungskorrektur zeigt sich hier jedoch ein überraschendes Verhalten in der Entwicklung der Breite des Grates. Ausgehend von $F=0$ nimmt die Breite zunächst zu ($F=0.4$). Bei $F=0.7$ bildet sich erneut eine scharfe Gratstruktur mit kleiner Breite aus, die einen ähnlichen Abstand ΔE_{γ} wie bei $F=0$ aufweist. Eine noch größere Dopplerverschiebungskorrektur ($F=1.0$) bewirkt schließlich wieder eine Verbreiterung dieser Grate. Aus einer eingehenden Analyse der Breite bei verschiedenen Dopplerverschiebungskorrekturen folgt das Bild in Abb. 4.18.

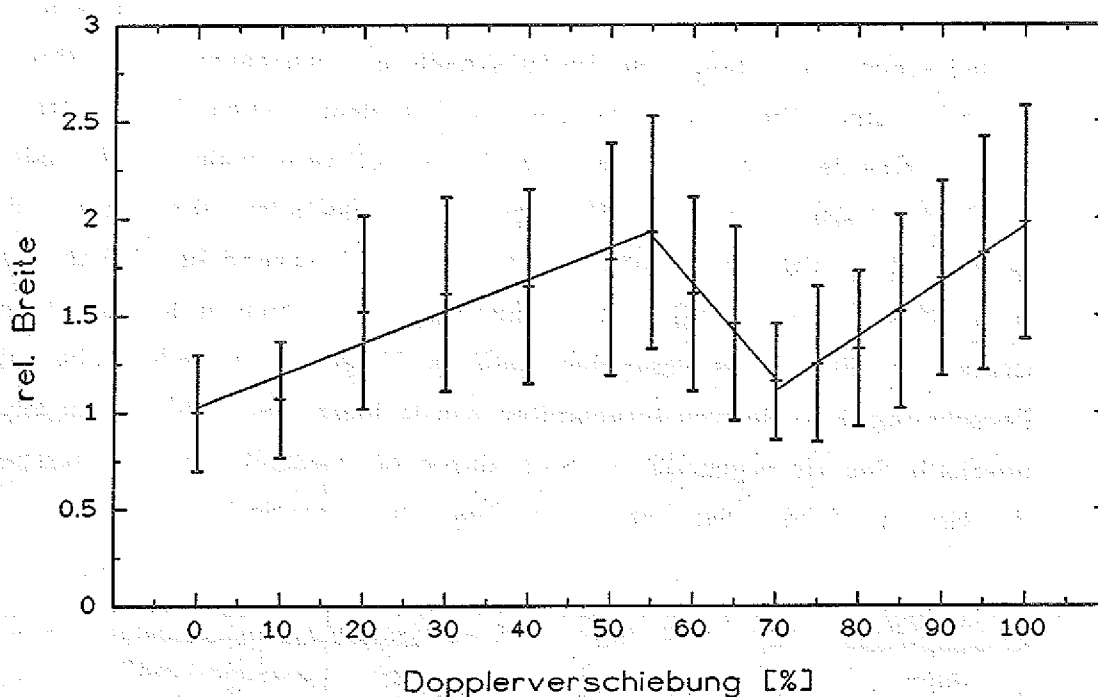


Abb. 4.18 Änderung der Gratbreite bezogen auf die Breite bei $F=0$ für verschiedene Dopplerverschiebungskorrekturen.
(Energiebereich 760-860 keV)

Erwartungsgemäß, entsprechend Gl. 3.4, ist eine lineare Zunahme der Breite zwischen $F=0$ und 0.55 zu beobachten. Ab einer maximalen Breite bei $F=0.55$ tritt eine erneute lineare Verringerung der Breite auf. Unter einer Dopplerverschiebungskorrektur von $F=0.7$ zeigt sich ein zweites Minimum in der Breite und noch größere F -Faktoren führen wiederum zu einer linearen Verbreiterung. Nach Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulation (Abb. 3.12) entspricht eine Dopplerverschiebungskorrektur von $F=0.7$ einer mittleren effektiven Lebensdauer von ca. 300fs . Dieses sonderbare Verhalten kann durch eine Koexistenz von Rotationsbanden mit gleichem Trägheitsmoment in dieser Energieregion erklärt werden, die sich in der mittleren Lebensdauer ihrer Energieniveaus unterscheiden. Ein Teil der Banden zerfällt relativ langsam ($\tau > 1.4\text{ ps}$), während der andere Teil der Banden erstaunlich schnelle Zerfallszeiten ($\tau \approx 300\text{ fs}$) aufweist. Unterstützt wird diese Vermutung, daß zwei Grate existieren, durch einen Intensitätsvergleich der Grate in den beiden Experimenten. Im Experiment mit dem dünnen Target haben alle γ -Linien die volle Dopplerverschiebung, so daß schnelle und langsame Zerfallskanäle gleichermaßen in den Graten vertreten sind. Durch das Experiment mit dem dicken Target ist es möglich eine der beiden Komponenten herauszufiltern, während die andere durch die Verbreiterung im Untergrund verschwindet. Die Summe der relativen Intensität in den Graten über dem Untergrund bei $F=0$ und 0.7 sollte insofern, bei geeigneter Normierung, der relativen Intensität des Grates im Experiment mit dem dünnen Target entsprechen. Für die Berechnung der relativen Intensitäten wurde hierzu die Zählrate im Grat, oberhalb des Untergrundes (*Peak*), durch die Gesamtzählrate unterhalb des Grates (*Total*) dividiert. Es ergaben sich folgende Werte:

Target	F	P	T	P/T
dünn	1	7330	360283	0.0203 ± 0.0017
dick	0	3182	298037	0.0107 ± 0.0018
dick	0.7	2607	356055	0.0073 ± 0.0017
				0.0180 ± 0.0025

Tabelle 4.5 Vergleich der relativen Intensitäten in der Gratstruktur des Energiebereiches $740\text{--}840\text{ keV}$.

Innerhalb der Fehlergrenzen zeigt sich eine gute Übereinstimmung in den Intensitätsverhältnissen zwischen den beiden Experimenten. Desweiteren läßt sich ableiten, daß der schnelle Zerfallszweig zu ca. 40% an der Gesamtintensität der Gratstruktur, im Experiment mit dem dünnen Target, beteiligt ist. Insofern ist in dieser Energieregion auch zu erwarten, daß der Übergang des angeregten Kerns in den Grundzustand, zu 40% durch den schnellen Zerfallsweg geht.

Motiviert durch das Auftreten von Korrelationsstrukturen bei $F=0.7$ ist die zweidimensionale Korrelationsmatrix näher untersucht worden. Abb. 4.19 zeigt eine Projektion des Energiebereiches 500 bis 1500 keV. Außer den schon bekannten Graten zwischen 660 und 860 keV, ist oberhalb von ca. 1000 keV eine interessante Gratstruktur zu erkennen, die sich zu höheren Energien hin trompetenförmig aufweitet.

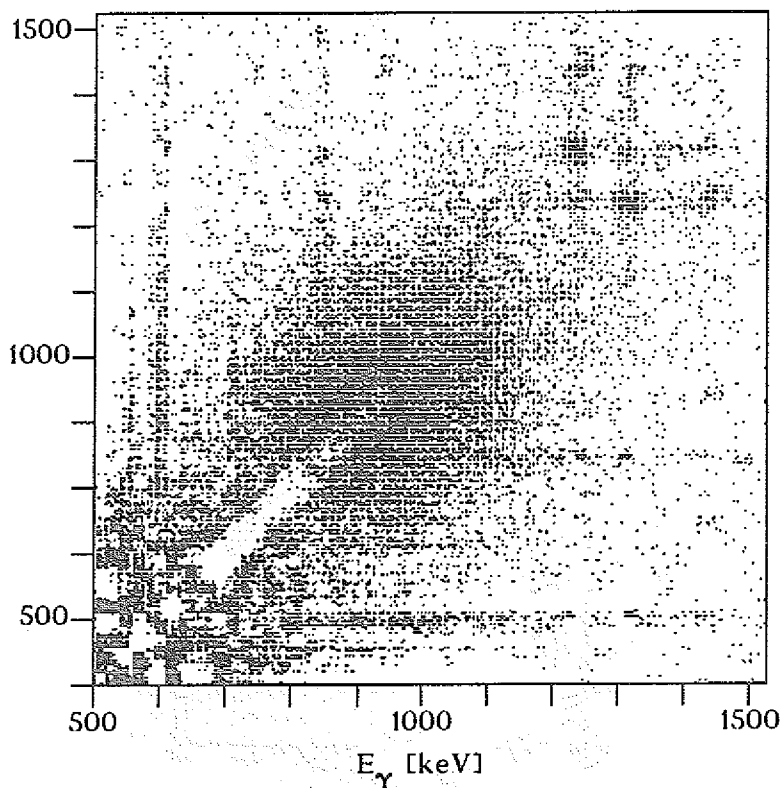


Abb. 4.19 Ausschnitt der Korrelationsmatrix im Experiment mit dem dicken Target bei 70% Dopplerverschiebungskorrektur.

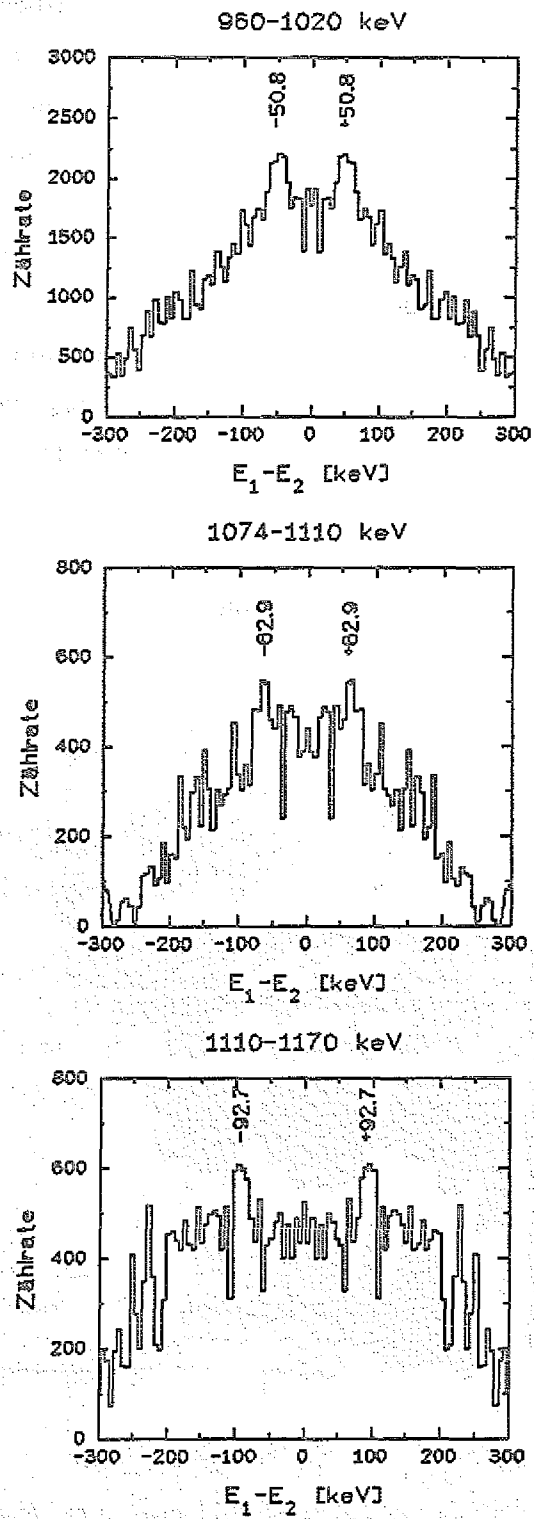


Abb. 4.20 ΔE_γ -Spektren der Gratstruktur oberhalb von 1 MeV bei 70% Dopplerverschiebungskorrektur.

Die Gratstruktur ist bis zu einer Energie von ca. 1.2 MeV zu beobachten, danach verschwindet sie im Untergrund. Um die Gratstruktur deutlich sichtbar zu machen ist der Energiebereich von 1.0 bis 1.2 MeV in kleinere Bereiche unterteilt und für diese Bereiche ΔE_γ -Spektren erzeugt worden. Diese Spektren sind in Abb. 4.20 dargestellt worden. Sie erlauben die Vergrößerung des Abstandes zwischen den Graten zu verifizieren. Aus dem Abstand der Grate zur Hauptdiagonalen läßt sich ΔE_γ für die Gratstruktur in Abhängigkeit von E_γ bestimmen, siehe Abb.4.21. Zunächst ist eine relativ langsame Zunahme von ΔE_γ zu beobachten, die jedoch ab ca. 1025 keV proportional zu E_γ^4 ansteigt.

