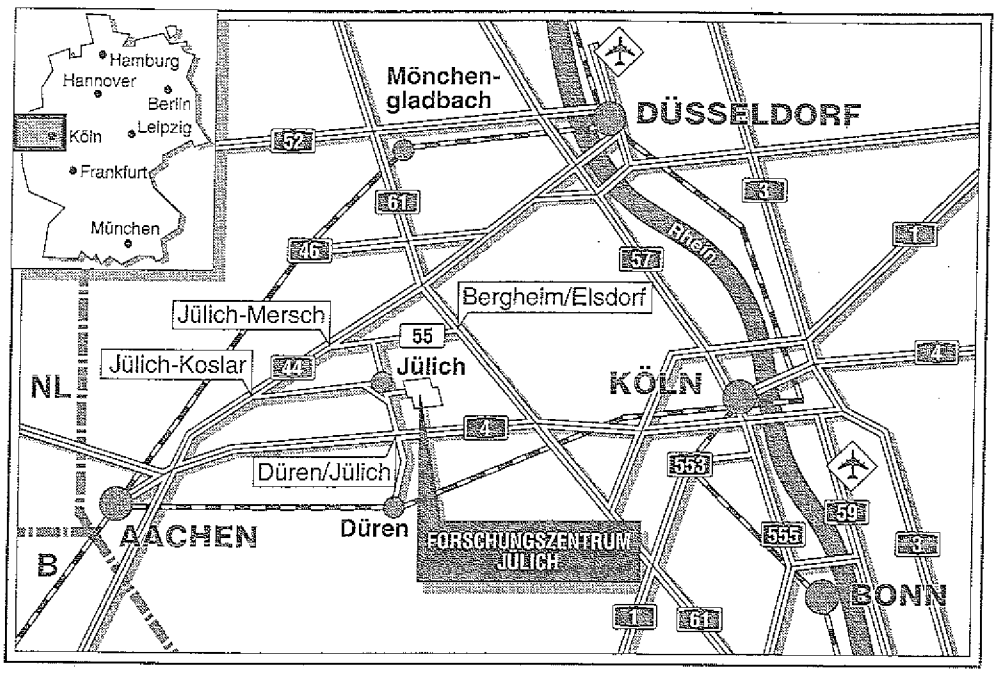
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Institut für Kernphysik

Superdeformation in ^{144,145,146}Gd und Entwicklung eines gekapselten Ge-Detektors

Kai Strähle



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2789
ISSN 0944-2952
Institut für Kernphysik Jül-2789
D5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Superdeformation in ^{144,145,146}Gd und Entwicklung eines gekapselten Ge-Detektors

Kai Strähle

The nuclei ^{144,145,146}Gd have been populated at high spins using heavy ion reactions at the VICKSI accelerator of the Hahn-Meitner-Institut in Berlin. The $\gamma\gamma$-coincidences measured with the OSIRIS spectrometer have been analysed.

The nucleus ^{146}Gd has been populated using a ^{110}Pd(^{40}Ar,4n)^{146}Gd reaction. In addition to the known superdeformed (SD) yrast band an excited SD band which has an intensity of ≈0,7% was found. Different from the yrast SD band, the constant dynamic moment of inertia $\Theta^{(2)} \approx 71,0\hbar^2/\mathrm{MeV}$ of the excited SD band shows no indication of a band crossing. From a DSAM analysis the lifetimes of the SD states were determined and an average quadrupole moment for the excited SD band of $Q_0 = 8 \pm 2$ eb was deduced. The nucleus can be described as a static rotor with an axis ratio of $(c/a) = 1,41(10)$.

High-spin states in ^{145}Gd have been investigated through the ^{110}Pd(^{40}Ar,5n) reaction. Two SD bands have been established in this reaction. At least one of them can be assigned to the nucleus ^{145}Gd.

The high-spin states in ^{144}Gd were populated using an ^{108}Pd(^{40}Ar,4n) reaction. In this reaction two SD bands were found. One of the bands belongs definitely to the nucleus ^{144}Gd. An extended level scheme is proposed.

A technique for producing encapsulated Ge detectors was developed and successfully used. This technique enabled us to produce the first hexagonal encapsulated detectors which will be used in the CLUSTER detectors. The encapsulation of Ge detectors is a key technology for any composite Ge-detector, on which the design of the 4π γ-spectrometer EUROBALL is based on.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Die Gestalt eines Kerns kann anhand von Rotationsspektren untersucht werden. Nimmt man an, daß der Kern die Gestalt eines Rotationsellipsoids besitzt, so kann das Verhältnis von großer zu kleiner Halbachse c/a aus dem Rotationsspektrum bestimmt werden. Aus solchen Untersuchungen weiß man, daß Kerne im Grundzustand eine Deformation von maximal $c/a \approx 1,3$ bei den Seltenen Erden besitzen. Als superdeformiert bezeichnet man Kerne die eine starke prolate Deformation, entsprechend einem Achsenverhältnis von $c/a \approx 2$ besitzen. Das Phänomen superdeformierter (SD) Kerne bei hohen Drehimpulsen ist erst vor einigen Jahren entdeckt worden. Die erste SD Rotationsbande wurde 1986 im Kern ^{152}Dy von Twin et al. [T+86] nachgewiesen. Wir haben den Kern ^{146}Gd untersucht und damit den zweiten Kern gefunden, der bei hohen Drehimpulsen eine superdeformierte Gestalt annimmt [H+87]. Unsere darauf folgenden Untersuchungen konzentrierten sich auf die Suche diskreter SD Rotationsbanden in diesem Kern. Mit der Entdeckung der yrast SD Bande in ^{146}Gd ist uns das gelungen [HSRU+90]. Diese SD Bande zeichnet sich dadurch aus, daß in ihr erstmalig eine Bandenkreuzung gesehen worden ist.

Parallel zu unserer Arbeit wurden in rascher Folge auch von anderen Forschergruppen SD Isotope in den Massenregionen $A \approx 130$, $A \approx 150$ und $A \approx 190$ entdeckt. Auch in den Gd Isotopen mit $A > 146$ konnten weitere SD Banden gefunden werden. Durch diese experimentellen Erfolge und unterstützt durch theoretische Rechnungen, die auch für leichtere Gd-Kerne eine superdeformierte Gestalt vorhersagten, waren wir ermutigt, unsere Untersuchungen auch auf die Kerne ^{145}Gd und ^{144}Gd auszuweiten.

Von den Untersuchungen versprechen wir uns einen zweifachen Nutzen. Zunächst ist zu erwarten, daß die systematische Untersuchung der SD Banden in einer ganzen Region der Nuklidkarte einen Test der den theoretischen Rechnungen zugrundeliegenden Modellannahmen ermöglicht. Durch die systematische Beobachtung der Eigenschaften von SD-Banden, wie z. B. das Auftreten von Bandenkreuzungen oder entarteten SD-Banden ist es möglich, die Konfigurationen der Kerne zu diskutieren. Bei entarteten Banden handelt es sich um SD-Banden mit annähernd gleichen Übergangsenergien in unterschiedlichen Kernen. Dieses Phänomen ist noch weitgehend unverstanden. Ein Ansatz zu deren Verständnis ist

der Pseudo-Spin Formalismus [BHM82]. Der Zerfall der SD Banden in normaldeformierte Zustände ist experimentell bisher nur in einem Fall nachgewiesen worden. Dies erklärt man dadurch, daß der Zerfall über eine Vielzahl schwacher Übergänge geschieht, die eine Energiedifferenz von 3–4 MeV überbrücken. Diese Untersuchungen sind von größter Bedeutung, um die Anregungsenergie und die Drehimpulse der SD Banden zu bestimmen. Der plötzliche Zerfall der SD Banden ist theoretisch noch unverstanden. Detaillierte experimentelle Untersuchungen sind notwendig, um zu einem Verständnis des Zerfallsprozesses zu gelangen.

Die Existenz superdeformierter Kerne ist seit den Experimenten von Polikanov et al. 1962 [P+62] bekannt. Sie wurde bei der Untersuchung an den Spaltisomeren der Aktiniden gefunden. Solche schweren Kerne spalten jedoch schon bei geringen Drehimpulsen, so daß die superdeformierten Banden sich lediglich bis zu Drehimpulsen von etwa $8\hbar$ erstrecken, wonach die Spaltbarierre überschritten wird.

Das Auftreten von superdeformierten Kerngestalten kann man mit dem Tröpfchenmodell qualitativ verstehen. Bei einer Abweichung von der sphärischen Gestalt vergrößert sich die Oberfläche des inkompressiblen Kerns. Die vergrößerte Oberflächenenergie wird entweder durch die im schnell rotierenden Kern wirkende Zentrifugalkraft (bei leichten Kernen) oder die Coulombenergie (Aktiniden) kompensiert. Um zu quantitativen Aussagen über die Gestalt von Kernen zu kommen, ist das Tröpfchenmodell nicht ausreichend, weil Schaleneffekte nicht berücksichtigt werden. Man führt dann Berechnungen nach der Strutinsky-Schalenkorrekturmethode durch. Es werden dabei zu der makroskopischen Bindungsenergie, die nach dem Tröpfchenmodell berechnet wird, im mikroskopischen Schalenmodell berechnete Korrekturen angebracht, um die Einteilchenenergien der Nukleonen in der Nähe der Fermikante zu berücksichtigen. Der ganz wesentliche Einfluß der Rotation des Kerns auf die Einteilchenzustände der Nukleonen wird im Rahmen des Cranking Formalismus berücksichtigt. Mit Hilfe der aufgezeigten theoretischen Modelle ist die Vorhersage der Nuklide möglich, die geeignete Kandidaten zur Suche superdeformierter Banden darstellen. In Kapitel 2 wird ein Überblick der bei den theoretischen Rechnungen im Bereich der Kernstrukturphysik bei hohen Drehimpulsen verwendeten Modelle gegeben.

Der Nachweis SD Banden in bestimmten Kernen bei hohen Drehimpulsen ist erst durch die ständige Weiterentwicklung der experimentellen Technik möglich geworden. Seit den ersten kernspektroskopischen Experimenten am Strahl von Morinaga und Gugelot 1963, haben wesentliche technische Veränderungen die Möglichkeiten in der Spektroskopie verbessert.

Die wesentliche Voraussetzung zur Entdeckung der SD-Banden ist eine bedeutende Entwicklung in der experimentellen Technik die durch den Einsatz von Multidetektor-γ-Spektrometern beschrieben werden kann. Sie bestehen aus einer Vielzahl von Ge-Detektoren, die zur Comptonunterdrückung von einem Szintillationsdetektor umgeben sind. Ein zusätzliches γ-Kalorimeter ermöglicht es, den gewünschten Endkern aus den verschiedenen Ausgangskanälen einer Reaktion zu selektieren. Der Anteil erzeugter SD Kerne am gesamten Wirkungsquerschnitt einer Schwerionenreaktion ist auch bei optimaler Wahl der Reaktionsparameter auf $\approx 1\%$ beschränkt. Entsprechend hoch sind die Ansprüche an die Selekti-

vität der verwendeten γ-Spektrometer. Es sind entsprechend neue Auswertemethoden zur Analyse der gemessenen Daten erforderlich, um die SD Übergänge unter den wesentlich intensiveren normaldeformierten Übergängen zu erkennen. Die im Experiment gemessenen $\gamma\gamma$-Koinzidenzen werden dazu in zweidimensionale Histogramme, sogenannte Matrizen, sortiert. Beim Einsortieren der Koinzidenzen in die Matrix müssen die Ereignisse geeignete Selektionskriterien erfüllen. Dadurch werden die anderen unerwünschten Ausgangskanäle der Reaktion aus den Daten herausgefiltert. Die Suche nach SD Banden basiert auf dem experimentellen Ergebnis, daß der Kern im SD Zustand als Rotor mit konstantem Trägheitsmoment betrachtet werden kann. Die SD Rotationsbanden sind daher an einer regelmäßigen, äquidistanten Linienstruktur in der Matrix zu erkennen. In Kapitel 4 werden die Methoden beschrieben, mit denen ein Nachweis von SD Kernen in den durchgeführten Experimenten möglich ist und die Messergebnisse für die Kerne ^{144,145,146}Gd beschrieben.

Weiterhin ist die Verfügbarkeit von Schwerionenbeschleunigern erforderlich. Bei den Experimenten zur Suche nach Superdeformation müssen die Kerne bei hohen Drehimpulsen, aber mit möglichst geringer Anregungsenergie erzeugt werden. Mit modernen Schwerionenbeschleunigern kann ein Schwerionenstrahl erzeugt werden, mit dem es möglich ist, auf die zu untersuchenden Kerne den erforderlichen Drehimpuls bei geringer Anregungsenergie zu übertragen. Um die Bedingungen der Schwerionenreaktion so zu optimieren, daß zu einem großen Anteil am Wirkungsquerschnitt SD Kerne erzeugt werden, werden Computersimulationen der Kernreaktion durchgeführt. Die experimentellen Methoden, mit denen Kerne superdeformierter Gestalt erzeugt werden können, sind in Kapitel 3 dargestellt.

Die auf der Basis theoretischer Rechnungen gemachten Vorhersagen über das Auftreten superdeformierter Kerne und unsere experimentellen Ergebnisse werden einander gegenüber gestellt. Dies geschieht in Kapitel 5.

Bei der Untersuchung der offenen Fragen, die sich im Zusammenhang mit den entdeckten SD Kernen ergeben, stößt man an die mit den heutigen Spektrometern erreichbaren Nachweisgrenzen. In einigen vorwiegend internationalen Projekten werden daher neuartige Multidetektor-Spektrometer wie GASP, EUROGAM, EUROBALL und GAMMASPHERE gebaut. Diese erlauben es, die Nachweisgrenzen um mehrere Größenordnungen zu verbessern. Einer der Gründe für die wesentliche Verbesserung der experimentellen Möglichkeiten liegt darin, daß es mit den modernsten existierenden und den künftigen Instrumenten möglich ist, Vielfach-Koinzidenzen mit Ge-Detektoren nachzuweisen. Der Unterschied in der Qualität von Spektren aus $\gamma\gamma\gamma\gamma$- und $\gamma\gamma\gamma$-Koinzidenzen gegenüber $\gamma\gamma$-Koinzidenzen ist in Abb. 1.1 dargestellt. Es handelt sich um Daten aus einem NORDBALL Experiment. Während in der Totalprojektion die Übergänge der SD Bande nicht zu erkennen sind, ist im Gatespektrum aus den Vierfach-Koinzidenzen auch ohne Untergrundabzug die SD Bande zweifelsfrei zu identifizieren. Bei EUROBALL wird ein solcher Fortschritt durch einen Technologiesprung in der Detektorentwicklung erreicht. Das Ziel ist der Bau von größeren Ge-Detektoren. Da dies aus technischen Gründen gegenwärtig nicht möglich ist, sind Detektoren entwickelt worden, die aus einzelnen Ge-Kristallen zusammengesetzt sind. Diese CLUSTER-Detektoren bestehen aus sieben einzelnen, gekapselten Detektoren die von einem gemeinsamen Anticomptondetektor umgeben sind. Zu deren Realisierung

mußte ein Verfahren zur Kapselung von Ge-Kristallen entwickelt und in der Fertigung eingesetzt werden. Die Entwicklung dieser Schlüsseltechnologie ist das Thema von Kapitel 6.

Genau wie sich die Methoden der γ-Spektroskopie zur Erzeugung von Kernen und zur Untersuchung der Kernstruktur durch die Entwicklung moderner Beschleuniger und den Einsatz verbesserter Detektorsysteme weiterentwickelt haben, unterliegen auch die Methoden zur Analyse der gemessenen Daten einer kontinuierlichen Weiterentwicklung. Die bei den beschriebenen Experimenten eingesetzten Methoden und Analysewerkzeuge sind keine auf bekannten Lösungswegen aufbauende Standardanwendungen. Einige der entwickelten Analysewerkzeuge sind in den Anhängen B–E daher genauer beschrieben.

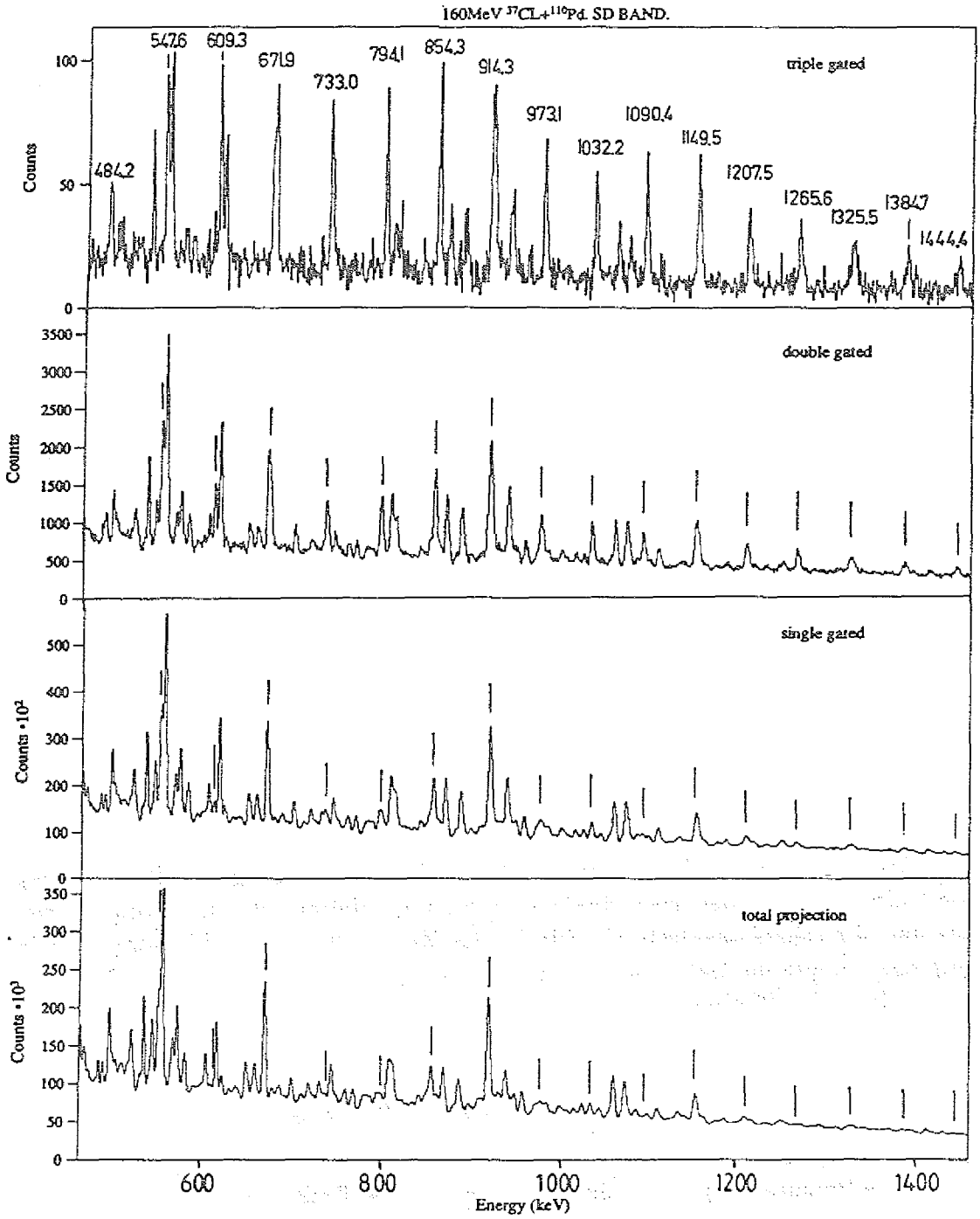


Abbildung 1.1: Koinzidenspektrum der SD Bande in ^{143}Eu. Es handelt sich um Vierfach-Koinzidenzen, die mit dem Spektrometer NORDBALL gemessen wurden. Durch Entpacken sind sie auch als Dreifach- und Zweifachkoinzidenzen analysiert worden. Das unterste Spektrum ist eine Totalprojektion. Es wurde kein Untergrund subtrahiert.