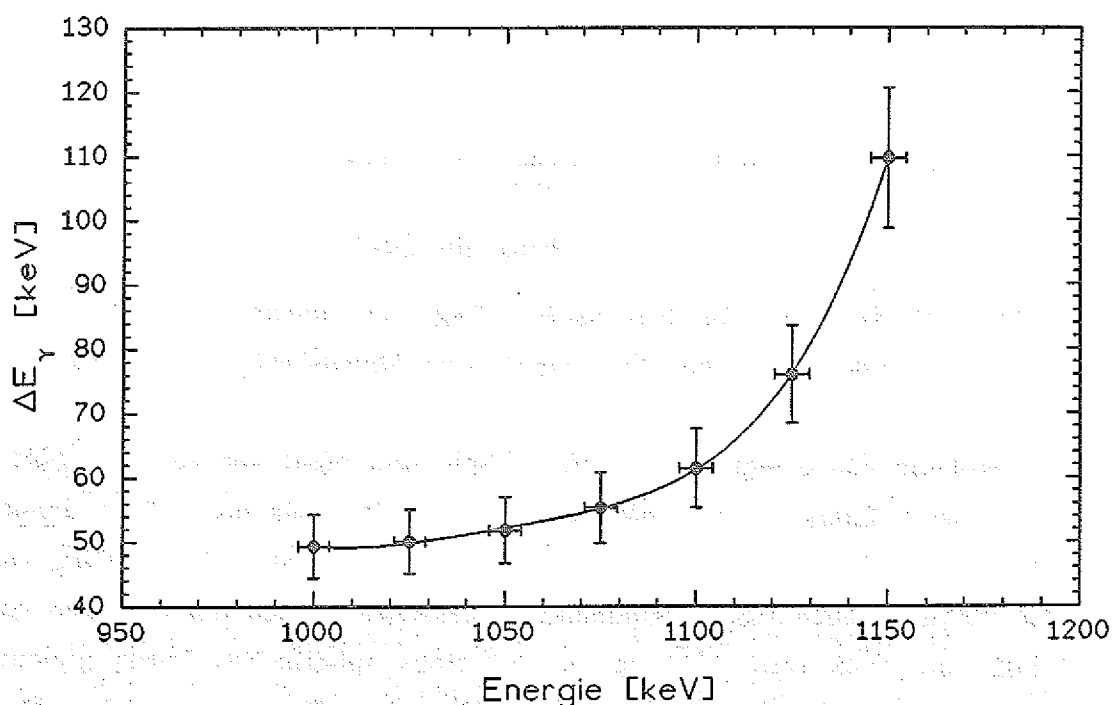


Abb. 4.21 Änderung des Abstandes ΔE_γ in der Gratstruktur oberhalb von 1 MeV bei einer Dopplerverschiebungskorrektur von $F=0.7$.

Abb. 4.22 zeigt die entsprechende Änderung des dynamischen Trägheitsmoments, wie sie aus Gl. 2.28 folgt.

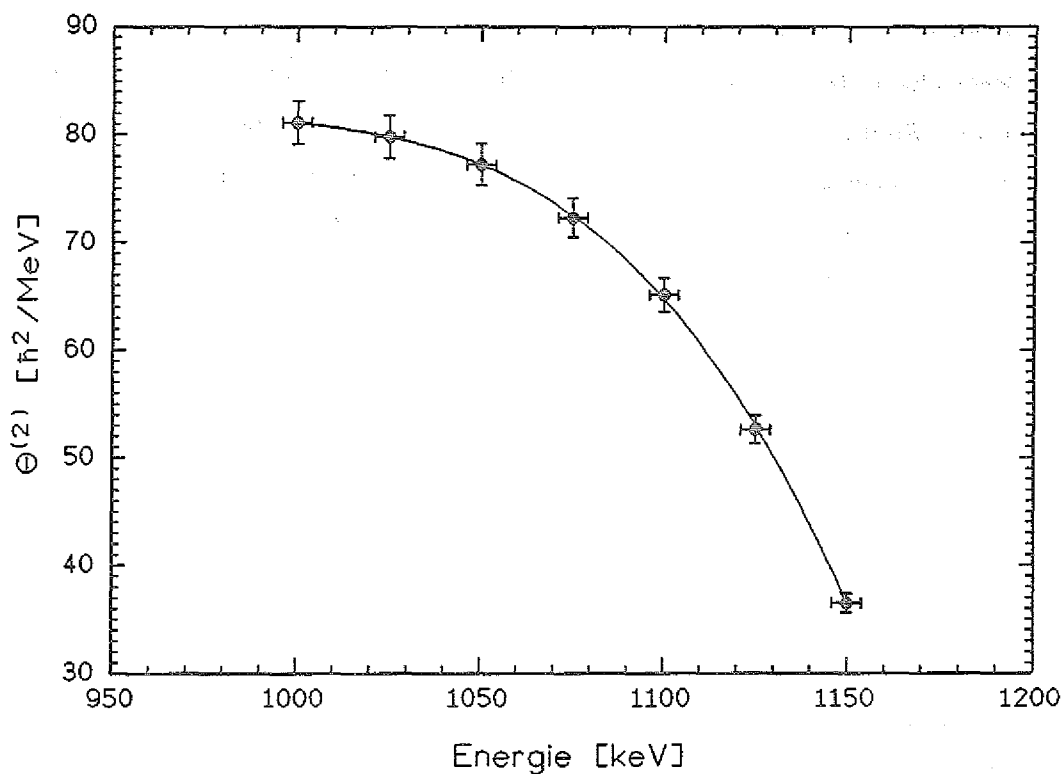


Abb. 4.22 Änderung des dynamischen Trägheitsmoments im Energiebereich 1.0-1.15 MeV bei einer Dopplerverschiebungskorrektur von $F=0.7$.

Ausgehend von einem dynamischen Trägheitsmoment von ca. $81 \hbar^2/\text{MeV}$ bei einer γ -Energie von 1 MeV, verringert sich das Trägheitsmoment innerhalb eines Energiebereichs von 150 keV um 44% auf einen Wert von $36 \hbar^2/\text{MeV}$. Diese Trägheitsmomente unterscheiden sich um Faktoren von 1.02 bzw. 0.45 vom Trägheitsmoment eines sphärischen Kerns gleicher Masse. Das Trägheitsmoment des sphärischen Kerns von $79.7 \hbar^2/\text{MeV}$ wird bei einer γ -Energie von ca. 1025 keV unterschritten.

Die sukzessive Verringerung des Trägheitsmoments läßt sich als ein stetiger Übergang der Kerngestalt nach Zuständen mit geringer Kollektivität ansehen.

Die Korrelationsstruktur einer superdeformierten Kernform ist im Experiment mit dem dünnen Target oberhalb einer γ -Energie von 900 keV beobachtet worden. Demzufolge sind die sich bezüglich ihrer Dopplerverschiebungskorrektur unterscheidenden Matrizen in dieser Energieregion auf Korrelationen hin untersucht worden. Nur in der Matrix mit 100% Dopplerverschiebungskorrektur läßt sich eine Gratstruktur oberhalb von ca. 940 keV beobachten (Abb. 4.23), die eine schmalere Breite zwischen den Graten aufweist, als die Gratstruktur unterhalb von 900 keV. Projiziert man, analog zu Abb. 4.11, den Energiebereich 960-1140 keV der Rohkorrelationsmatrix in ein ΔE_γ -Spektrum, so erhält man das Spektrum in Abb. 4.24. In einem Abstand von ca. $\Delta E_\gamma = 36$ keV sind trotz der besseren Statistik gegenüber dem Experiment mit dem dünnen Target, nur sehr schwach Grate zu erkennen. Ein Problem ist wahrscheinlich die Gratstruktur, welche bei einer Dopplerverschiebungskorrektur von $F=0.7$ im gleichen Energiebereich beobachtet wird (s.o.). Durch eine Korrektur mit $F=1$ verschmiert diese Struktur und überlagert die schwachen Grate bei $\Delta E_\gamma = 36$ keV (vgl. Abb. 4.11). Der Dopplerverschiebungskorrekturfaktor $F=1$ weist darauf hin, daß es sich um sehr kurzlebige Zustände mit effektiven Lebensdauern $\tau_{\text{eff}} \leq 100$ fs handeln muß.

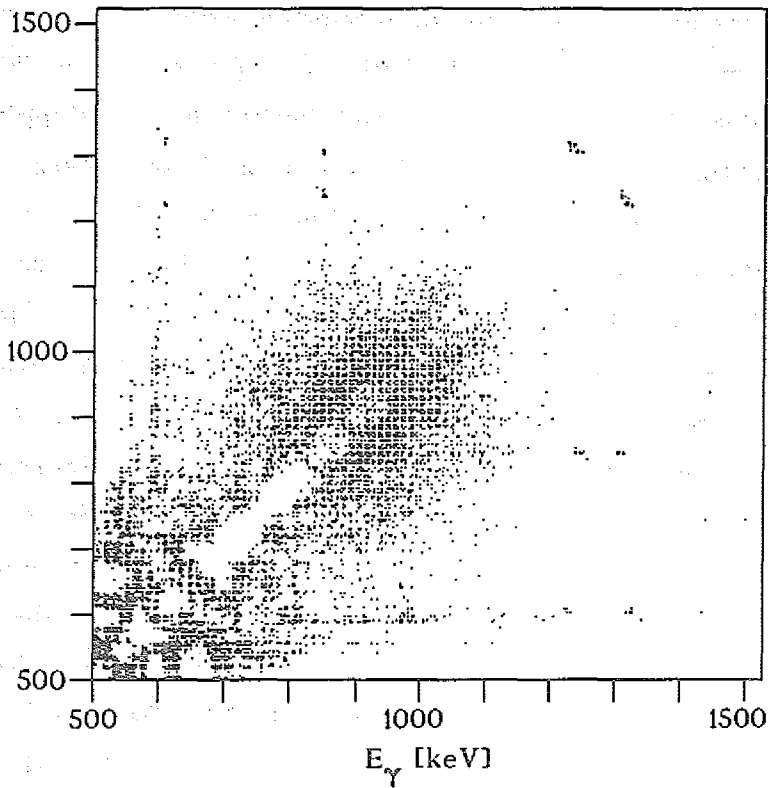


Abb. 4.23 Ausschnitt der Korrelationsmatrix im Experiment mit dem dicken Target bei einer Dopplerverschiebungskorrektur von $F=1$.

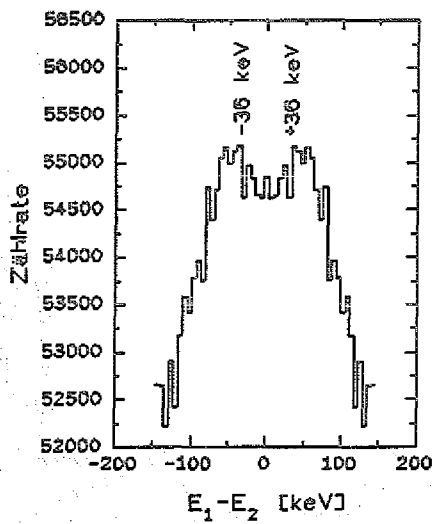


Abb. 4.24 ΔE_γ -Spektrum im Energiebereich 960-1140 keV bei einer Dopplerverschiebungskorrektur von $F=1$.

4.4.2 Bestimmung der diskreten Linien

Nach Kapitel 4.4.1 werden im Energiebereich 740-840 keV Korrelationsrate beobachtet, die aus einer schnellen (≈ 300 fs) und einer langsamen (> 1.4 ps) Komponente bestehen. Zum Auffinden der zugehörigen diskreten Linien wurde ein 12 keV breites Fenster auf den parallel zur Matrixdiagonalen liegenden Grat gesetzt. Analog zur Position der Grate in den ΔE_{γ} -Spektren besaß das Fenster einen Abstand von 46 keV zur Diagonalen. Der Untergrund in den Matrizen wurde durch die Kopenhagener Subtraktionsmethode (Kap. 4.2) reduziert. Abb. 4.25 zeigt Ausschnitte der γ -Spektren bei 0%, 40%, 70% und 100% Dopplerverschiebungskorrektur. Das γ -Spektrum mit $F=0$ verifiziert im wesentlichen die Ergebnisse aus der Analyse des Experiments mit dem dünnen Target (vgl. Abb. 4.12). Aufgrund der höheren Statistik, gegenüber dem Experiment mit dem dünnen Target lassen sich zusätzlich noch drei weitere γ -Linien bei 850 keV, 870 keV und 912 keV identifizieren. Mit den Ergebnissen der $E_{\gamma}E_{\gamma}$ -Koinzidenzanalyse lassen sich die 850 keV γ -Linie dem $26^+ \rightarrow 24^+$ Übergang der $(+,0)_4$ -Bande und die 870 keV γ -Linie dem $28^+ \rightarrow 26^+$ Übergang der $(+,0)_0$ -Bande in ^{180}Os zuordnen [Mar90]. Für die γ -Linie bei 912 keV lieferte die Koinzidenzanalyse, wegen zu geringer Intensität in den Koinzidenzspektren, keine eindeutige Aussage über die Bandenzugehörigkeit. Als wahrscheinlich gilt die Zuweisung dieser γ -Linie zum nächst höheren Übergang in der $(+,0)_0$ -Bande, dem $30^+ \rightarrow 28^+$ Übergang.

Mit zunehmender Dopplerverschiebungskorrektur ($F=0.4$) verbreitern sich die γ -Linien, jedoch werden bei $F=0.7$ entsprechend den Ergebnissen in der Analyse der Korrelationsrate erneut γ -Linien beobachtet (Abb. 4.25 u. 4.26). Abb. 4.26 ergibt sich aus dem γ -Spektrum mit 70% Dopplerverschiebungskorrektur der Abb. 4.25, durch eine Glättung der statistischen Schwankungen mit einer gewichteten Mittelwertbildung über mehrere Kanäle.