Kapitel 2

Modelle zur Beschreibung des Kerns

Bei einem Atomkern handelt es sich um ein mesoskopisches System aus einer im allgemeinen großen Zahl von Nukleonen. Die Struktur des Kerns wird wesentlich von der starken Wechselwirkung zwischen den Nukleonen bestimmt. Aufgrund der komplizierten Struktur der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung und der großen Anzahl beteiligter Nukleonen, wird der Kern nicht mit einer mikroskopischen Theorie auf der Basis der starken Nukleon-Nukleon Wechselwirkung beschrieben.

Auf der Grundlage von einfachen Annahmen wurden phänomenologische Modelle entwickelt, mit denen wesentliche Teilaspekte der Kernstruktur erklärt werden können.

2.1 Das Tröpfchenmodell

Die dem Tröpfchenmodell (*liquid drop model*, LDM) zugrundeliegende Beobachtung ist das konstante Volumen, das jedes Nukleon im Kern einnimmt, die sehr geringe Kompressibilität und die scharf definierte Oberfläche des Kerns. Kollektive Phänomene, wie die Bindungsenergie und die Deformation eines Kerns können im Tröpfchenmodell gut reproduziert werden. Die Bindungsenergie B(N,Z) pro Nukleon eines Kerns mit N Neutronen und Z Protonen hängt nur wenig von der Massenzahl ab:

$$\left.\frac{B(N,Z)}{A}\right|_{A>12} \simeq -8,5\text{MeV/Nukleon}$$

Eine genauere Beschreibung liefert die Massenformel von Bethe und Weizsäcker.

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

Es handelt sich um eine semi-empirische Formulierung, mit den Parametern

$$a_V = -15,68 \text{ MeV}, a_S = 18,56 \text{ MeV}, a_C = 0,717 \text{ MeV}, a_I = 28,1 \text{ MeV}$$

und

$$\delta(A) = \left\{ \begin{array}{ll} 34\ \mathrm{MeV} \cdot A^{-3/4} & \text{für gg-} \\ 0 & \text{für ug-} \\ -34\ \mathrm{MeV} \cdot A^{-3/4} & \text{für uu-} \end{array} \right\} \text{Kerne}$$

die sich aus einer Anpassung an die gemessenen Bindungsenergien ergeben. Es handelt sich bei den einzelnen Termen um die Volumenenergie, die Oberflächenenergie, die Coulombenergie, die Symmetrieenergie und die Paarenergie. Die physikalische Bedeutung der Volumenenergie und der Oberflächenenergie ist dabei analog zum Flüssigkeitstropfen. Beim Atomkern liegt zusätzlich die gegenseitige elektrische Abstoßung der Protonen vor, die mit dem Coulombterm berücksichtigt wird. Da die Protonen sich abstoßen, wäre —ohne die Berücksichtigung des Pauliprinzips— ein Kern der nur aus Neutronen besteht energetisch günstiger. Die Symmetrieenergie berücksichtigt das Pauliprinzip. Unterschiede in der Bindungsenergie für gerade-gerade (gg), ungerade-gerade (ug) und ungerade-ungerade (uu) Kerne werden durch die Paarenergie berücksichtigt. Die Massenabhängigkeit der Bindungsenergie wird durch Gl. 2.1 im Mittel gut wiedergegeben, wie dies in Abb. 2.1 dargestellt ist. Die Abweichungen bei bestimmten A-Werten rühren von Schaleneffekten her.

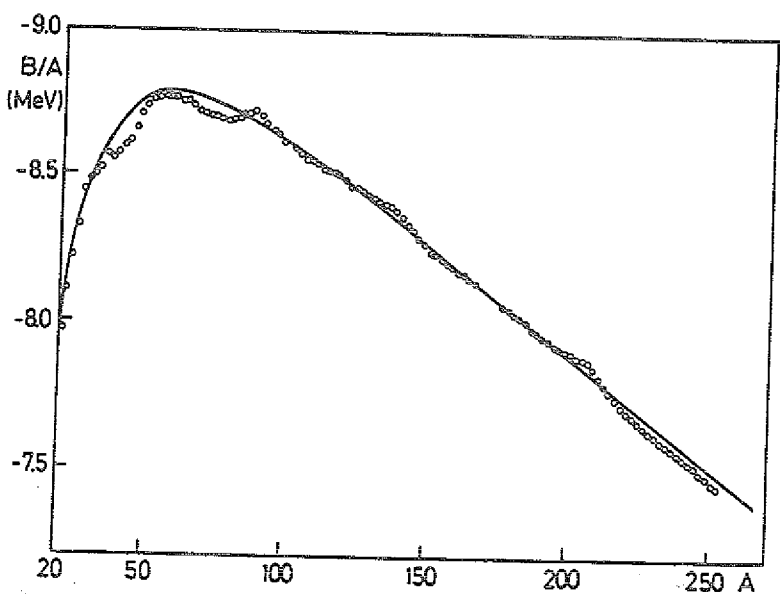


Abbildung 2.1: Experimentelle Werte der Bindungsenergie pro Nukleon und der mit der Bethe-Weizsäcker Massenformel berechnete Verlauf.

2.1.1 Deformationsparameter

Im Rahmen des Tröpfchenmodells können nicht nur statische sphärische Kerne sondern auch Kerne mit statischer Deformation oder einer dynamischen Oszillation der Oberfläche

beschrieben werden. Dazu muß die Oberfläche zunächst geeignet parametrisiert werden. Eine Möglichkeit hierfür ist es, den Vektor $R(\Theta, \Phi)$ vom Ursprung zur Oberfläche des Kerns nach Kugelflächenfunktionen $Y_{\lambda\mu}(\Theta, \Phi)$ zu entwickeln.

$$R = R(\Theta, \Phi) = R_0 \left(1 + \alpha_{00} + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha^*_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\Theta, \Phi) \right) \tag{2.2}$$

Die Konstante α_{00} beschreibt eine Änderung des Kernvolumens. Verlangt man ein konstantes Kernvolumen, so legt dies implizit α_{00} fest. Die drei Parameter $\alpha_{\lambda 1}$ beschreiben für kleine Deformationen eine Translation des gesamten Kerns. Sie sind implizit festgelegt, wenn man verlangt, daß der Kernschwerpunkt mit dem Ursprung zusammenfällt. Für kleine Deformationen können sowohl α_{00} als auch die $\alpha_{\lambda 1}$ vernachlässigt werden. Die nächsten Terme in Gl. 2.2 beschreiben die Quadrupol- (λ=2), Oktupol- (λ=3) und Hexadekapoldeformation (λ=4). Zwei Spezialfälle sind dabei besonder interessant.

- Die axialsymmetrische Deformation, bei der die z-Achse mit der Symmetrieachse zusammenfällt. Dabei gilt für alle $\mu \neq 0$, daß $\alpha_{\lambda\mu} = 0$ ist. Die verbleibenden $\alpha_{\lambda 0}$ werden meist mit β_λ bezeichnet.

- Die Quadrupoldeformation ($\lambda = 2$) wird durch die fünf Parameter $\alpha_{2\mu}$ beschrieben. Drei dieser Parameter geben lediglich die Orientierung des Kerns im Raum an. Die Größe der Quadrupoldeformation wird vollständig mit den verbleibenden zwei Parametern a_{20} und $a_{22} = a_{2-2}(a_{21} = a_{2-1} = 0)$ beschrieben. Anstelle von a_{20} und a_{22} werden häufiger die Parameter (β, γ) der Hill-Wheeler Notation verwendet. Sie werden mit

$$\begin{aligned} a_{20} &= \beta \cos(\gamma) \\ a_{22} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin(\gamma) \end{aligned}$$

definiert. Abb. 2.2 zeigt die mit den Hill-Wheeler Kordinaten beschriebenen Kerndeformationen.

Die Hauptachsen des Kerns können vertauscht werden, ohne die Form des Kerns zu ändern. Es genügt daher in Abb. 2.2 die Fläche mit $0^0 \leq \gamma \leq 60^0$ zu betrachten. Liegt die Rotationsachse des Kerns fest, so können alle rotierenden Deformationen des Kerns im Bereich $-120^0 \leq \gamma \leq 60^0$ beschrieben werden. Für kleine Kerndeformationen kann man den Quadrupoldeformationsparameter β in das Achsenverhältnis c/a eines Rotationsellipsoids mit der großen Halbachse c und zwei kleinen Halbachsen a transformieren.

$$\beta = 4\sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\frac{c}{a} - 1}{\frac{c}{a} + 2} \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{c}{a} = \frac{4\sqrt{\frac{\pi}{5}} + 2\beta}{4\sqrt{\frac{\pi}{5}} - \beta}$$

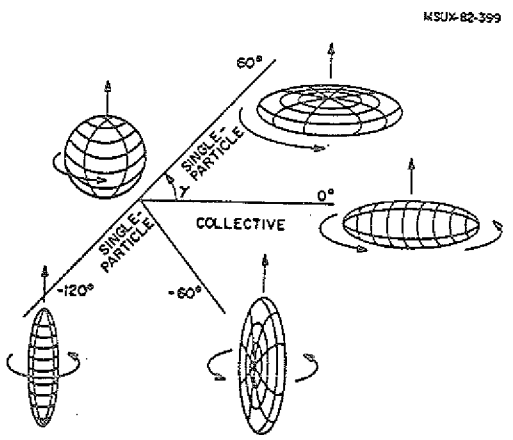


Abbildung 2.2: Die Kerndeformationen in der von den Hill-Wheeler Koordinaten aufgespannten Ebene.

2.1.2 Gleichgewichtsdeformationen rotierender Kerne im Tröpfchenmodell

Die Gleichgewichtsdeformationen für rotierende geladene Flüssigkeitstropfen wurden von Cohen, Plasil und Swiatecki berechnet [CPS74]. Die klassische Beschreibung gestattet Aussagen über geometrische Eigenschaften des rotierenden Kerns zu machen. Die Trägheitsmomente, Energien und Spaltbarrieren von Kernen können in Abhängigkeit vom Drehimpuls berechnet werden. Die Vorraussetzungen für das Auftreten von superdeformierten Kerndeformationen können angegeben werden. In einheitlicher Form werden Atomkerne, Flüssigkeitstropfen und astronomische Massen beschrieben. Die Ergebnisse können auf Kerne angewendet werden.

Der Übergang von geladenen Kernen zu massiven astronomischen Objekten geschieht, indem die repulsive Coulombwechselwirkung durch die attraktive Gravitationskraft ersetzt wird. Die Aussagen beschränken sich auf die gyrostatische Rotation, bei der alle Massenelemente eine Rotation um die gleiche Rotationsachse mit einheitlicher Winkelgeschwindigkeit ausführen.

Das effektive Potential einer Konfiguration kann als

$$E = E_S + E_C + E_R$$

mit der Oberflächenenergie E_S, der elektrostatischen Energie (oder Gravitationsenergie) E_C und der Rotationsenergie E_R geschrieben werden. Definiert man die Oberflächenenergie, die elektrostatische Energie die Rotationsenergie und die Gesamtenergie der Kugel gleichen Volumens als $E_S^{(0)}$, $E_C^{(0)}$, $E_R^{(0)}$ und $E^{(0)}$, so kann die Deformationsenergie in Ein-

heiten der Oberflächenenergie der Kugel geschrieben werden.

$$\begin{aligned}\xi &= \frac{E - E^{(0)}}{E_S^{(0)}} = \frac{E_S - E_S^{(0)} + E_C - E_C^{(0)} + E_R - E_R^{(0)}}{E_S^{(0)}} \\ &= (B_S - 1) + 2x(B_C - 1) + y(B_R - 1)\end{aligned}$$

B_S, B_C und B_R sind dimensionslose Funktionale, die das Verhältnis der Oberflächen-, elektrostatischen und Rotationsenergie zu diesen Werten für die Kugel angeben. Zur systematischen Beschreibung aller möglichen Gestalten werden die dimensionslosen Parameter x und y als

$$x = \frac{E_C^{(0)}}{2E_S^{(0)}} \approx \frac{1}{50}\frac{Z^2}{A} \tag{2.3}$$

$$y = \frac{E_R^{(0)}}{E_S^{(0)}} \approx 2\frac{l^2}{A^{7/3}} \tag{2.4}$$

eingeführt. Der Parameter x gibt das Verhältnis der elektrostatischen Energie zur Oberflächenenergie der Kugel an und entspricht dem Spaltungsparameter. Für einen Wert $x > 1$ tritt die spontane Spaltung ein. Der Parameter y gibt das Verhältnis der Rotationsenergie zur Oberflächenenergie der Kugel an. Er ist ein Maß für das Quadrat des Drehimpulses. Die möglichen Gleichgewichtsdeformationen können im Diagramm der $x - y$-Ebene dargestellt werden, wie dies in Abb. 2.3 dargestellt ist. Für die Anwendung auf Atomkerne ist der Bereich $x > 0$ und $y \geq 0$ von Bedeutung. Das Gebiet mit $x < 0$ beschreibt eine attraktive Kraft, wie z. B. die Gravitation.

Anhand der Diagramme kann die Gestaltsentwicklung mit zunehmendem Drehimpuls (anwachsendes y) für ein konstantes x, das heißt einen bestimmten Kern, betrachtet werden. Unabhängig von x wird die Kugel bei geringer Rotation zu einem oblaten Ellipsoid abgeflacht. Die Symmetrieachse fällt mit der Rotationsachse zusammen. Mit zunehmender Rotationsgeschwindigkeit wird das Ellipsoid weiter abgeflacht, bis ein Wert y_I erreicht ist. Der kritische Wert y_I hängt von x ab. Für $y > y_I$ nimmt der Kern eine triaxiale Gestalt an. Das Verhalten für $y > y_I$ hängt davon ab, ob x über oder unter dem kritischen Wert $x_c \approx 0,81$ liegt. Für $x > x_c$ tritt eine Rotation des Kerns um die kürzeste Achse auf. Solange y nur infinitesimal größer als y_I ist, sind die beiden übrigen Achsen annähernd gleich lang. Bei weiter zunehmendem y_I wird eine Achse länger und die andere solange kürzer, bis sie annähernd mit der kürzesten Achse (Rotationsachse) übereinstimmt. Die Elongation des Rotationsellipsoids nimmt mit y zu, bis der Wert $y = y_{II}$ erreicht ist. Dies entspricht nahezu der SD Kerngestalt. Eine weitere Erhöhung von y über y_{II} hinaus hat die Spaltung des Kerns zur Folge.

Mit Gl. 2.4 können die den kritischen Werten y_I und y_{II} entsprechenden kritischen Drehimpulse l_I und l_{II} berechnet werden. Sie sind in Abb. 2.4 für die Masse A der β-stabilen Kerne aufgetragen. Bei dem Drehimpuls l_{II} verschwindet die Spaltbarriere des Kerns. Man sieht, daß Kerne nur einen maximalen Drehimpuls tragen können. Bei einer Masse von $A \approx 130$ ist dieser mit $l \approx 97\hbar$ maximal.

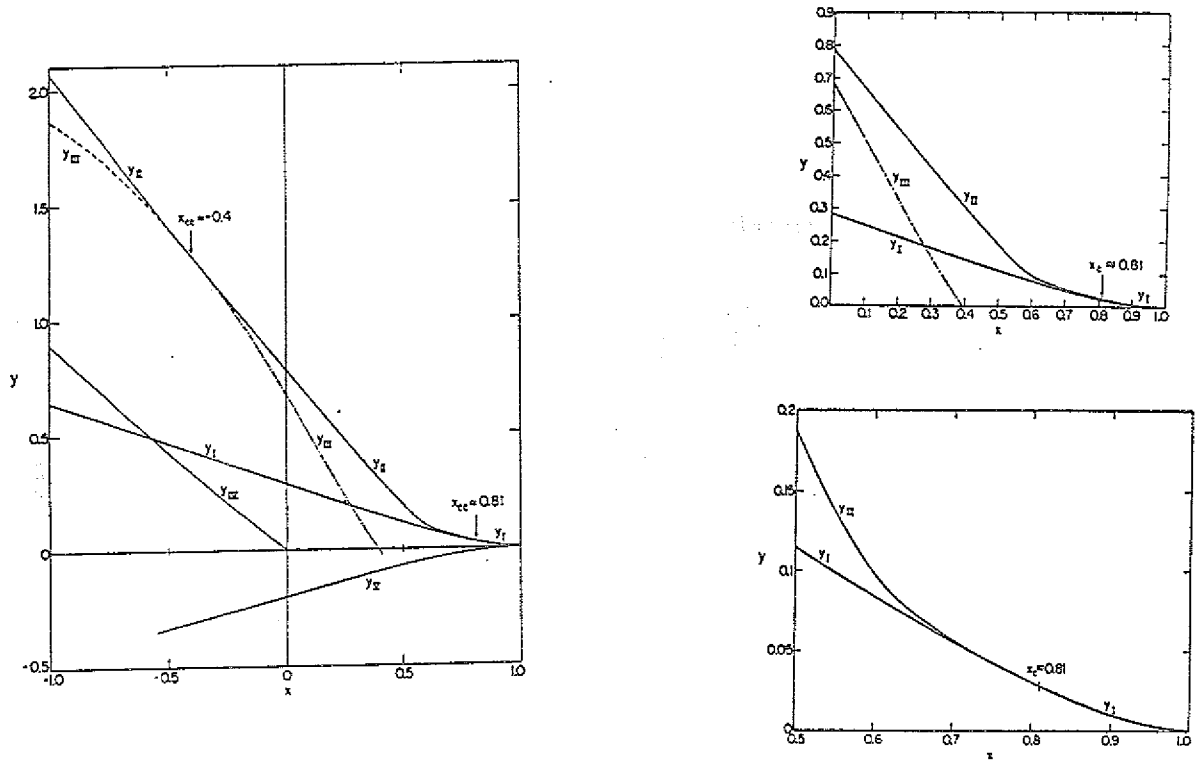


Abbildung 2.3: Die verschiedenen kritischen Rotationsparameter y in Abhängigkeit vom Spaltungsparameter x.

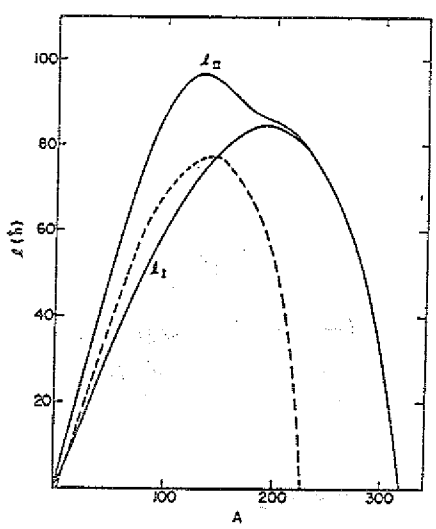


Abbildung 2.4: Die kritischen Drehimpulse l_I und l_{II}. Unterhalb der gestrichelten Kurve ist die Spaltbarriere größer als 8 MeV.

Die Rechnungen im Rahmen des rotierenden Tröpfchenmodells sagen die Existenz superdeformierter Kerne mit einem Achsenverhältnis von 2 : 1 voraus. Die superdeformierten Kerne können existieren, wenn der Drehimpuls über dem Wert l_I liegt, aber noch kleiner

als der Drehimpulses ist, bei dem die Spaltbarriere auf ≈8 MeV abgesunken ist (gestrichelte Linie in Abb. 2.4). Abb. 2.4 zeigt, daß dies für Kerne mit Massen bis $A \approx 145$ möglich ist.