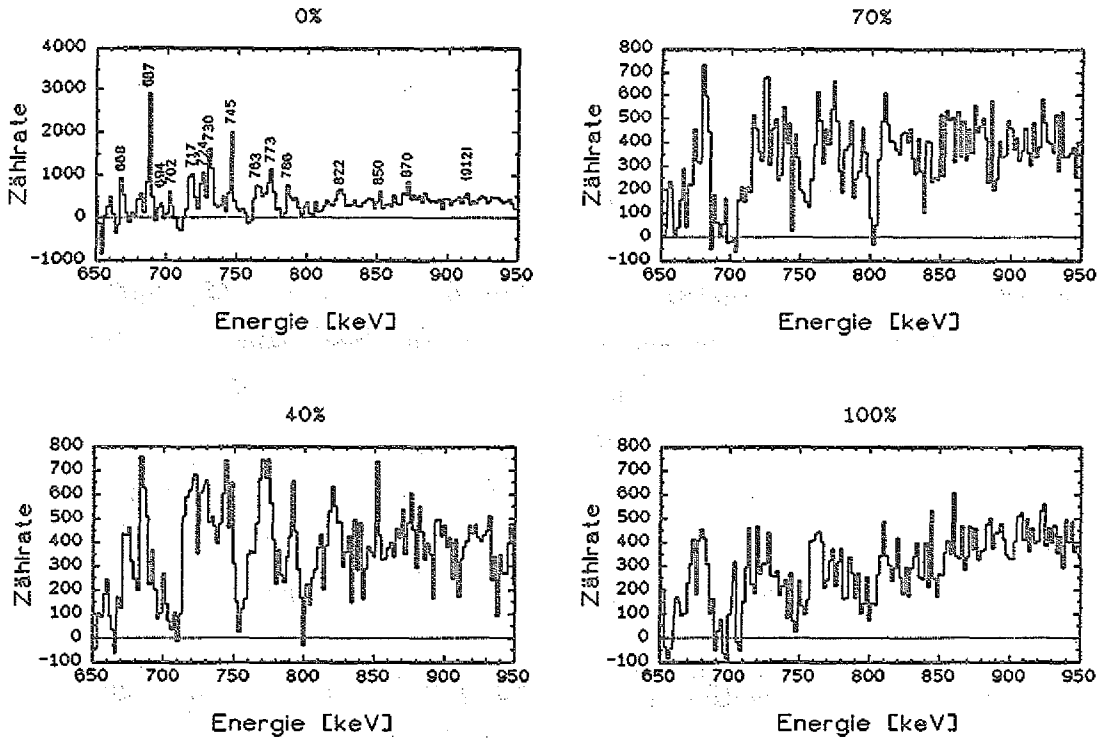


Abb. 4.25 E_γ -Projektion der Glatstruktur, bei unterschiedlicher Dopplerverschiebung.

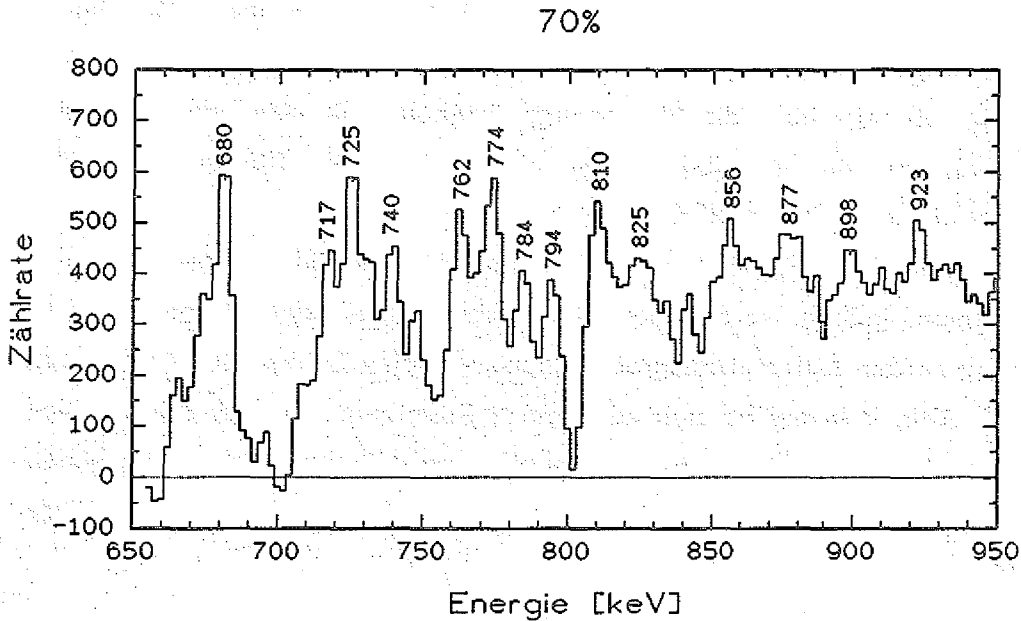


Abb. 4.26 Geglättetes E_γ -Spektrum der Glatstruktur, bei 70% Dopplerverschiebungskorrektur.

Unter der Annahme von $\Delta E_{\gamma} \approx 46 \text{ keV}$ lassen sich aus den γ -Energien folgende Kombinationen von möglichen Übergangssequenzen konstruieren:

a.)	680, 725, 774 keV	$\overline{\Delta E}_{\gamma} = 47.0 \text{ keV}$
b.)	717, 762, 810, 856, 898 keV	$\overline{\Delta E}_{\gamma} = 45.3 \text{ keV}$
c.)	740, 784, 825, 877, 923 keV	$\overline{\Delta E}_{\gamma} = 45.8 \text{ keV}$
d.)	748, 794 keV	$\overline{\Delta E}_{\gamma} = 46.0 \text{ keV}$

Diese Energien dürfen nicht ohne weiteres akzeptiert werden, da durch die Anwendung der Dopplerverschiebungskorrektur, jede γ -Linie im Spektrum mit $F=0$ in mehrere Komponenten aufspaltet (Kap. 3.3.2 u. Abb. 3.13), die additiv interferieren können und so künstliche γ -Linien bzw. Fluktuationen im Spektrum hervorrufen können. Möglich sind solche Effekte, wenn die Energieverschiebung der Dopplerverschiebungskorrektur größer ist als der halbe Abstand einer γ -Linien zur Nachbarlinie im Spektrum mit $F=0$. Bei 70% Dopplerverschiebungskorrektur beträgt die maximale Energieverschiebung $\pm 14 \text{ keV}$ für eine 1 MeV γ -Linie. Unter der Berücksichtigung der sieben Winkelgruppen des OSIRIS-Spektrometers (vgl. Abb. 3.4) zeigt sich eine Aufspaltung der γ -Linien des Spektrums mit $F=0$, in 7 Komponenten mit einer prozentualen Energieverschiebung von $\Delta E_{\gamma} = 0\%, \pm 0.6\%, \pm 1.1\%, \pm 1.3\%$. Für eine 1 MeV γ -Linie beträgt demzufolge die maximale Aufspaltung $\pm 13 \text{ keV}$. Der Abstand einer γ -Linie im Spektrum mit $F=0$ zur Nachbarlinie liegt zwischen ca. 10 keV und 40 keV (vgl. Abb. 4.12 u. 4.25), so daß es gemäß der oben beschriebenen Bedingung zu Interferenzeffekten kommen kann. Um den Einfluß dieser Effekte auf das γ -Spektrum mit $F=0.7$ abschätzen zu können, sind die Dopplerverschiebungen der starken γ -Linien bei $F=0$ berechnet worden und unter Berücksichtigung der Verteilung der Detektoren, additiv in einem Spektrum überlagert worden (Abb. 4.27).

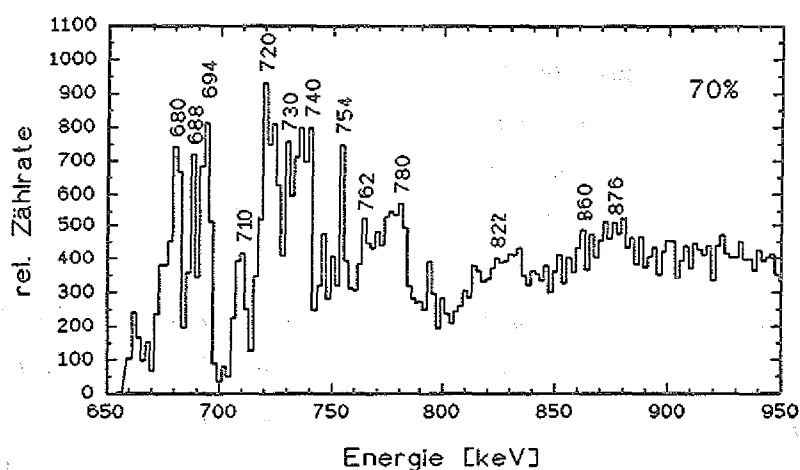


Abb. 4.27 Simulation der Interferenzeffekte starker γ -Linien aus dem Spektrum mit $F=0$, bei 70% Dopplerverschiebungskorrektur.

Obwohl sich einige γ -Linien in den Spektren mit $F=0.7$ und der Simulation entsprechen, zeigt das Spektrum der Simulation doch eine andere Liniensequenz und variierende Linienbreiten. Desweiteren läßt sich durch Vergleich des Spektrums mit $F=0\%$, mit der Simulation bei $F=0.7$, das Aufspaltungsmuster der starken γ -Linien identifizieren. Das Spektrum in Abb. 4.27 bewirkt in erster Linie eine Modulation des Untergrundes im Spektrum mit $F=0.7$ (vgl. Abb.4.26), was sich z.B. in den geringen Intensitäten bei ca. 700 und 800 keV widerspiegelt und in den aufeinanderfolgenden Intensitätsschwankungen ("Hügel") in der Energieregion oberhalb von 800 keV (vgl. Abb. 4.26 u. 4.27). Insofern können die beobachteten γ -Linien in Abb. 4.26 den Korrelationsgraten bei 70% Dopplerverschiebungskorrektur zugewiesen werden. Eine endgültige Bestätigung ist nur durch die Koinzidenzanalyse möglich. Wegen der geringen Bevölkerung des schnellen Zerfallkanals ergibt sich eine geringe Zählrate in den Koinzidenzspektren und eine Aufstellung des Niveauschemas ist nicht möglich. Die Zuordnung der Übergänge zum Kern ^{180}Os konnte jedoch bei einigen γ -Linien bestätigt werden.

Oberhalb von ca. 1 MeV wurde in der Korrelationsmatrix mit $F=0.7$ eine trompetenförmig auseinanderlaufende Gratstruktur entdeckt. Zum Auffinden der zugehörigen diskreten γ -Linien wurde auch hier ein dem Verlauf des Grates angepaßtes Fenster gesetzt. In den erhaltenen Spektren sind keine signifikanten Hinweise auf diskrete γ -Linien vorhanden, was auf den geringen Intensitätskontrast zwischen dem Grat und dem Untergrund zurückzuführen ist (vgl. Abb. 4.19).

Ähnliche Intensitätsprobleme bei der Suche nach diskreten γ -Linien existieren auch für die Korrelationsstrukturen der superdeformierten Kerngestalt oberhalb von 900 keV, in der Matrix mit $F=1$ (vgl. Abb. 4.23 u. 4.24). Ebenso wie bei der Analyse des Experiments mit dem dünnen Target ist hier versucht worden, mit Hilfe der Gittermethode (Kap. 4.3.2), Energiekorrelationen aus dem Untergrund herauszufiltern. Eine zusätzliche Schwierigkeit ist der erhöhte Untergrund gegenüber dem Experiment mit dem dünnen Target, da im Experiment mit dem dicken Target alle Rückstoßkerne im Targetmaterial gestoppt werden. Trotz dieser Komplikationen war es möglich in den Spektren die γ -Linien der superdeformierten Bande in ^{180}Os zu identifizieren, die schon aus der Analyse des Experiments mit dem dünnen Target bekannt waren (vgl. Abb. 4.15).

Abb. 4.28 zeigt die Resultate der Gittermethode bei 100% und 85% Dopplerverschiebungskorrektur. Zur Festlegung des Korrelationsgitters wurden die gleichen Parameter wie bei der Analyse des Experiments mit dem dünnen Target (Kap. 4.3.2) benutzt. Bei voller Dopplerverschiebungskorrektur ($F=1$, Abb. 4.28a) lassen sich 7 γ -Linien der diskreten superdeformierten Bande in ^{180}Os identifizieren. Nur γ -Linien mit einer effektiven Lebensdauer $\leq 100\text{fs}$ zeigen die volle Dopplerverschiebung und werden von Rückstoßkernen emittiert, die sich schneller als mit 90% der Anfangsgeschwindigkeit bewegen (vgl. Abb. 3.12). Eine geringere Dopplerverschiebungskorrektur als $F=1$ bewirkt bei Übergangsenergien oberhalb von 1 MeV eine Verbreiterung der γ -Linie, wohingegen unterhalb von 1 MeV in Abhängigkeit von der γ -Energie bei bestimmten Korrekturwerten ein Minimum in der Linienbreite zu beobachten ist. Die 928 keV Linie zeigt bei $F=0.85$ (Abb. 4.28b) deutlich eine kleinere Linienbreite als bei $F=1$ (Abb. 4.28a).

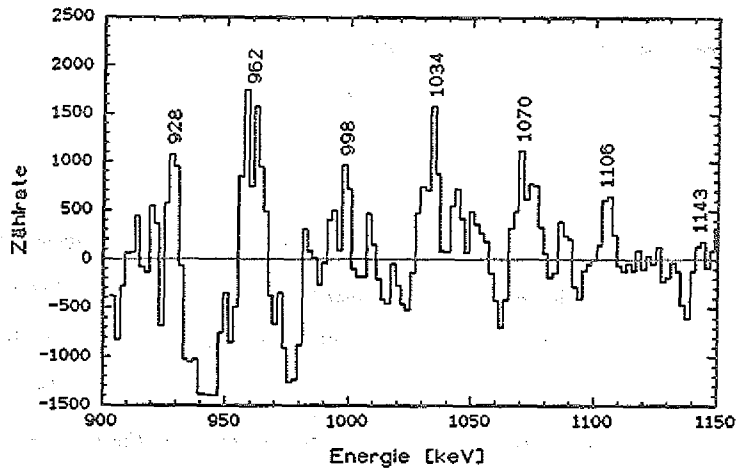


Abb. 4.28a Korrelationsspektrum der superdeformierten Bande bei 100% Dopplerverschiebungskorrektur.