2.2 Das Schalenmodell

Im Schalenmodell werden die Nukleonen als unabhängige Teilchen betrachtet, die sich in einem gemeinsamen mittleren Potential des Kerns bewegen. Das mittlere Potential wird durch die Zweikörperwechselwirkung der Nukleonen erzeugt. Das Schalenmodell des Atomkernes hat ähnliche Konsequenzen, wie sie auch das Schalenmodell für die Elektronen der Atomhülle hat. Die quantenmechanische Beschreibung des Kerns erlaubt Eigenzustände diskreter Energie als Lösung. Von den Nukleonen werden die Zustände in der Reihenfolge zunehmender Energie gefüllt, wie es das Pauliprinzip vorschreibt. Die Energieabstände zwischen den einzelnen Kernzuständen sind nicht konstant, vielmehr treten Schwankungen in der Niveaudichte auf. Das führt zu Schalenabschlüssen, die durch magische Zahlen charakterisiert sind. Kerne deren Neutronen- und/oder Protonenzahl mit einer magischen Zahl übereinstimmt erweisen sich als besonders stabil.

2.2.1 Das Zentralpotential

Für die Elekronen der Atomhülle ist das Zentralpotential durch die Coulombwechselwirkung der Elektronen mit dem Kern gegeben. Für die Nukleonen des Kerns kann das Zentralpotential aber nicht unmittelbar aus einer gegebenen Wechselwirkung hergeleitet werden. Es gibt daher unterschiedliche Ansätze für das mittlere Zentralpotential eines sphärischen Kerns.

Ein realistisches Potential ist das durch die Fermi Funktion beschriebene Woods-Saxon Potential.

$$V^{W.S.}(r) = -V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)\right]^{-1} \tag{2.5}$$

Darin ist V_0 die Potentialtiefe, R_0 der Kerndurchmesser und a die Randunschärfe des Kerns. Es erfüllt die Forderungen, die an ein realistisches Kernpotential gestellt werden. In der Nähe des Ursprungs bewegen sich die Nukleonen kraftfrei, da

$$\left.\frac{\partial V(r)}{\partial r}\right|_{r\approx 0} \approx 0 \tag{2.6}$$

gilt. Das Potential verschwindet außerhalb des Kerns

$$V(r) \simeq 0, \quad \text{für} \quad r > R_0. \tag{2.7}$$

Da die Eigenfunktionen des Woods-Saxon Potentials aber nicht analytisch angegeben werden können, werden häufig zwei andere Potentialformen verwendet.

Der harmonische Oszillator kann durch

$$V(r) = \frac{m\omega_0^2}{2}(r^2 - R_0^2) \tag{2.8}$$

angegeben werden. Das (unendliche) Rechteckpotential ist durch

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{für} \quad r \leq R_0 \\ +\infty & \text{für} \quad r > R_0 \end{cases} \tag{2.9}$$

definiert. Im Gegensatz zum Woods-Saxon Potential verschwinden das Potential des harmonischen Oszillators und das Rechteckpotential außerhalb des Kerns nicht. Für die Betrachtung gebundener Zustände ist das aber kein wesentlicher Nachteil. Die Wellenfunktionen im harmonischen Oszillator und im Rechteckpotential können dafür analytisch angegeben werden. Da alle drei Potentiale kugelsymmetrisch sind, kann die Wellenfunktion Ψ in einen radialen und einen winkelabhängigen Anteil separiert werden.

$$\Psi(\mathbf{r}) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi) = R_n(r)Y_{lm}(\theta, \phi)$$

Der harmonische Oszillator besitzt die Energie Eigenwerte

$$E_N = \hbar\omega_0(N + \frac{3}{2}) - V_0$$

mit

$$N = 2(n-1) + l, \quad \text{mit} \quad n = 1, 2, \ldots \quad \text{und} \quad l = 0, 1, 2, \ldots.$$

Dabei ist n die Radialquantenzahl und l der Drehimpuls. Die Zustände sind $(N+1)(N+2)$-fach entartet. Zustände mit einem festen N bilden eine Oszillatorschale. Alle Zustände einer Oszillatorschale besitzen die gleiche Parität $\pi = (-1)^l$.

Benutzt man ein Rechteckpotential anstelle des harmonischen Oszillators, so wird die Entartung von Zuständen mit unterschiedlichem n und l aufgehoben. Die Zustände sind dann durch die Quantenzahlen N, l und π charakterisiert und $2(2l+1)$-fach entartet. In Abb. 2.5 sind die Lösungen des harmonischen Oszillators den Lösungen im Rechteckpotential gegnübergestellt.

Beide Modell können nur die drei niedrigsten magischen Zahlen 2, 8 und 20 korrekt reproduzieren.

2.2.2 Die Spin-Bahn Kopplung

Die Kernkräfte wurden bisher als spinunabhängig betrachtet. Im Kern tritt aber, ähnlich wie in der Atomhülle, eine Spin-Bahn Wechselwirkung auf. In der Atomphysik verursacht die ls-Kopplung die geringe Feinstrukturaufspaltung der Zustände. In der Kernphysik

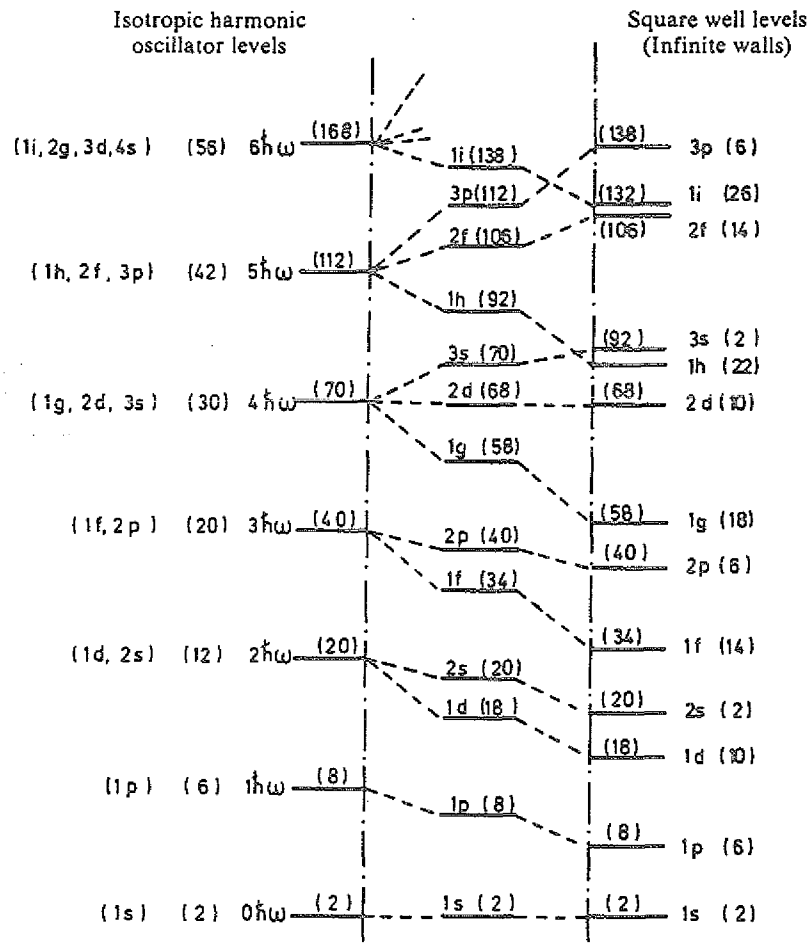


Abbildung 2.5: Niveaudiagramm für einen isotropen harmonischen Oszillators und für ein unendliches Rechteckpotential.

ist die relative Stärke der ls-Wechselwirkung wesentlich größer. Zudem besitzt die ls-Kopplung in der Kernphysik ein umgekehrtes Vorzeichen wie in der Atomphysik. Die Größe der Aufspaltung ist dem Drehimpuls l proportional:

$$\Delta E \propto 2l + 1$$

Sie ist in einigen Fällen für die Termfolge entscheidend.

Das Potential wird um einen zusätzlichen Term der von ls abhängt ergänzt:

$$V_i = V(r) + V_{ls}\mathbf{ls}$$

Die sich nach der Einführung der Spin-Bahn-Wechselwirkung ergebende Niveaufolge ist in Abb. 2.6 wiedergegeben. Das Coulombpotential bewirkt eine etwas unterschiedliche Termfolge für Neutronen und Protonen.

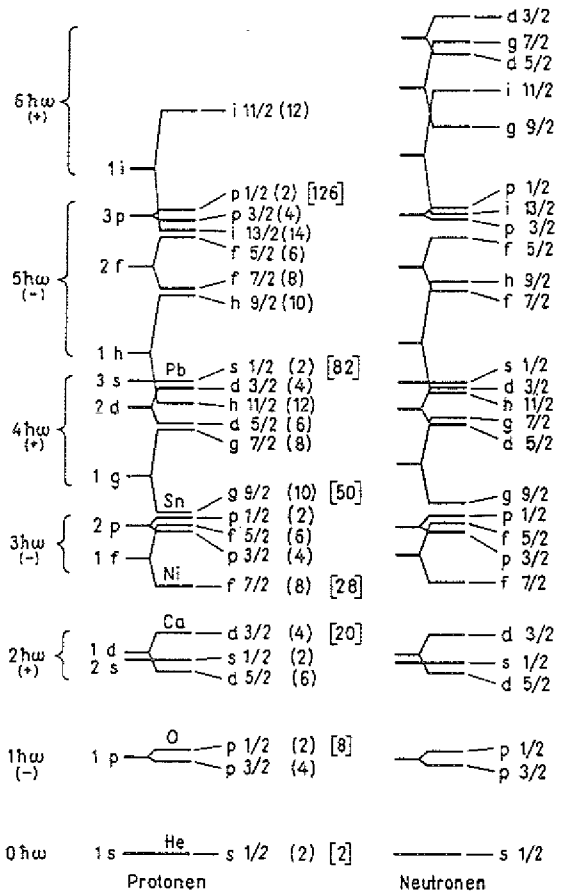


Abbildung 2.6: Niveaufolge des Schalenmodells mit Spin-Bahnaufspaltung.