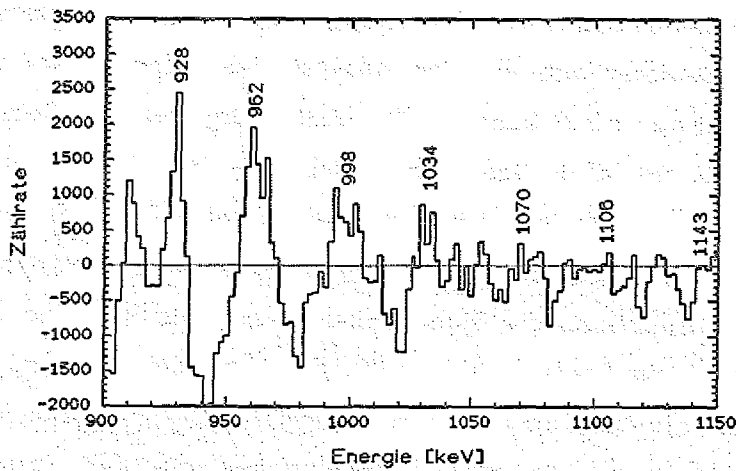


Abb. 4.29b Korrelationsspektrum der superdeformierten Bande bei 85% Dopplerverschiebungskorrektur.

Mit dem zugehörigen F-Wert und der Geschwindigkeits-Zeit-Relation (Abb. 3.12) kann auf diese Weise die effektive Lebensdauer τ des Energieniveaus bzw. die Übergangswahrscheinlichkeit $\lambda=1/\tau$ hergeleitet werden. Für den 928 keV Übergang ist eine minimale Linienbreite bei einer Dopplerverschiebungskorrektur von 85% festzustellen, was einer effektiven Lebensdauer von ca. 150fs entspricht. Die Relation zwischen der γ -Energie und der optimalen Dopplerverschiebungskorrektur kann im Rahmen eines einfachen Modells dazu benutzt werden, das statische Quadrupolmoment Q_0 des superdeformierten Kerns zu bestimmen.

4.4.3 Ermittlung des statischen Quadrupolmoments Q_0

Der Ausgangspunkt für die modellhafte Berechnung von Q_0 erfolgt unter der Annahme, daß die superdeformierte Bande nur beim höchsten Spin innerhalb weniger Femtosekunden bevölkert wird, so daß der Zerfall des obersten Niveaus rein exponentiell erfolgt. Für jedes vorgegebene Q_0 läßt sich dann die effektive Lebensdauer und die Zerfallsaktivität für jeden Zustand der hypothetisch angenommenen Bande berechnen. Die zeitliche Änderung der Besetzungszahl eines Zustandes $|i\rangle$ ist durch die Entvölkerung dieses Niveaus und dessen Bevölkerung durch den höher liegenden Zustand $|i-1\rangle$ gegeben:

$$dN_i/dt = \lambda_{i-1} N_{i-1} - \lambda_i N_i \quad (4.7)$$

Unter der Annahme einer Rotationsbande ist λ_i die totale Übergangswahrscheinlichkeit für einen gestreckten E2-Übergang in den Zustand $|i+1\rangle$ und berechnet sich aus,

$$\lambda(E2) = 1.2261 \cdot 10^9 E_\gamma^5 B(E2) \quad [E_\gamma] = \text{MeV} \quad (4.8)$$
$$[B(E2)] = (\text{eb})^2$$

mit der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit,

$$B(E2) = \frac{15}{32\pi} Q_0^2 \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)} \quad [Q_0] = eb \quad (4.9)$$

zwischen den Zuständen mit Spin $I+2$ und I .

Nach Gl. 4.7 erhält man für die Rotationsbande ein System gekoppelter Differentialgleichungen, welches analytisch gelöst [May79] oder beginnend mit N_1 sukzessive numerisch integriert werden kann. Für jeden Zustand $li\rangle$ läßt sich daraus, in Abhängigkeit von der Zeit t , die Änderung der Besetzungszahl und die Aktivität A_i berechnen:

$$A_i(t) = \lambda_i N_i(t) \quad (4.10)$$

Die Aktivitätsverteilung eines angeregten Zustandes gestattet den wahrscheinlichsten Zeitpunkt zu bestimmen, zu dem der Übergang in das tiefer liegende Energieniveau, durch Aussendung eines γ -Quants erfolgt. Zu diesem Zeitpunkt ist durch das Abbremsverhalten des ^{180}Os Kerns im Targetmaterial (vgl. Kap. 3.3), dem γ -Quant eine charakteristische Dopplerverschiebung zugeordnet. Auf diese Weise können Quadrupolmoment, γ -Energie und Dopplerverschiebung zueinander in Beziehung gesetzt werden.

Zur Berechnung der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten (Gl. 4.9) ist die Kenntnis des Spinbereichs der superdeformierten Bande notwendig. Aus den bekannten Übergangsenergien (Abb. 4.15) und Gl. 2.27 kann ein Spinbereich von $48 \hbar$ bis $70 \hbar$ abgeschätzt werden. Eine genaue Kenntnis der Spins ist nicht unbedingt erforderlich, da sich für große Spins der letzte Term in Gl. 4.9 dem Grenzwert $1/4$ annähert und infolgedessen nur geringe Änderungen in Abhängigkeit vom Spin aufweist. Abb. 4.29 zeigt für verschiedene Quadrupolmomente die Beziehung zwischen γ -Energie und den zu erwartenden F-Werten der Dopplerverschiebungskorrektur. Zusätzlich sind vier experimentelle Meßwerte eingezeichnet, die aus einer detaillierten Analyse der Linienbreite bei unterschiedlicher Dopplerverschiebungskorrektur folgen. Der Meßwert bei 1088 keV repräsentiert den

arithmetischen Mittelwert der γ -Linien bei 1034, 1070, 1106 und 1143 keV, da sie alle eine minimale Breite bei $F=1$ aufweisen. Signifikanter sind dagegen die Meßwerte der γ -Linien bei 928, 962 und 998 keV, bei denen eine Korrelation zwischen γ -Energie und Dopplerverschiebungskorrektur zu beobachten ist. Der Vergleich der Datenpunkte mit dem theoretischen Verlauf von F , liefert für das

Quadrupolmoment der superdeformierten Bande in ^{180}Os : $Q_0 = 10_{-2}^{+6}$ eb

Betrachtet man den Kern als ein homogen geladenes Rotationsellipsoid, so gilt:

$$Q_0 = \frac{2}{5} Z r_0 A^{2/3} \frac{\left(\frac{c}{a}\right)^2 - 1}{\left(\frac{c}{a}\right)^{2/3}} \quad (4.11)$$

Abb. 4.30 veranschaulicht diese Beziehung zwischen Achsenverhältnis und Quadrupolmoment für den Kern ^{180}Os . Hieraus läßt sich das Achsenverhältnis c/a bestimmen, woraus der Deformationsparameter β (Abb. 2.4 u. Gl. 2.5) und das Trägheitsmoment des starren Rotationsellipsoiden (Abb. 2.10 u. Gl. 2.29) hergeleitet werden können.

Q_0 [eb]	c/a	β	Θ_{rigid} [\hbar^2/MeV]
10_{-2}^{+6}	$1.37_{-0.07}^{+0.23}$	$0.35_{-0.06}^{+0.18}$	$92.9_{-2.5}^{+10.8}$

Tabelle 4.6 Deformationsparameter und Trägheitsmoment für den deformierten ^{180}Os Kern mit einem Quadrupolmoment von 10eb.

Die Deformationsparameter sind deutlich kleiner als die aus dem Trägheitsmoment abgeleiteten Werte (vgl. Tab. 4.4 u. Kap. 4.3.1) und entsprechen eher einer sehr stark deformierten Kerngestalt, als einem superdeformierten Kern ($c/a \approx 2$).

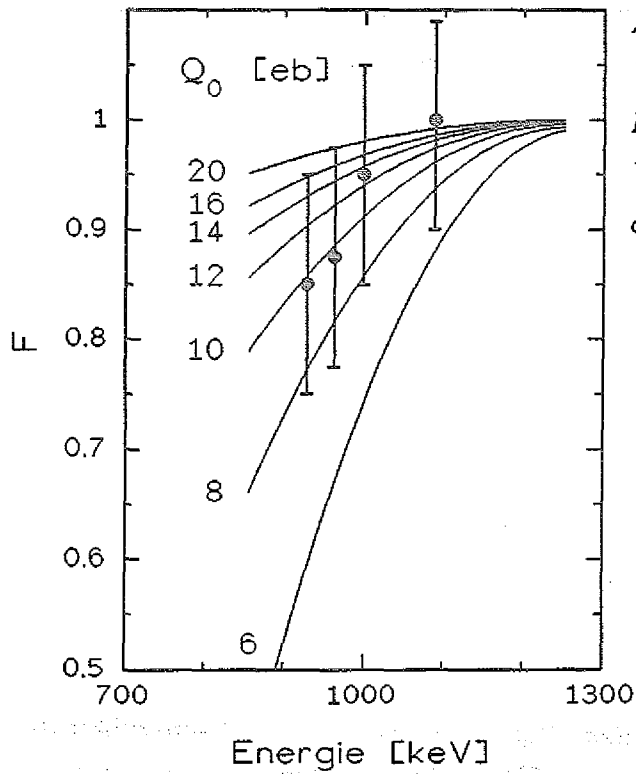


Abb. 4.29: Vergleich der experimentellen F-Werte mit dem theoretischen Verlauf, für verschiedene Quadrupolmomente Q_0 .

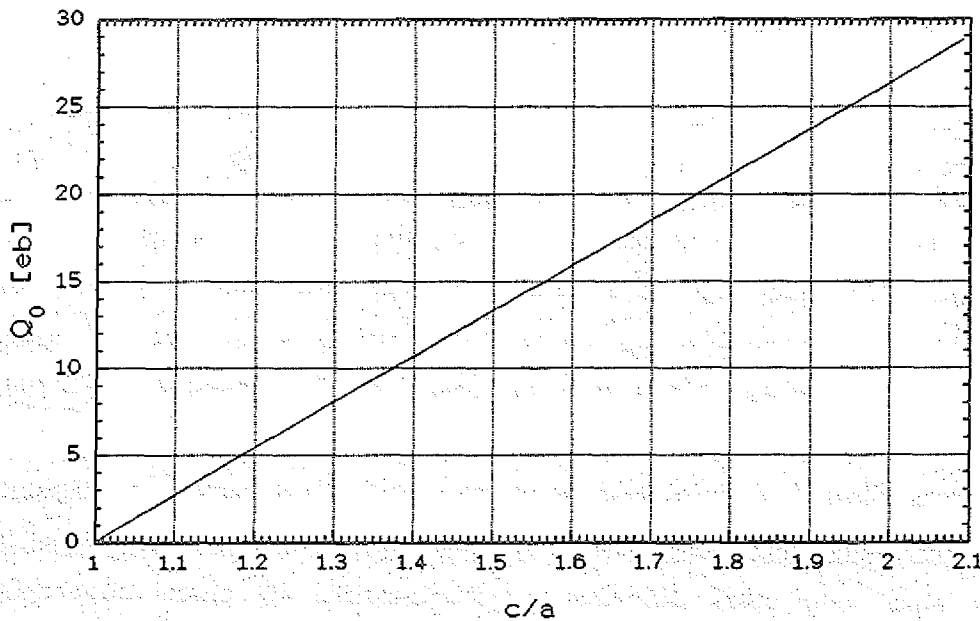


Abb. 4.30 Quadrupolmoment Q_0 in Abhängigkeit vom Achsenverhältnis c/a , für den Kern ^{180}Os .

Das aus der Korrelationsanalyse extrahierte dynamische Trägheitsmoment $\Theta^{(2)} = 111_{-9}^{+9} \hbar^2/\text{MeV}$ enthält nach Gl. 2.23 u. 2.34 Kollektiv- und Einteilchenkomponenten. Insofern können einzelne Nukleonen durch die Besetzung von Energieniveaus mit hohem Drehimpuls, ein großes Trägheitsmoment des Kerns erzeugen. Spaltet man das Trägheitsmoment in eine Kollektiv- (Θ_{coll}) und eine Einteilchenkomponente (Θ_{sp}) auf,

$$\Theta = \Theta_{\text{coll}} + \Theta_{\text{sp}} \quad (4.12)$$

so folgt aus der Differenz der gemessenen Trägheitsmomente der Beitrag der Einteilchenkomponente zum Gesamtträgheitsmoment:

$$\Theta_{\text{sp}} = 18_{-20}^{+12} \hbar^2/\text{MeV} \quad (4.13)$$

Innerhalb der Fehlergrenzen kann die Besetzung der Einteilchenniveaus mit hohem Drehimpuls eine Vergrößerung des dynamischen Trägheitsmoments bis zu ca. 30% bewirken, bezogen auf das kollektive Trägheitsmoment des Kerns, welches aus dem Quadrupolmoment hergeleitet wurde.

4.5 Interpretation der Meßergebnisse

Mit seinen 76 Protonen und 104 Neutronen liegt das Fermi-Niveau in ^{180}Os bezüglich beider Teilchensorten zwischen den Schalenabschlüssen des sphärischen Schalenmodells bei $Z=50, 82$ und $N=82, 126$ (vgl. Abb. 2.6). Aufgrund der auftretenden Rumpf-Teilchen-Wechselwirkung ist eine statische Deformation des Kerns zu erwarten. Abb. 4.31 zeigt die berechneten Einteilchenniveaus für Protonen und Neutronen unter Benutzung eines Woods-Saxon-Potentials, als Funktion der Quadrupoldeformation β_2 .