Die Kopplung des Spins s und des Bahndrehimpulses l zum Gesamtdrehimpuls $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ ist bei den aufgespaltenen Niveaus angegeben. Die Zustände werden mit den Quantenzahlen N, l, j und π bezeichnet und sind $(2j+1)$-fach entartet. Alle Schalenabschlüsse bei den magischen Zahlen 2, 20, 28, 50, 82 und 126 werden durch die Berücksichtigung der Spin-Bahnkopplung korrekt reproduziert.

2.2.3 Deformation

Die bei Kernen in der Nähe abgeschlossener Schalen auftretenden Phänomene können mit dem Schalenmodell auf der Grundlage eines sphärischen Zentralpotentials gut beschrieben werden. In experimentellen Untersuchungen von Kernen die zwischen den Schalenabschlüssen liegen wurden jedoch hohen Quadrupolmomente gemessen, die auf eine Deformation des Kerns schließen lassen. Es ist deshalb notwendig zu untersuchen, wie sich das Termschema ändert, wenn statt des sphärischen Zentralpotentials ein deformiertes Potential verwendet wird.

Das Woods-Saxon-Potential aus Gl. 2.5 kann für einen Kern, dessen Oberfläche durch $R(\Theta, \Phi)$ definiert ist zu

$$V(r)^{W.S.} = -V_0 \left[1 + exp\left(\frac{r - R(\Theta, \Phi)}{a(\Theta, \Phi)} \right) \right]^{-1}$$

verallgemeinert werden. Dieses allgemeine Potential ist aber mathematisch schwer zu behandeln, so daß zunächst das Potential eines anisotropen harmonischen Oszillators

$$V = \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$$

betrachtet wird. Für axialsymmetrische Kerngestalten wählt man üblicherweise die z-Achse als Symmetrieachse. Dann wird

$$\omega_\perp^2 := \omega_x^2 = \omega_y^2$$

definiert, womit das Potential die Form

$$V = \frac{m}{2} \left[\omega_\perp^2 (x^2 + y^2) + \omega_z^2 z^2 \right]$$

annimmt. Der Deformationsparameter δ wird dann durch

$$\omega_\perp^2 =: \omega_0(\delta)(1 + \frac{2}{3}\delta)$$
$$\omega_z^2 =: \omega_0(\delta)(1 - \frac{4}{3}\delta)$$

definiert. Die Energien der Lösung des anisotropen harmonischen Oszillators sind in Abb. 2.7 dargestellt.

Ohne Deformation ($\epsilon = 0$) ergibt sich dasselbe Termschema und dieselbe Schalenstruktur wie bei dem harmonischen Oszillator aus Gl. 2.8. Ausgeprägte Schalenstrukturen treten aber auch bei den Deformationen $c/a = 3:2, 2:1$ und $3:1$ auf. Die neuen magischen Zahlen für deformierte Kerne führen zu einer besonders hohen Stabilität von superdeformierten Kernen mit einem Achsenverhältnis von $c/a \approx 2$. Die Zustände im Potential des anisotropen harmonischen Oszillators werden mit den Nilssonquantenzahlen

$$[N n_z \Lambda] \Omega^\pi$$

bezeichnet. Dabei ist N die Gesamtzahl der Oszillatorquanten, n_z die Zahl der Oszillatorquanten entlang der Symmetrieachse, Λ die Projektion des Bahndrehimpulses auf die Symmetrieachse, Ω die Projektion des Gesamtdrehimpulses j_z auf die Symmetrieachse und $\pi = (-1)^l = (-1)^N$ die Parität des Zustandes. Alle Zustände sind zweifach entartet.

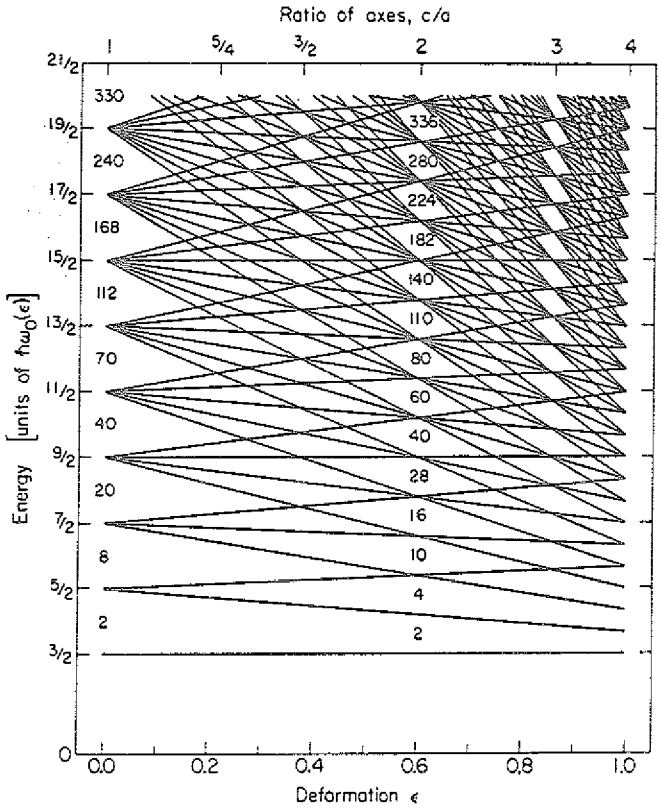


Abbildung 2.7: Die Termfolge des anisotropen harmonischen Oszillators.

2.2.4 Das Nilssonpotential

Beim Nilssonpotential wird das Potential des anisotropen harmonischen Oszillators um die Spin-Bahnwechselwirkung und einen l^2-Term erweitert.

$$V = \frac{m}{2}\omega_\perp^2(x^2+y^2) + \frac{m}{2}\omega_z^2 z^2 + C\mathbf{ls} + D\mathbf{l}^2 \quad \text{mit} \quad C, D < 0$$

Der $\mathbf{l}^2$-Term korrigiert die Differenz zwischen dem harmonischen Oszillator und dem Woods-Saxon Potential. Nukleonen an der Oberfläche des Kerns, d. h. mit hohem l, erfahren tatsächlich ein tieferes Potential, als es der harmonische Oszillator angibt. Die einzigen Quantenzahlen, die erhalten bleiben sind die Parität π und der Eigenwert Ω von j_z. Bei großen Deformationen können der $\mathbf{ls}$-Term und der $\mathbf{l}^2$-Term gegenüber βY_{20} vernachlässigt werden. In diesem Fall sind die Quantenzahlen $[Nn_z\Lambda]\Omega^\pi$ des anisotropen harmonischen Oszillators gute Quantenzahlen. Sie werden als asymptotische Quantenzahlen bezeichnet. Der untere Teil des Termschemas für das Nilssonpotential ist in Abb. 2.8 angegeben. Die Nilssonzustände sind bei höheren Schalen für Neutronen und Protonen unterschiedlich, obwohl das Nilssonpotential keinen expliziten Coulombterm enthält. Der Coulombterm ist aber implizit in den für Neutronen und Protonen unterschiedlichen Parametern C und D enthalten. Die Parameter C und D werden in Abhängigkeit von der Massenregion gewählt. Im Nilssonmodell werden Zustände mit großem Einteilchendrehimpuls in die nächsttiefere Schale abgesenkt. Sie werden als *intruder states* mit unnatürlicher Parität bezeichnet.

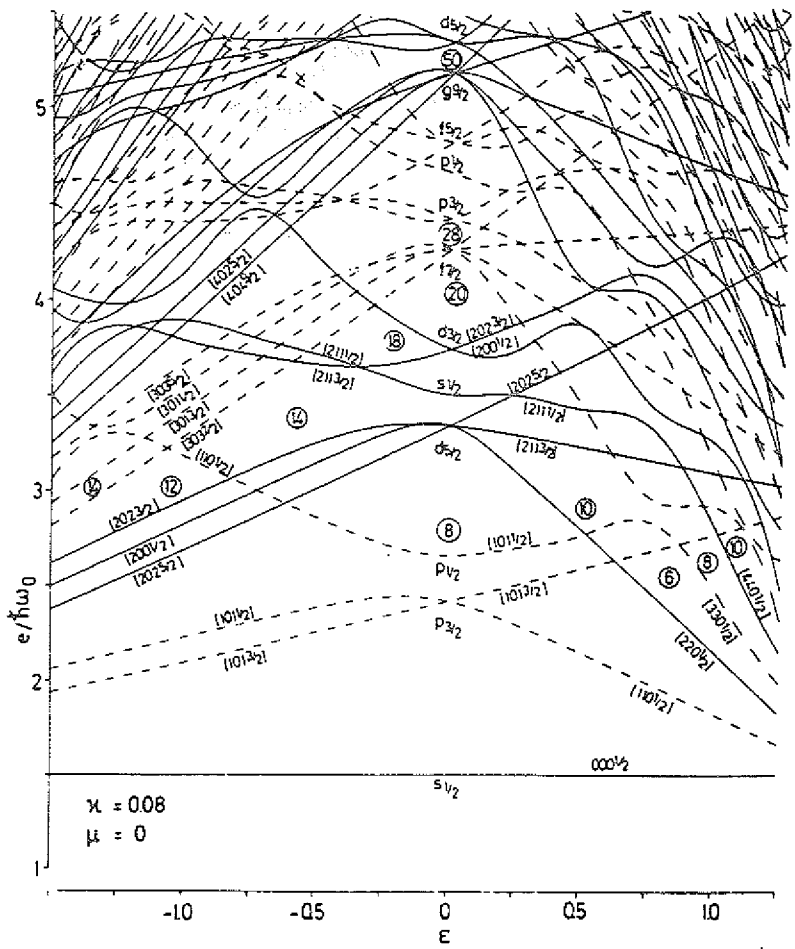


Abbildung 2.8: Ausschnitt des Termschemas für das Nilssonpotential.