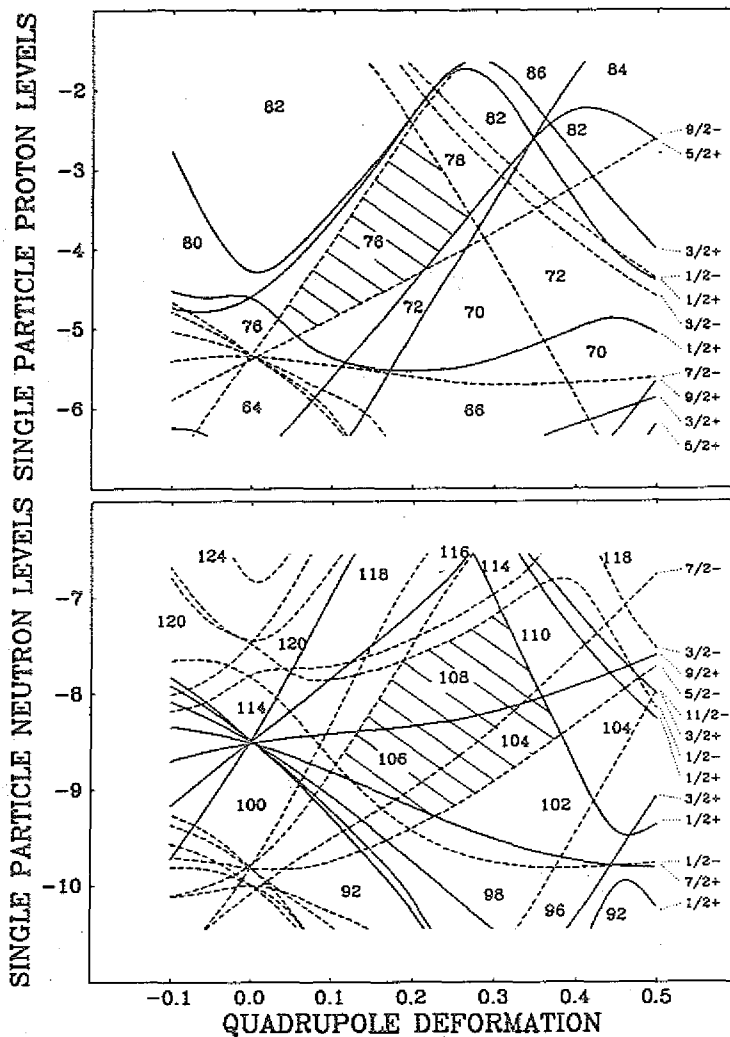


Abb. 4.31 Einteilchenenergien in ^{180}Os als Funktion der Deformation β_2 [Lie88].

Stabile Kerngestalten sind charakterisiert durch die Lage der Fermi-Energie in Bereichen geringer Zustandsdichte (Kap. 2.2). Entsprechend sind in Abb. 4.31 die für Osmium interessierenden Gebiete geringer Zustandsdichte schraffiert dargestellt. Für ^{180}Os liegt das Fermi-Niveau der Neutronen zwischen den $\Omega=7/2, 9/2$ Niveaus der $i_{13/2}$ -Unterschale und für Protonen zwischen den $\Omega=9/2, 11/2$ Niveaus der $h_{11/2}$ -Unterschale. Zu erwarten ist also eine stabile Kerndeformation zwischen $\beta_2 \approx 0.1$ und $\beta_2 \approx 0.4$. Eine genauere Berechnung des Minimums in der Potentialenergiefläche, bei Variation der Deformationsparameter β_2, β_4 und γ ergab folgende

Grundzustandsdeformation in ^{180}Os :

$\beta_2 \approx 0.2$
$\beta_4 \approx -0.03$
$\gamma \approx 0^\circ$

^{180}Os besitzt also im Grundzustand eine *prolate Kerngestalt*.

Nach dem Strutinski-Cranking-Verfahren sind die Potentialenergieflächen für ^{180}Os bei verschiedenen Rotationsfrequenzen berechnet worden [Lie88, Wys90], siehe Abb. 4.32. Die eingezeichneten Achsen bezeichnen den Deformationsparameter γ gemäß der *Lund-Konvention*:

$\gamma = 60^\circ$	<i>oblat, nicht kollektiv</i>
$\gamma = 0^\circ$	<i>prolat, kollektiv</i>
$\gamma = -60^\circ$	<i>oblat, kollektiv</i>
$\gamma = -120^\circ$	<i>prolat, nicht kollektiv</i>

Das Szenarium der Gestaltsänderung bei zunehmender Rotationsfrequenz stellt sich folgendermaßen dar [Lie88, Wys90]:

Ausgehend von der prolaten Grundzustandsdeformation $\beta \approx 0.2, \gamma \approx 0^\circ$ entwickeln sich zwei Minima bei $\gamma \approx -10^\circ$ und $\gamma \approx -120^\circ$. Ersteres entspricht einer nahezu prolaten Gestalt und letzteres einer nicht kollektiven Rotation um die Symmetrieachse des prolaten Kerns (K-Isomere).

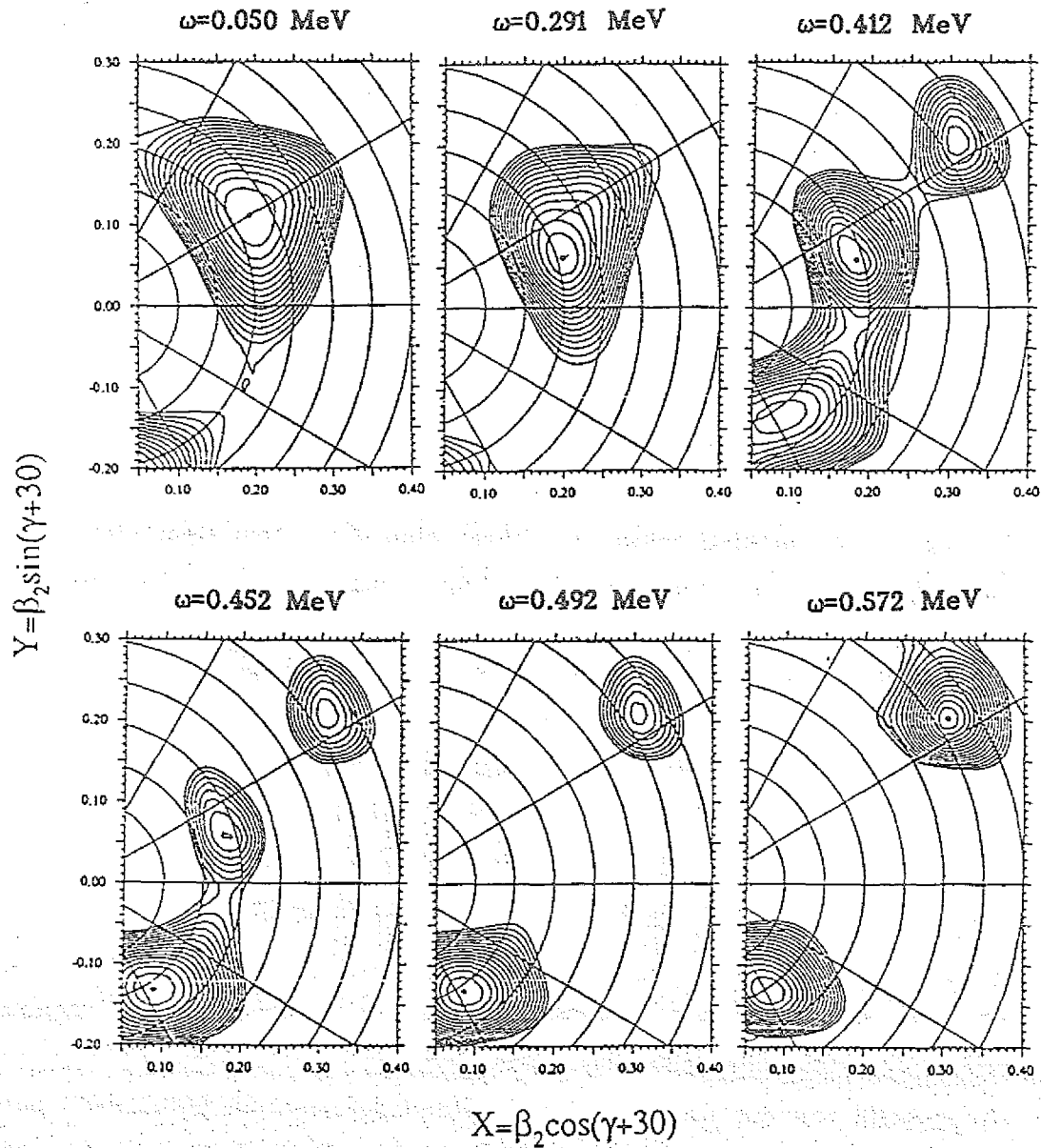


Abb. 4.32 Potentialenergieflächen für ^{180}Os als Funktion der Rotationsfrequenz.

Zunehmende Rotationsfrequenz verstärkt zunächst die Triaxialität bis sich plötzlich zwei weitere Minima entwickeln bei stark triaxialer $\gamma \approx 90^\circ$, und stark deformierter Kerngestalt $\gamma \approx 0^\circ, \beta \approx 0.4$ (*shape-coexistence*). Noch höhere Rotationsfrequenzen führen schließlich zu einer Dominanz der stark deformierten Kerngestalt. Bei der Betrachtung der Konturen der verschiedenen Minima in der Potentialenergiefläche fällt auf, daß Gestaltsänderungen in γ -Richtung eine relativ niedrige Barriere haben, wie es charakteristisch ist für einen Kern, der weich ist bezüglich γ -Deformationen (*γ -softness*).

4.5.1 Die triaxiale Kerngestalt

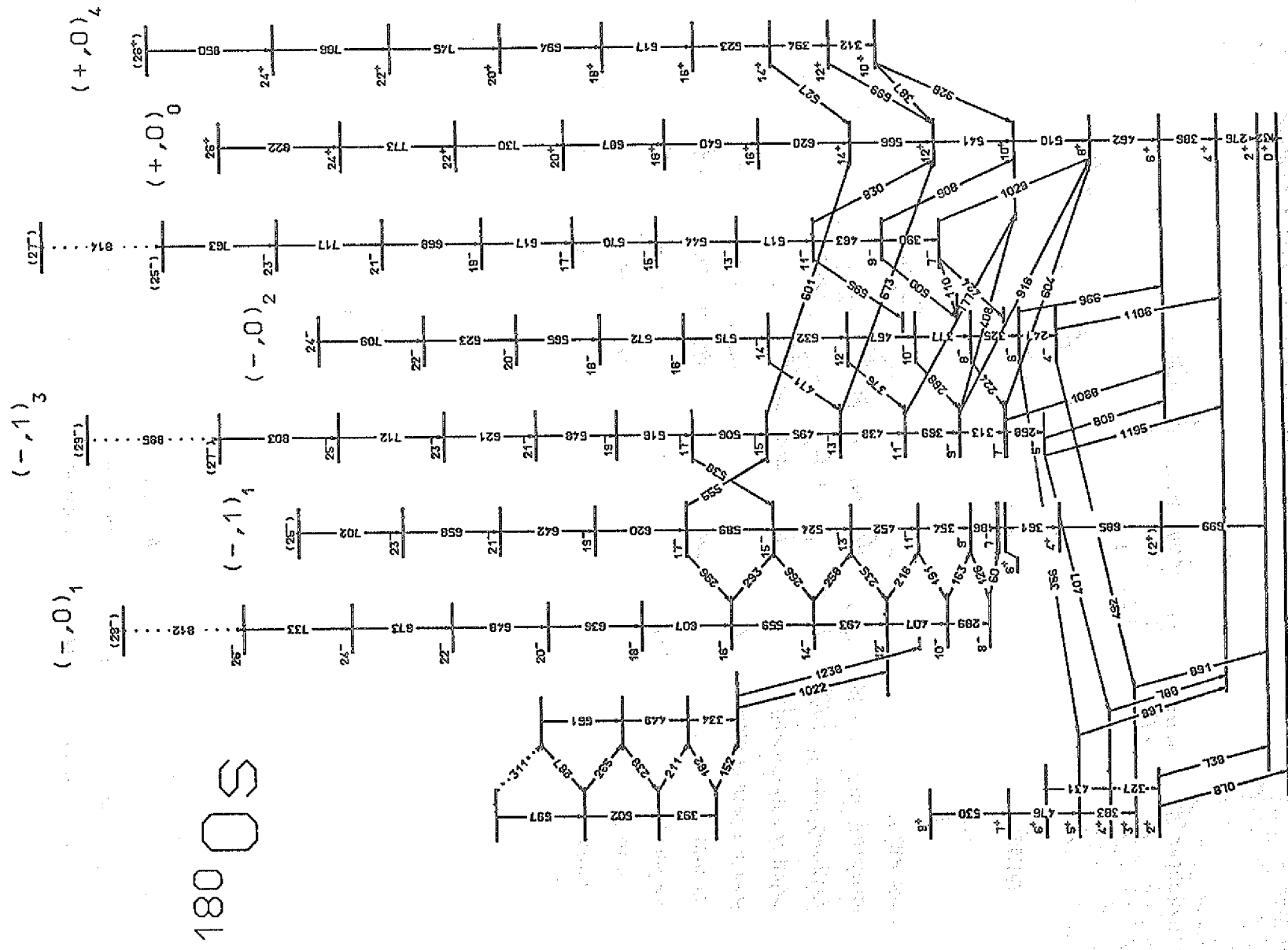
Nach Kap. 4.3.2 konnten den Graten zwischen 660 und 730 keV, sowie der langsamen Komponente oberhalb von 730 keV (Kap. 4.4.2) die drei Rotationsbanden $(+,0)_0$, $(+,0)_4$ und $(-,1)_5$ in ^{180}Os (Abb. 4.33) zugewiesen werden. Die Konfigurationen dieser Banden erzeugen korrespondierende Deformationen des Kerns, die aufgrund der beobachteten Grate, untereinander ein ähnliches Trägheitsmoment besitzen. Zum Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Rechnungen werden, nach dem Modell von Bengtsson und Frauendorf [BF79], die beobachteten Meßgrößen in die Rotationsfrequenz ω und die Projektion I_x des Gesamtdrehimpulses auf die Symmetrieachse transformiert:

$$\omega(I_m) = \frac{E(I) - E(I-2)}{I_x(I) - I_x(I-2)} \approx E_\gamma/2 \quad (4.14)$$

$$I_x(I_m) = \sqrt{(I-1/2)^2 - K^2}$$

$I_m = I-1$, mittlerer Drehimpuls eines E2-Übergangs zwischen den Niveaus I und I-2

In Abb. 4.34 ist eine nach Gl. 4.14 berechnete $I_x(\omega)$ -Darstellung der drei Rotationsbanden dargestellt.



180 OS

Abb. 4.33 Partielles Niveauschema von 180° Os [Mar90].

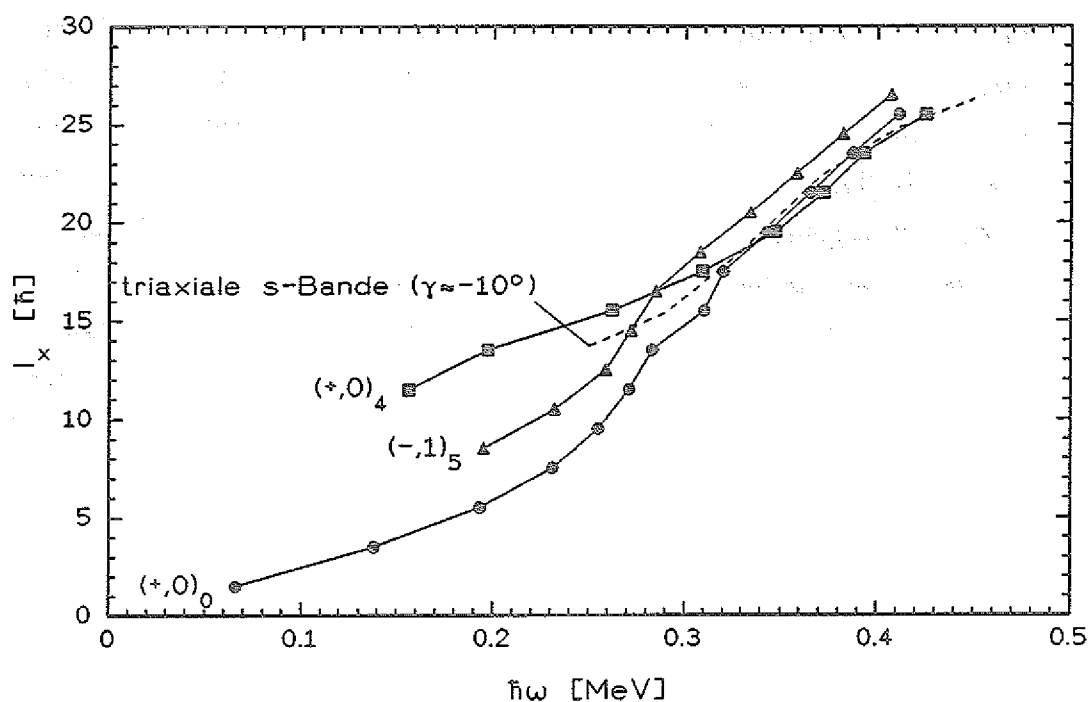


Abb. 4.34 Darstellung der Drehimpulsprojektion I_x gegenüber der Rotationsfrequenz ω .

Oberhalb einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega \approx 0.33$ MeV, die den Anfang der Gratstruktur (660 keV) markiert (vgl. Kap. 4.3.1), verlaufen die drei Banden eng benachbart und annähernd parallel zueinander. Nach den Definitionen der Trägheitsmomente (Gl. 2.33 u. 2.34) folgen daraus die gleichen Trägheitsmomente, für jede dieser Banden. Zusätzlich ist in der Abbildung, als gestrichelte Linie, die triaxiale s-Bande mit den Deformationsparametern $\beta \approx 0.2$, $\gamma \approx -10^\circ$ einbezogen worden [Wys90], die oberhalb von $\hbar\omega = 0.3$ MeV eine gute Approximation der beobachteten Banden darstellt. Der Übergang der prolaten Grundzustandsgestalt in das triaxiale Minimum wird für eine Rotationsfrequenz $\hbar\omega \approx 0.25$ MeV erwartet und ist auf die Bandenkreuzung mit einer $\nu(i_{13/2})^2$ -Konfiguration zurückzuführen, die eine triaxiale Kerngestalt favorisiert. Diese Bandenkreuzung ist deutlich am Verlauf der

$(+,0)_0$ -Bande abzulesen, die oberhalb von $\hbar\omega=0.2$ MeV eine starke Zunahme der Projektion des Gesamtdrehimpulses verzeichnet (vgl. Kap. 2.3.2). Insofern lassen sich die $(+,0)_0$, $(+,0)_4$ und $(-,1)_5$ -Bande bei $\hbar\omega \geq 0.3$ MeV als Rotationsbanden auf einem triaxialen Kernrumpf, mit der Deformation $\beta \approx 0.2$, $\gamma \approx -10^\circ$ interpretieren und jede dieser Banden muß dann notwendigerweise eine $\nu(i_{13/2})^2$ -Unterkonfiguration besitzen. In Abb. 4.35 sind die statischen Trägheitsmomente dargestellt, wie sie sich nach der Definition in Gl. 2.33 ergeben. Hier ist oberhalb von $\hbar\omega \approx 0.33$ MeV eine Fokussierung der Rotationsbanden bei einem Trägheitsmoment von ca. $60 \hbar^2/\text{MeV}$ zu beobachten. Dieser Wert ist um ca. 25% kleiner als das Trägheitsmoment eines sphärischen Kernes gleicher Masse. Hervorzuheben ist, daß sich die $(+,0)_4$ -Bande, bei zunehmender Rotationsfrequenz, mit abnehmendem Trägheitsmoment dem Wert von ca. $60 \hbar^2/\text{MeV}$ annähert, wohingegen die $(+,0)_0$ und $(-,1)_5$ -Bande ansteigend auf ihn zustreben.

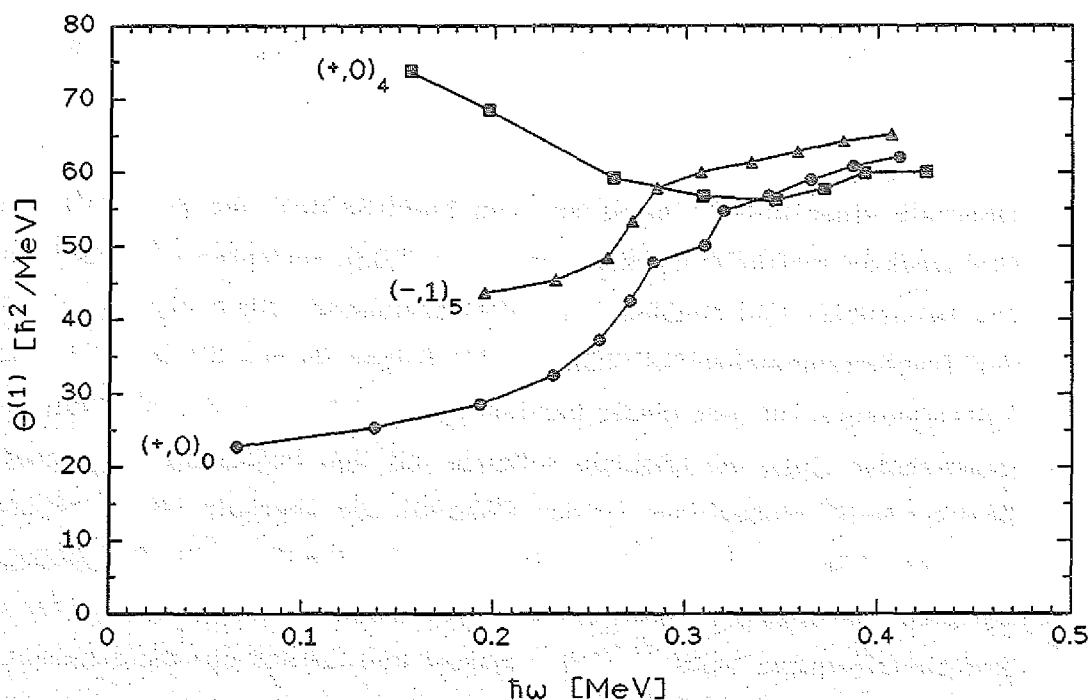


Abb. 4.35 Änderung des statischen Trägheitsmoments $\Theta^{(1)}$ mit der Rotationsfrequenz.

Abb. 4.36 zeigt einen Vergleich der dynamischen Trägheitsmomente der drei Rotationsbanden mit dem Wert $\Theta^{(2)} = 84 \pm 3 \hbar^2/\text{MeV}$ (gestrichelte Linie), welcher aus den beobachteten Graten hergeleitet wurde (vgl. Kap. 4.3.1). $\Theta^{(2)}$ repräsentiert nach Gl. 2.34 die 1. Ableitung der $I_x(\omega)$ -Kurven in Abb. 4.34 und ist ein empfindlicher Indikator für Änderungen im Kurvenverlauf, wie sie z.B. durch Bandenkreuzungen hervorgerufen werden. Die großen Schwankungen des dynamischen Trägheitsmoment zwischen $\hbar\omega = 0.25$ und 0.33 MeV (Abb. 4.36) lassen sich dadurch erklären. Mit dem Beginn der Gratstruktur bei $\hbar\omega \approx 0.33$ MeV ist dagegen eine gute Übereinstimmung zwischen dem dynamischen Trägheitsmoment der Gratstruktur und den Werten der Rotationsbanden beobachtbar.

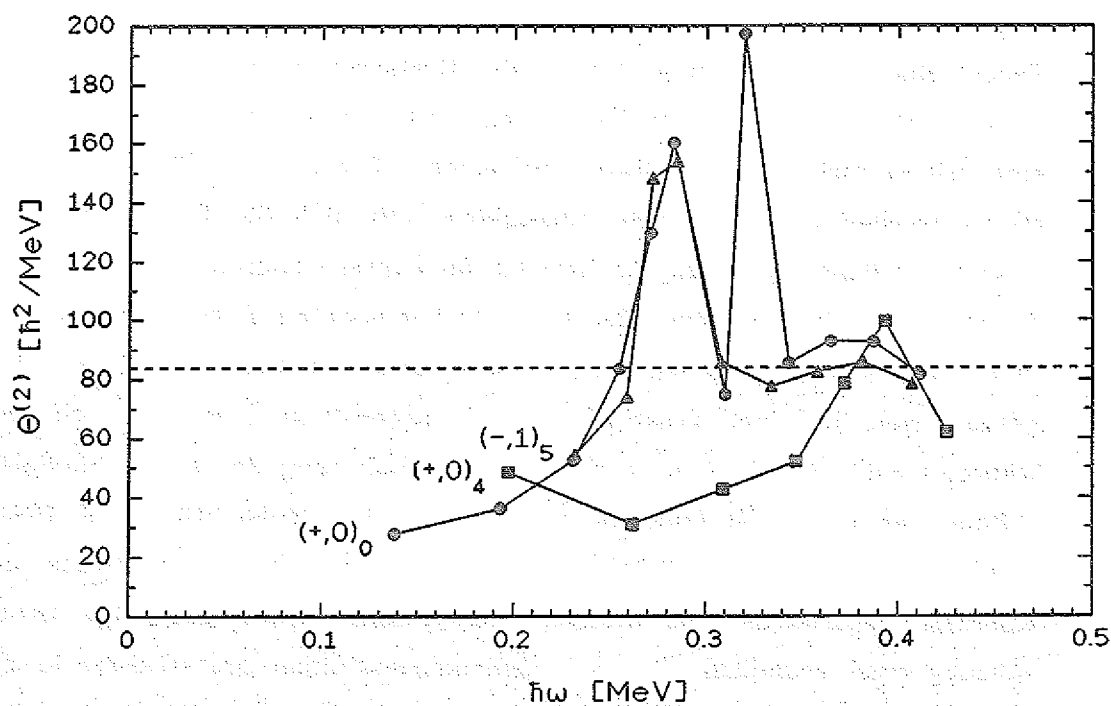


Abb. 4.36 Änderung des dynamischen Trägheitsmoments $\Theta^{(2)}$ mit der Rotationsfrequenz und Vergleich mit dem aus der Gratstruktur hergeleiteten Wert (gestrichelte Linie).

4.5.2 Die stark-triaxiale Kerngestalt

Ein Ergebnis der Potentialenergieflächenberechnung für ^{180}Os ist das Auftreten eines tiefen Minimums bei $\beta \approx 0.2$, $\gamma \approx -90^\circ$ (vgl. Abb. 4.32). Oberhalb einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega \approx 0.25$ MeV wird erwartet, daß sich diese Zustände der Yrast-Bande annähern und sie bei noch höheren Rotationsfrequenzen eventuell kreuzen [Wys90]. Aus den Quasiteilchen Energiediagrammen für eine stark-triaxiale Kerngestalt lassen sich bei den Rotationsfrequenzen $\hbar\omega \approx 0.37$ und 0.43 MeV Bandenkreuzungen mit einer $\nu(i_{13/2})^2$, bzw. $\pi(h_{9/2})^2$ -Konfiguration vorhersagen, die den Kern bei zunehmender Rotationsfrequenz schließlich in Zustände mit geringer Kollektivität treiben ($\beta \approx 0.1$, $\gamma \approx -90^\circ$).