2.2.5 Das Cranking-Modell

Im Cranking-Modell werden die Einteilchen-Energiezustände in einem rotierenden Potential berechnet. Das mittlere Potential soll um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse rotieren. Der Hamiltonoperator

$$H_\omega = H_0 - \omega J_x$$

des Cranking-Modells berücksichtigt Zentrifugal- und Corioliskräfte. Die nach dem Cranking-Modell berechneten Einteilchen-Niveaus als Funktion der Rotationsfrequenz (*Routhians*) sind in Abb. 2.9 wiedergegeben. Für $\omega = 0$ ergeben sich die Niveaus des Nilssonmodells. Für $\omega \neq 0$ spalten die Niveaus in zwei Zustände auf. Die Kennzeichnung der Niveaus geschieht mit den Quantenzahlen Parität π und Signatur α. Die Niveaus sind nicht mehr entartet. Der entlang der Rotationsachse ausgerichtete Drehimpuls eines Teilchens (*ali-*

gnment) i_ν ergibt sich aus der negativen Steigung des Energiezustandes:

$$i_\nu = -\frac{de'_\nu}{d\omega}$$

Die Rotation begünstigt daher die Ausrichtung des Einteilchendrehimpuls entlang der Rotationsachse energetisch. Bei hoher Rotationsfrequenz werden Einteilchenniveaus mit großem Drehimpuls in den Bereich der Fermikante abgesenkt. Der Beitrag der einzelnen Teilchen zum dynamischen Trägheitsmoment $\Theta^{(2)}$ beträgt:

$$\Theta^{(2)}_{\mathrm{orb},\nu} = \frac{di_\nu}{d\omega}$$

In den beschriebenen Modellen wurde die Restwechselwirkung V_R

$$V_R = \sum_{i<j} V_{ij} - \sum_i V_i,$$

d. h. die Differenz zwischen der tatsächlichen Zweiteilchenwechselwirkung der i Teilchen und dem durch das mittlere Potential beschriebenen Anteils vernachlässigt. Die wichtigste Folge der Restwechselwirkung, die in der Größenordnung von 1–2 MeV liegt, ist das Auftreten von Paarungskräften. Die Wirkung der Paarungskräfte besteht darin, daß zwei Nukleonen die Tendenz haben zum Drehimpuls 0 zu koppeln, wobei sie einen energetisch besonders günstigen Zustand einnehmen. Als Konsequenz der Paarkorrelationen kann die Energie eines Einteilchenzustands nicht mehr unabhängig von der Besetzung der anderen Zustände angegeben werden. Durch die Einführung von Quasiteilchen erreicht man, daß der Kern auch nach der Hinzunahme der Paarwechselwirkung wieder als ein System unabhängiger Teilchen beschrieben werden kann, wenn das Energiediagramm der Nukleonenzustände durch das Quasiteilchen-Spektrum ersetzt wird. Mit der Wechselwirkung der Zustände im Quasiteilchenmodell kann das Auftreten von Bandenkreuzungen erklärt werden. Bei der Interpretation unserer Ergebnisse in Kap. 5 benutzen wir Quasiteilchendiagramme.

Die Energieniveaus, die sich aus den unterschiedlichen Kernpotentialen ergeben, sind in Abb. 2.10 einander gegenübergestellt.

2.3 Die Strutinsky-Schalenkorrektur-Methode

Das Schalenmodell kann sehr erfolgreich zur Beschreibung der Einteilchen-Energiezustände eingesetzt werden. Es ist besonders für die Beschreibung der Phänomene geeignet, die von den Nukleonen in der Nähe der Fermikante verursacht werden. Das Schalenmodell kann aber die kollektiven Eigenschaften der Kerne, die auf den Beiträgen aller Nukleonen im Kern beruhen, nicht befriedigend erklären. Diese kollektiven Eigenschaften werden vom Tröpfchenmodell dagegen gut beschrieben. Es liegt daher nahe, beide Modelle in einer

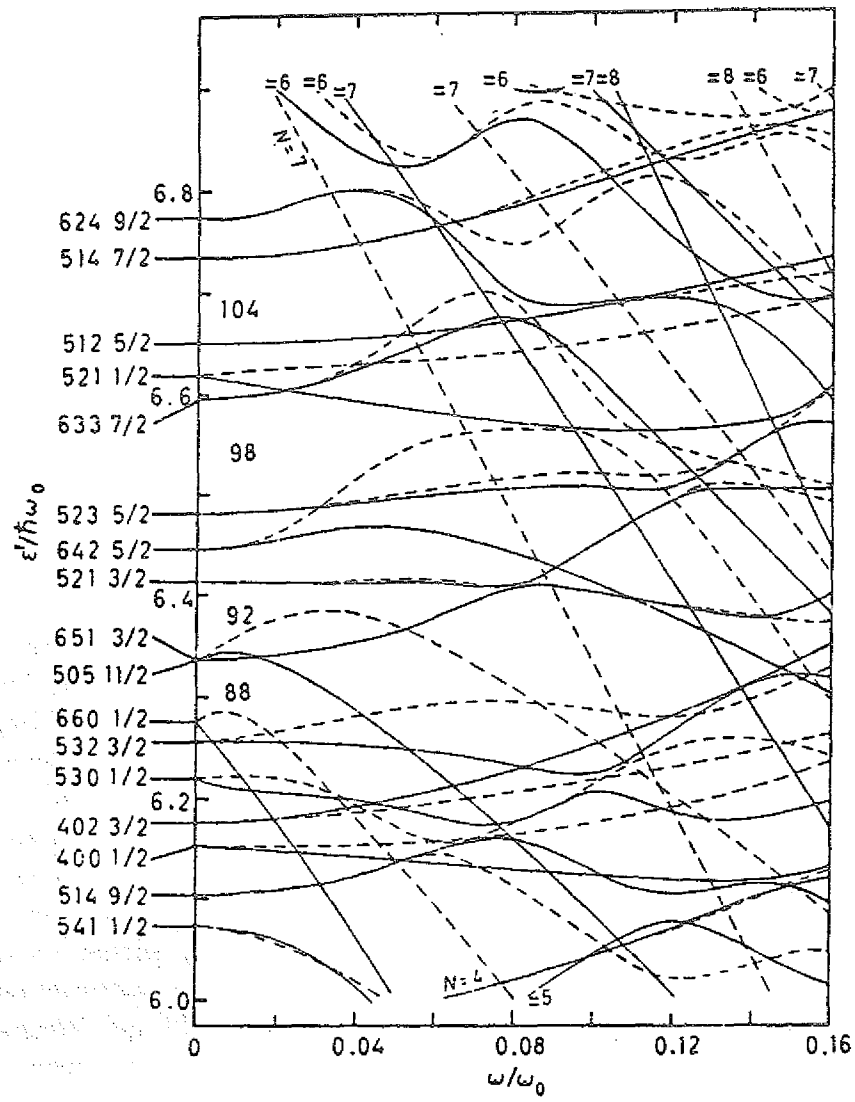


Abbildung 2.9: Cranking-Modellrechnung für das Verhalten der Einteilchenenergien in einem rotierenden Nilsson-Potential in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz ω für eine feste Deformation.

Weise zu vereinigen, bei der die Qualitäten der Modelle erhalten bleiben, während die Schwächen vermieden werden.

Die Strutinsky-Schalenkorrektur-Methode ist eine solche Methode. Die kollektiven Eigenschaften eines Kerns, wie z.B. die Bindungsenergie, werden als Summe zweier Anteile beschrieben:

$$E = E_{Osc} + E_{LDM} \tag{2.10}$$

Der gleichmäßige, langsam veränderliche Anteil E_{LDM}, ist darin die nach dem Tröpfchenmodell beschriebene Bindungsenergie des Kerns. Die auftretenden Oszillationen sind quan-

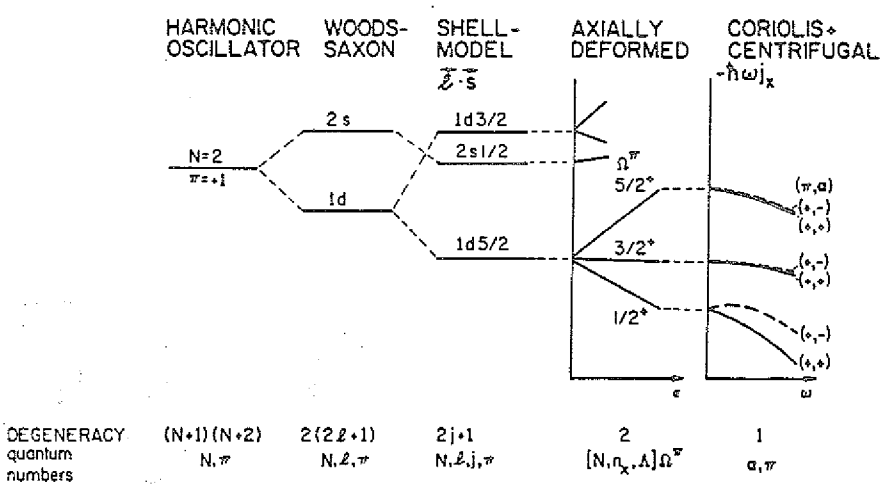


Abbildung 2.10: Schematische Gegenüberstellung der Energieniveaus die von unterschiedlichen Kernpotentialen erzeugt werden. Für jedes Potential sind die charakteristischen Quantenzahlen und die Entartung angegeben.

tenmechanischen Ursprungs und werden daher im Schalenmodell behandelt. Dazu wird die Energie E_{sh} des Schalenmodells in einen oszillierenden Anteil E_{Osc} und einen langsam variierenden Anteil $\widetilde{E_{sh}}$ zerlegt.

$$E_{sh} = E_{Osc} + \widetilde{E_{sh}}$$

Da der mittlere Wert für die Bindungsenergien im Schalenmodell jedoch falsch angegeben wird, benutzt man in Gl. 2.10 nur den oszillierenden Anteil.

Das Strutinsky-Modell kann erfolgreich benutzt werden, um die Gesamtenergie eines Kerns in Abhängigkeit von der Deformation zu berechenen. Die in den Potentialenergieflächen gefundenen Minima sind Hinweise auf die möglichen Deformationen, die bei dem untersuchten Kern auftreten können.