Die Kreuzungsfrequenz 0.37 MeV entspricht nach Gl. 4.14 einer γ -Energie von ca. 740 keV. Ab dieser Energie wurde im Experiment mit dem dicken Target eine schnelle Komponente in der Gratstruktur entdeckt (vgl. Kap. 4.3.1 u. Abb. 4.17b) und im Experiment mit dem dünnen Target konnte eine Brücke zwischen den Graten, bei einer γ -Energie von 733 keV identifiziert werden (vgl. Abb. 4.6). Spekulativ läßt sich die Brücke mit der erwarteten Bandenkreuzung bei $\hbar\omega \approx 0.37$ MeV interpretieren, einer Kreuzung der stark-triaxialen g-Bande durch die stark-triaxiale s-Bande. Wahrscheinlich liegen vor der Bandenkreuzung die stark-triaxialen Zustände energetisch weit über der Yrast-Bande und entgehen so einer Beobachtung, während nach der Bandenkreuzung, eine Annäherung der stark-triaxialen s-Bande an die Yrast-Linie auftritt und so die Beobachtung der Gratstruktur ermöglicht. Unterstützt wird die Interpretation der Grate, als Korrelationsstruktur einer stark-triaxialen Kerngestalt, durch die Beobachtung einer trompetenförmig auseinanderlaufenden Gratstruktur in der Matrix mit 70% Doppler-Shift-Korrektur, oberhalb einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega \geq 0.5$ MeV. Das daraus hergeleitete abnehmende dynamische Trägheitsmoment ist als ein Übergang zu Zuständen mit geringer Kollektivität anzusehen, wie es für die stark-triaxiale Gestalt theoretisch vorhergesagt wird (s.o.). Die fehlende Verbindung zwischen der Gratstruktur unterhalb

von 840 KeV und der trompetenförmigen Struktur oberhalb von 1 MeV ist wahrscheinlich auf die hohe Anzahl von Bandenkreuzungen zurückzuführen, die zwischen $\hbar\omega \approx 0.4$ und 0.55 MeV stattfinden. In diesem Bereich werden die $\nu(i_{13/2})^2$, $\pi(h_{11/2})^2$ -Bandenkreuzung der triaxialen Kerngestalt, die $\pi(h_{9/2})^2$ -Bandenkreuzung der stark-triaxialen Kerngestalt und die $\pi(i_{13/2})^2$, $\nu(j_{15/2})^2$ -Bandenkreuzung der stark-prolaten Kerngestalt erwartet [Wys90]. Die dadurch verursachte hohe Konzentration von Übergängen mit ähnlicher Energie, ist vielleicht der Grund für die Beobachtung des *schwarzen Flecks* in den zweidimensionalen Projektionen der Korrelationsmatrizen (Abb. 4.5 u. 4.19). Bei einer genaueren Betrachtung von Abb. 4.19 scheint auch die Gratstruktur durch den *schwarzen Fleck* hindurchzulaufen.

Die aus der trompetenförmigen Gratstruktur beobachtete Änderung des dynamischen Trägheitsmoments, läßt sich gemäß der Definition in Gl. 2.34 durch Integration in eine $I_x(\omega)$ -Darstellung umformen, die bis auf eine Konstante bestimmt ist. Mit der $E_\gamma(I)$ -Relation (Gl. 2.27) und einem $(\omega, \Theta^{(2)})$ -Wertepaar (Abb. 4.22) kann diese Konstante bestimmt werden. In Abb. 4.37 werden diese experimentellen Werte mit dem theoretisch erwarteten Verlauf [Wys90] für eine triaxiale ($\beta \approx 0.2$, $\gamma \approx -10^\circ$), stark-triaxiale ($\beta \approx 0.2-0.1$, $\gamma \approx -90^\circ$) und stark-prolate ($\beta \approx 0.4$, $\gamma \approx 0^\circ$) Gestalt verglichen. Die experimentellen $I_x(\omega)$ -Werte werden gut durch die Linie approximiert, welche eine stark-triaxiale Kerngestalt repräsentiert. Dieses Resultat unterstützt die Hypothese einer stark-triaxialen Kerngestalt als Ursache der beobachteten Gratstruktur, in der Matrix mit 70% Dopplerverschiebungskorrektur. Eine Dopplerverschiebungskorrektur von $F=70\%$ entspricht nach der Monte-Carlo-Simulation (vgl. Kap. 3.3.2) einer mittleren Lebensdauer von ca. 300 fs. Erstaunlich ist die Tatsache, daß diese effektive Lebensdauer, für die Gratstruktur zwischen $E_\gamma=740$ keV und $E_\gamma=1200$ keV, unabhängig von der γ -Energie ist.

In theoretischen Rechnungen [Wys90] zeigt sich für die stark-triaxiale Kerngestalt, daß mit zunehmender Rotationsfrequenz β graduell abnimmt und γ graduell auf -90° zugeht. Diese stetige Veränderung der Deformation könnte die Ursache für die Beobachtung der trompetenförmigen Grate

und das abnehmende dynamische Trägheitsmoment sein. Bei noch höheren Rotationsfrequenzen wird für diese Zustände Bandentermination durch den Übergang in eine nicht-kollektive prolate Kerngestalt ($\gamma \approx 120^\circ$) erwartet, wodurch auch das plötzliche Verschwinden der kollektiven trompetenförmigen Gratstruktur in Abb. 4.19 erklärt werden kann.

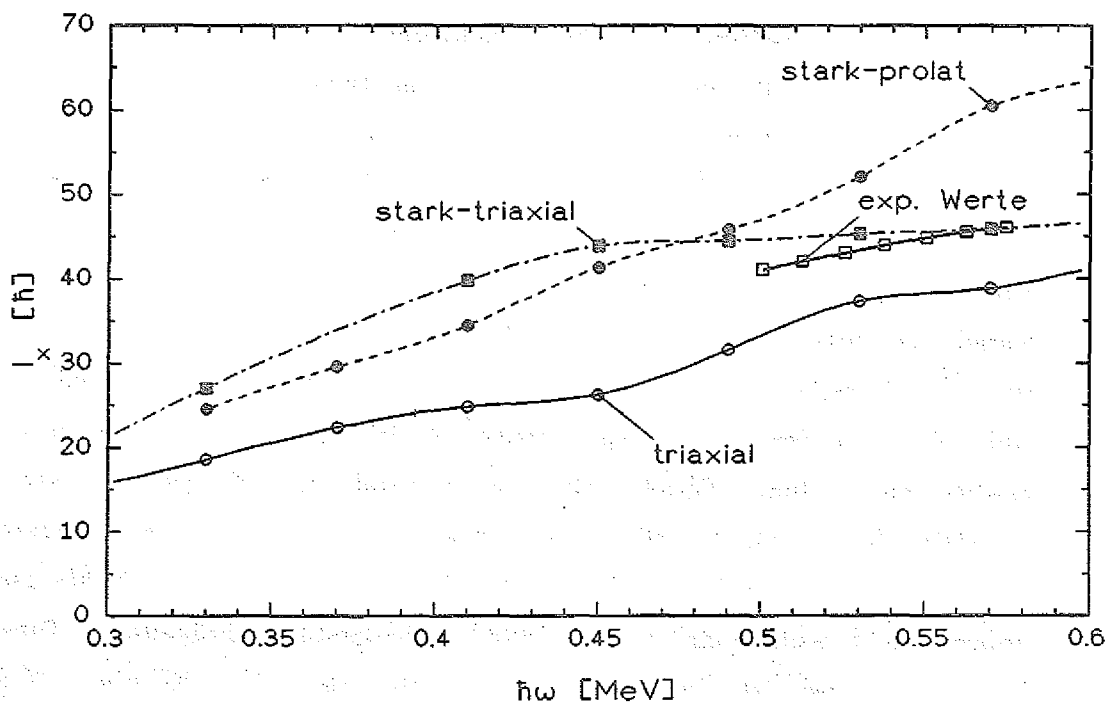


Abb. 4.37 Vergleich der $I_x(\omega)$ -Darstellung für die trompetenförmige Gratstruktur mit theoretischen Voraussagen unterschiedlicher Kerngestalten in ^{180}Os .

4.5.3 Die stark-prolate Kerngestalt

Aus den Diagrammen der Potentialenergieflächen bei unterschiedlichen Rotationsfrequenzen (vgl. Abb. 4.32) ist ersichtlich, daß bei Rotationsfrequenzen $\hbar\omega \geq 0.4$ MeV ein *Minimum bei $\beta \approx 0.37$, $\gamma \approx 4^\circ$* auftritt, welches sich mit wachsender Rotationsfrequenz vertieft. Die Ursache hierfür sind Zustände mit hohem Eigendrehimpuls, die aufgrund der Rotation des deformierten Kerns in die Nähe des Fermi-niveaus gelangen und durch Polarisierungseffekte eine starke Deformation des Kerns hervorrufen. Im Kern ^{180}Os ist dieser Effekt auf eine $i_{13/2}$ -Protonen und $j_{15/2}$ -Neutronen-Konfiguration zurückzuführen [Wys90], welche die triaxialen Zustände der s-Bande bei $\hbar\omega \approx 0.45$ MeV kreuzt. Für die resultierende Kerngestalt läßt sich theoretisch ein *Quadrupolmoment zwischen 12.6 eb und 13.1 eb* vorhersagen.

Im Experiment mit dem dünnen Target (vgl. Kap. 4.3) konnten 12 Übergänge einer Bande identifiziert werden mit einem mittleren Energieabstand ΔE_γ von ca. 36 keV. Dieser Wert entspricht einem dynamischen Trägheitsmoment von ca. $111 \hbar^2/\text{MeV}$ und weist auf eine große Deformation hin. Die Vermutung einer superdeformierten Kerngestalt konnte durch die Messung des Quadrupolmoments (vgl. Kap. 4.4.3) nicht bestätigt werden. Aus dem gemessenen Quadrupolmoment $Q_0 = 10_{-2}^{+6}$ eb konnte ein Deformationsparameter $\beta = 0.35_{-0.06}^{+0.18}$ hergeleitet werden. Das gemessene Quadrupolmoment und der Deformationsparameter, stimmen innerhalb der Fehlergrenzen gut mit den theoretischen Werten für die stark-prolate Kerngestalt überein. Die Schwierigkeiten bei der Beobachtung der stark deformierten Zustände sind zurückzuführen auf die Koexistenz der stark-triaxialen Kerngestalt, in dieser Spinregion (vgl. Kap. 4.5.2). Gemessen an der Intensität der Gratstrukturen (vgl. Abb. 4.17b, 4.20 u. 4.11, 4.24) werden Energiezustände der stark-triaxialen Kerngestalt gegenüber der stark-prolaten Kerngestalt bevorzugt bevölkert.

Ein Vergleich mit den Nachbarkernen zeigt, daß in ^{178}Os eine ähnliche Bande beobachtet wurde [Bur88]. Es wurden 7 Übergänge gefunden, die

einen mittleren Energieabstand ΔE_γ von ca. 36 keV aufweisen und somit das gleiche dynamische Trägheitsmoment, wie die Bande der stark-prolaten Kerngestalt in ^{180}Os , besitzen. Das Quadrupolmoment der Bande in ^{178}Os ist bisher noch nicht bekannt. Im Gegensatz zu ^{180}Os konnte in ^{178}Os ein direkter Zerfallsweg der neuen Bande in Zustände der Yrast-Bande identifiziert werden. Dies ermöglicht für die Zustände innerhalb der Bande eine genaue Bestimmung der Anregungsenergien und der Spinwerte, wodurch der Vergleich mit theoretischen Modellen erleichtert wird. Zwischen dem statischen und dem dynamischen Trägheitsmoment der neuen Bande in ^{178}Os wurde eine große Diskrepanz von ca. $40 \hbar^2/\text{MeV}$ festgestellt. J. Burde et al. [Bur88] erklären dieses Phänomen durch die Anwesenheit von Paarkorrelationen und ihre Abnahme mit zunehmendem Spin. Dagegen läßt sich in theoretischen Rechnungen die neue Bande in ^{178}Os durch eine triaxiale Kerngestalt mit normaler β -Deformation ($\beta \approx 0.2$) erklären, in der eine sukzessive Ausrichtung der $i_{13/2}$ -Neutronen und $h_{11/2}$ -Protonen stattfindet [Wys90]. In ^{180}Os ist wegen der Unkenntnis der Spinwerte ein direkter Vergleich zwischen $\Theta^{(1)}$ und $\Theta^{(2)}$ nicht möglich. Hier konnte jedoch die neue Bande, durch die Messung des Quadrupolmoments, der stark-prolaten Kerngestalt ($\beta \approx 0.4$) zugewiesen werden. Erstaunlicherweise besitzt die stark-prolate Bande in ^{180}Os das gleiche Trägheitsmoment wie die neue triaxiale Bande in ^{178}Os .

5. Zusammenfassung

Zur Untersuchung der Gestaltsänderungen im Kern ^{180}Os bei hohen Drehimpulsen, wurden Hochspinzustände in einer $^{150}\text{Nd}(^{36}\text{S},6n)$ -Compoundkernreaktion angeregt. Die emittierte γ -Strahlung wurde mit den 12 Anti-Compton-Spektrometern und dem γ -Kalorimeter der *OSIRIS-Apparatur* gemessen. Ein Experiment mit einem dünnen Target (Kap. 3.2) ermöglichte kurzlebige Hochspinzustände in hoher Auflösung zu beobachten und ein Experiment mit einem dicken Target (Kap. 3.3) gestattete eine Lebensdauerbestimmung mit Hilfe der DSA-Methode.

In den $E_\gamma E_\gamma$ -Korrelationsmatrizen wurden im Energiebereich 660–860 keV und oberhalb von 900 keV Gratstrukturen beobachtet (Kap. 4.3 u. 4.4), aus deren Abstand zur Hauptdiagonalen das dynamische Trägheitsmoment des Kerns hergeleitet werden konnte. Die Gratstruktur zwischen 660 und 860 keV verläuft parallel zur Hauptdiagonalen und rührt von Zuständen her, die eine effektive Lebensdauer $\tau_{\text{eff}} \geq 1.4$ ps besitzen. Unter der Annahme eines starren Rotationsellipsoids als Kerngestalt entspricht das berechnete Trägheitsmoment $\Theta \approx 86 \text{ h}^2/\text{MeV}$ einem normal deformierten Kern ($\beta \approx 0.2$). Theoretische Rechnungen sagen eine *triaxiale Gestalt* ($\beta \approx 0.2$, $\gamma \approx -10^\circ$) vorher. Oberhalb von 740 keV wurde in den Graten die Beimischung einer kurzlebigen Komponente ($\tau_{\text{eff}} \approx 300$ fs) entdeckt, die erstaunlicherweise das gleiche Trägheitsmoment aufweist.

In der Energieregion zwischen 0.9 und 1.2 MeV wurde ebenfalls das Phänomen zweier koexistenter Gratstrukturen beobachtet, die jedoch unterschiedliche Trägheitsmomente aufweisen. Erstmals wurde hier eine kurzlebige ($\tau \approx 300$ fs), sich trompetenförmig erweiternde Gratstruktur beobachtet. Dieses Verhalten entspricht einem sich stetig veringernenden Trägheitsmoment und wurde als ein kontinuierlicher Übergang in Zustände mit geringer Kollektivität interpretiert. In einem Vergleich mit theoretischen Rechnungen konnte dieser Gratstruktur eine *stark-triaxiale Gestalt* ($\beta \approx 0.2-0.1$, $\gamma \approx -90^\circ$) zugewiesen werden. Bei weiter zunehmender Rotationsfrequenz wurde ein plötzliches Verschwinden der trompetenförmigen Grate

beobachtet. Dies wurde durch den theoretisch erwarteten Übergang in eine nicht-kollektive prolata Kerngestalt ($\gamma \approx -120^\circ$) erklärt, die sich als Bandentermination äußert. Dies ist die erste Beobachtung einer Bandentermination bei nicht-kollektiver prolater Deformation. Bisher wurde nur Bandentermination bei nicht-kollektiver oblater Deformation ($\gamma \approx 60^\circ$) experimentell nachgewiesen [Ste85, Tj85]. Die Beobachtung von K-Isomeren in ^{180}Os [Lie88, MV90] unterstützt die obige Interpretation, da sie die Zustände mit $\gamma = -120^\circ$ darstellen und als Bandentermination angesehen werden können.

Die zweite auftretenden Gratstruktur in dieser Energieregion ist durch ein sehr hohes Trägheitsmoment des Kernes von $\Theta \approx 111 \hbar^2/\text{MeV}$ charakterisiert und suggeriert eine superdeformierte Kerngestalt ($\beta \approx 0.6$). Durch die Messung des Quadrupolmoments wurde jedoch diese Vermutung widerlegt, da dem Quadrupolmoment $Q_0 = 10_{-2}^{+6}$ eb eine *stark-prolate Kerngestalt* mit $\beta \approx 0.35$ entspricht.

Abschließend ist festzustellen, daß der Kern ^{180}Os durch die Umgruppierung der Energieniveaus, unter dem Einfluß der Rotation, einer Vielzahl von Gestaltsänderungen unterworfen ist. Phänomenologisch äußert sich dieser Sachverhalt in Gestaltskoexistenzen und dem stetigen Übergang in nicht-kollektive Zustände.

Literaturverzeichnis

- [And79] O. Andersen et al., *Transition-Energy Correlations in the γ -Ray Continuum - A New Approach*, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 687
- [Bac85] J.C. Bacelar, KVI Groningen, private Mitteilung
- [Ben87] M.A. Bentley et al., *Intrinsic quadrupole moment of the superdeformed band in ^{152}Dy* , Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2141
- [BF79] R. Bengtsson and S. Frauendorf, *Quasiparticle spectra near the yrast line*, Nucl. Phys. A327 (1979) 139
- [BM53] A. Bohr and B.R. Mottelson, Phys. Rev. 90 (1953) 717
- [Bur88] J. Burde et al., *Unusual rotational behavior in ^{178}Os* , Phys. Rev. C 38 (1988) 2470
- [CPS74] S. Cohen, F. Plasil and W.J. Swiatecki, *Equilibrium configurations of rotating charged or gravitating liquid masses with surface tension*, Ann. of Phys. 82 (1974) 557
- [DD88] M.A. Deleplanque and R.M. Diamond, *Gammasphere - a national γ -ray facility*, Proposal (1988)
- [DN85] J. Dudek and W. Nazarewicz, *Shape evolution of the transitional gadolinium, dysprosium, erbium and ytterbium nuclei*, Phys. Rev. C 31 (1985) 298
- [Dud88] J. Dudek et al., *Prediction of hyperdeformed nuclear states at very high spins*, Phys. Lett. B 211 (1988) 252
- [Gav80] A. Gavron, *Statistical model calculations in heavy ion reactions*, Phys. Rev. C 21 (1980) 230
- [GG89] W. Gast und A. Georgiev, *Aufbau der OSIRIS-MeBelektronik*, KFA Jülich, private Mitteilung
- [Goe49] M. Goeppert-Mayer, Phys. Rev. 75 (1949) 1969
- [Heb87] G. Hebbinghaus et al., *Observation of superdeformation in the doubly-closed shell nucleus ^{146}Gd* , Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2024

- [Heb88] G. Hebbinghaus, *Kerngestaltsänderungen bei hohen Drehimpulsen: Superdeformation in ^{146}Gd und Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt* , Dissertation, KFA Jülich, Jül-2208, Juni 1988
- [Heb90] G. Hebbinghaus et al., *Superdeformed band in ^{146}Gd - first observation of band crossing*, Phys. Lett. B 240 (1990) 311
- [Her80] B. Herskind, J. Phys. (Paris), Colloq. 41, C 10 (1980) 106
- [HJS50] O. Haxel, J.H.D. Jensen and H.E. Suess, Phys. Rev. 75 (1949) 1769
- [Hor75] W.F. Hornyak, *Nuclear Structure*, Academic, New York (1975)
- [Ing54] D.R. Inglis, Phys. Rev. 96 (1954) 1059
- [Ing56] D.R. Inglis, Phys. Rev. 103 (1956) 1786
- [Jää83] M. Jääskeläinen et al., *The Spin Spectrometer: Design, Instrumentation and response characteristics of a 4π γ -ray multidetector system*, Nucl. Instr. and Meth. 204 (1983) 385
- [Kut90] D. Kutchin, KFA Jülich, private Mitteilung
- [Lie84] R.M. Lieder et al., *Design of a Bismuth Germanate Anti-Compton-Spectrometer and its use in nuclear spectroscopy*, Nucl. Instr. Meth. 220 (1984) 363
- [Lie88] R.M. Lieder et al., *Study of band structures and crossings in ^{180}Os* , Nucl. Phys. A476 (1988) 545-588
- [Lie89] R.M. Lieder, *Euroball Design Studies*, Bad Honnef Workshop on Nuclear Structure at High Spins, (1989) Bad Honnef
- [ILR78] R.M. Lieder and H. Ryde, *Phenomena in fast rotating nuclei*, Advances in nuclear physics, Plenum Publ. Corp., Vol. 10 (1978)
- [Mar90] G. Marti, KFA Jülich, private Mitteilung
- [May79] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, B.G. Teubner, Stuttgart (1979)
- [Mey89] F. Meyer, *GEM-ECL-Programm*, Universität Köln (1988)
- [MJ55] M.G. Mayer and J.H.D. Jensen, *Elementary theory of nuclear shell structure*, Wiley, New York 1955
- [IMV90] T. Morek and T. Venkova, KFA Jülich, private Mitteilung
- [Nee76] K. Neergard et al., *Shell energies of rapidly rotating nuclei*, Nucl. Phys. A262 (1976) 61

- [NS70] L.C. Northcliff and R.F. Schilling, *Range and Stopping-Power tables for heavy ions*, Nucl. Data Tables A7 (1970) 233
- [NI155] S.G. Nilsson, Dan. Mat.-Fys. Medd. 16 (1955) 29
- [ORT86] EG&G ORTEC, *Nuclear Instruments and Systems*, Catalog 86/87
- [Pol62] S.M. Polikanov et al., *Spontaneous fission with anomalously short period*, Sov. Phys. J RTP 15 (1962) 1016
- [Rad89] D. Radford, *Higher Dimensions - New Correlation Techniques*, Workshop on Nuclear Structure in the Era of New Spectroscopy - Data acquisition & analysis, (1989)
- [Rag90] J. Ragnarsson et al., *Nilsson-Strutinski Model of very high spin states*, Nucl. Phys. A347 (1980) 287
- [RS80] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag New York 1980
- [Rza87] T. Rzaca-Urban et al., *Search for Superdeformation in ^{180}Os* , Z. Phys. A - Atomic Nuclei 328 (1987) 379
- [Sch88] H. Schnare, *Rotationsbanden in ^{182}Os und Aufbau einer computergesteuerten Meßelektronik für das OSIRIS-Spektrometer*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Januar 1988
- [Spo91] K.M. Spohr, *Kalibration des γ -Kalorimeters im OSIRIS-Spektrometer*, Diplomarbeit, Universität Bonn, wird noch veröffentlicht
- [Ste85] F.S. Stephens et al., *Structural changes in ^{156}Er at High Spins*, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2584
- [Str68] V.M. Strutinski, *Shells in deformed nuclei*, Nucl. Phys. A 122 (1968) 1
- [Str87] V.M. Strutinski, *Superdeformed states in rotating ^{152}Dy* , Z. Phys. A - Atomic Nuclei 326 (1987) 261
- [Strä90] K. Strähle, *Superdeformation in ^{146}Gd : Erste Beobachtung einer Bandenkreuzung*, Diplomarbeit, Universität Bonn, Januar 1990; KFA Jülich, Jül-Spez-566, Juni 1990
- [Tj85] P.O. Tjøm et al., *Slow and Fast High-Spin Sequences in ^{158}Er* , Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2405

- [Twi86] P.J. Twin et al., *Observation of a discrete-line superdeformed band up to $60\hbar$ in ^{152}Dy* , Phys. Rev. Lett., 57 (1986) 811
- [Urb84] W. Urban, *Programs for off-line analysis of multiparameter coincidence data*, Annual Report 1984, Jül-Spez-305 (1985)
- [VDS83] M.J.A. de Voigt, J. Dudek and Z. Szymanski, *High-spin phenomena in atomic nuclei*, Rev. of Mod. Phys. 55 (1983) 949
- [Wat89] K.H. Watzlawik et al., *Analyser System MEMPHIS-2000*, Annual Report 1989, Jül-Spez-562 (1990)
- [Wys90] R. Wyss et al., *Competition between triaxial bands and highly deformed intruder bands around ^{180}Os* , Nucl.Phys. A511 (1990) 324
- [ZS74] J.F. Ziegler and W.K. Chu, *Stopping cross sections and back-scattering factors for ^4He ions in matter*, At. and Nucl. Data Tables 13 (1974) 463

Danksagung

Herrn Prof. Dr. R.M. Lieder gebührt mein besonderer Dank. Hilfreiche Diskussionen mit ihm und das gute Arbeitsklima in seiner Kernspektroskopiegruppe haben meine Dissertation entscheidend gefördert.

Allen Gruppenmitgliedern danke ich herzlich für ihre Mitwirkung bei der Planung der Experimente und ihrer tatkräftigen Unterstützung bei den recht aufreibenden Einzelzeiten.

Die engagierte Mitarbeit von Dipl.-Phys. D. Balabanaki, Dr. G. Marti und K.M. Spohn, beim Kalibrieren einer Vielzahl von Spektren, ermöglichte eine schnelle Sortierung der Melddaten.

Durch klürende Gespräche mit Dr. W. Gasi, Dr. G. Marti, Dr. J. Morek, Dr. I. Raica-Ubran, Dipl.-Phys. K. Strohle und Dr. J. Venkova ist die Auswertung und Interpretation der Melddaten fruchtbar unterstützt worden.

Herrn K.M. Jäger danke ich für seine technische Hilfestellung und den Herren M. Karmali, P. Nellen und Dr. H.H. Weidmann sei gedankt für ihre Einsatzbereitschaft bei der Beseitigung von Problemen mit der Datenverarbeitungsanlage.

Serner danke ich Herrn Prof. Dr. H.H. Maier und seinen Mitarbeitern am Rahn-Meiner-Institut in Berlin für ihre freundliche Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Handwritten Title

Handwritten paragraph 1

Handwritten paragraph 2

Handwritten paragraph 3

Handwritten paragraph 4

Handwritten paragraph 5

Handwritten paragraph 6

Handwritten paragraph 7

Handwritten paragraph 8

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that this is essential for ensuring transparency and accountability in the organization's operations.

2. The second part of the document outlines the specific procedures and protocols that must be followed when conducting these activities. It provides a clear and concise guide for all staff members to ensure consistency and compliance with the organization's policies.

3. The third part of the document addresses the role of management in overseeing and supporting these activities. It highlights the need for regular communication and collaboration between management and staff to ensure that all activities are carried out effectively and efficiently.

4. The final part of the document provides a summary of the key points discussed and offers some concluding thoughts on the importance of these activities for the organization's success. It encourages all staff members to take ownership of their roles and responsibilities and to work together to achieve the organization's goals.



JUL-2653

März 1991

ISSN 0366-0885