2.3.1 Das Strutinsky-Cranking-Verfahren

Benutzt man eine Kombination von Schalen- und Tröpfchenmodell im Rahmen des Cranking-Formalismus, so können die Potentialenergieflächen des deformierten Kerns in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz berechnet werden (*total routhian surfaces*, TRS). Mit diesen Rechnungen können Aussagen darüber gemacht werden, wie sich die Gestalt eines Kerns mit zunehmender Rotationsfrequenz dynamisch entwickelt. Das Auftreten von sekundären Minima in der Potentialenergiefläche, z.B. Superdeformation in schnell rotierenden Kernen, kann beobachtet werden. Der Spinbereich, in dem ein solches sekundäres Minimum existiert, kann mit dem Strutinsky-Cranking-Verfahren berechnet werden.

Als Beispiel sind Rechnungen für die Kerne ^{144}Gd und ^{146}Gd angegeben. Der Kern ^{146}Gd besitzt ein ausgeprägtes Minimum bei $\beta \approx 0{,}5$, $\gamma \approx 0$ (Vgl. Abb. 2.11). Die Deforma-

tionsparameter dieser starken prolaten Deformation entsprechen einer superdeformierten Kerngestalt. Für den Kern ^{144}Gd sind die Potentialenergieflächen in Abb. 2.12 dargestellt. Der Kern ^{144}Gd besitzt über den gesamten untersuchten Spinbereich von $20 - 70\hbar$ ein ausgeprägtes superdeformiertes Minimum bei $\beta \approx 0{,}5$. Die beiden Kerne ^{146}Gd und ^{144}Gd sollten daher gute Kandidaten zur Suche nach Kernen mit einer superdeformierten Gestalt sein.

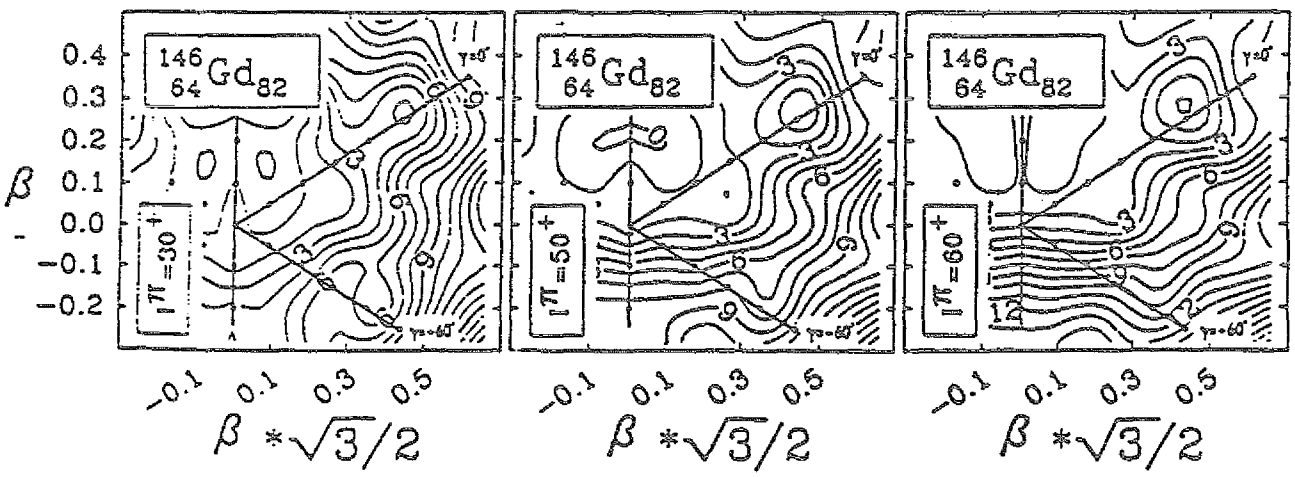


Abbildung 2.11: Strutinsky Rechnungen für den Kern ^{146}Gd. Die Potentialenergiefläche ist in der (β, γ)-Ebene für Spins von $I = 30\hbar$, $50\hbar$ und $60\hbar$ aufgetragen.

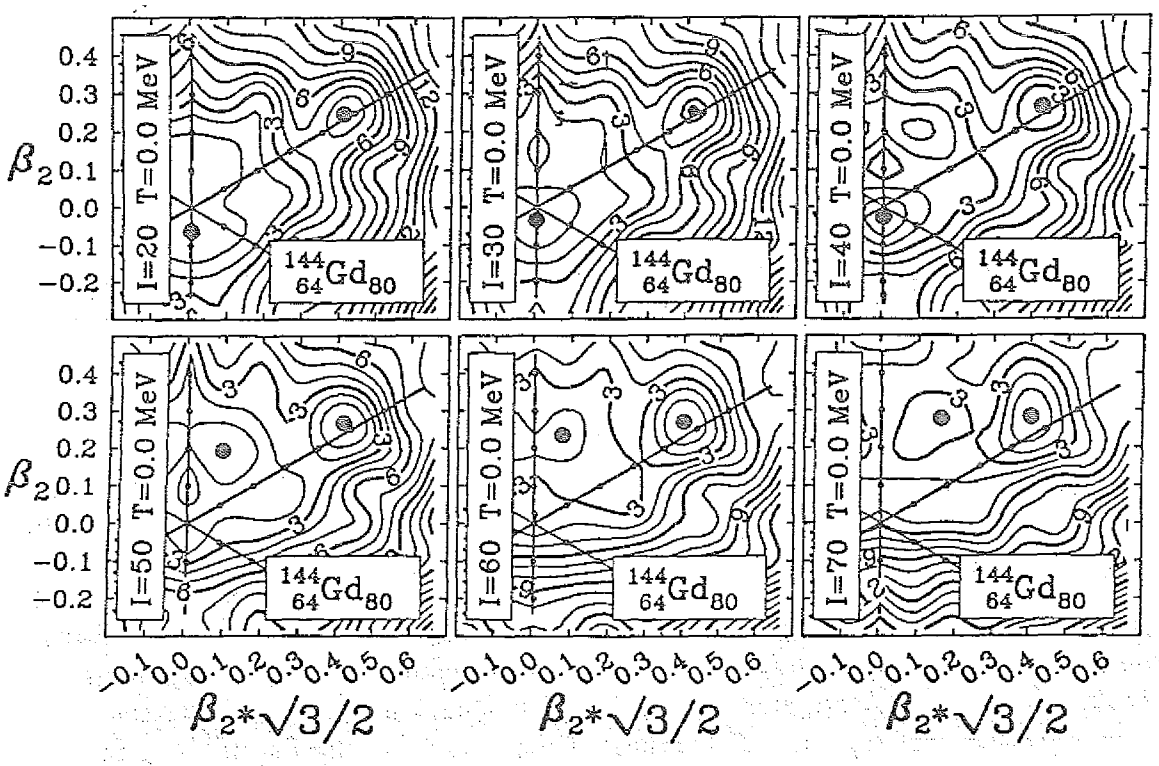


Abbildung 2.12: Strutinsky Rechnungen für den Kern ^{144}Gd. Die Potentialenergiefläche ist in der (β, γ)-Ebene für Spins von $I = 20\hbar, 30\hbar, \ldots, 70\hbar$ aufgetragen.

Kapitel 3

Der OSIRIS Experimentaufbau

3.1 Das OSIRIS Detektorsystem

Die Experimente zur Untersuchung der Kernstruktur der Gd Isotope, deren Ergebnisse in dieser Arbeit dargestellt werden, sind mit dem OSIRIS-Detektorsystem durchgeführt worden. Für alle Experimente wurde das in Abb. 3.1 gezeigte OSIRIS-12 System benutzt.

OSIRIS besteht aus 12 Anti-Compton Spektrometern. Jedes dieser Spektrometer ist aus einem Halbleiterdetektor und einem diesen umgebenden Szintillationsdetektor aufgebaut. Bei den Halbleiterdetektoren werden höchstreine n-Typ Germaniumkristalle ("high purity" Germanium, HPGe) verwendet. Der Ge-Detektor und der FET des Vorverstärkers sind in einen Kryostaten eingebaut. Sie werden bei einer Temperatur von etwas über -196 ^{0}C betrieben, was durch eine Kühlung mit flüssigem Stickstoff erreicht wird. Durch die Kühlung wird der Leckstrom durch die Eigenleitung des Ge-Detektors und damit sein Rauschen sowie das Rauschen des Vorverstärkers minimiert. Hierdurch wird eine gute Energie- und Zeitauflösung des Detektors erreicht. Trifft ein γ-Quant auf den Ge-Detektor, so kann mit einer Wechselwirkung durch Photoeffekt, Comptoneffekt oder Paarbildung Energie im Detektor deponiert werden. Die absorbierte Energie führt im Detektor zur Bildung von Elektron-Loch Paaren. Durch die an den Kontakten des Detektors anliegende Hochspannung von mehreren tausend Volt werden die Ladungsträger zu den Kontakten befördert, bevor eine Rekombination stattfinden kann. Der Vorverstärker empfängt somit einen der deponierten Energie proportionalen Ladungsimpuls. Nur bei Ereignissen, bei denen ein Photoeffekt im Detektor stattgefunden hat, wird die Energie vollständig im Ge abgegeben. Diese tragen zur scharfen Photolinie im Spektrum bei. Die Energieauflösung wird anhand der vollen Halbwertsbreite (FWHM) der 1332 keV Photolinie des ^{60}Co Präparates angegeben. Bei den in OSIRIS eingesetzten Detektoren wird ein Wert von 1.9 keV erreicht. Die Auflösung hängt außer von der Zählrate, bei der die Messung durchgeführt wird, auch vom Grad der Schädigung des Kristalls durch Neutronenstrahlung ab. Detektoren werden regeneriert, sobald eine deutliche Verschlechterung der Auflösung durch Neutronenschäden beobachtet wird. Da eine zu hohe Zählrate auch die pile-up Wahrscheinlichkeit erhöht,

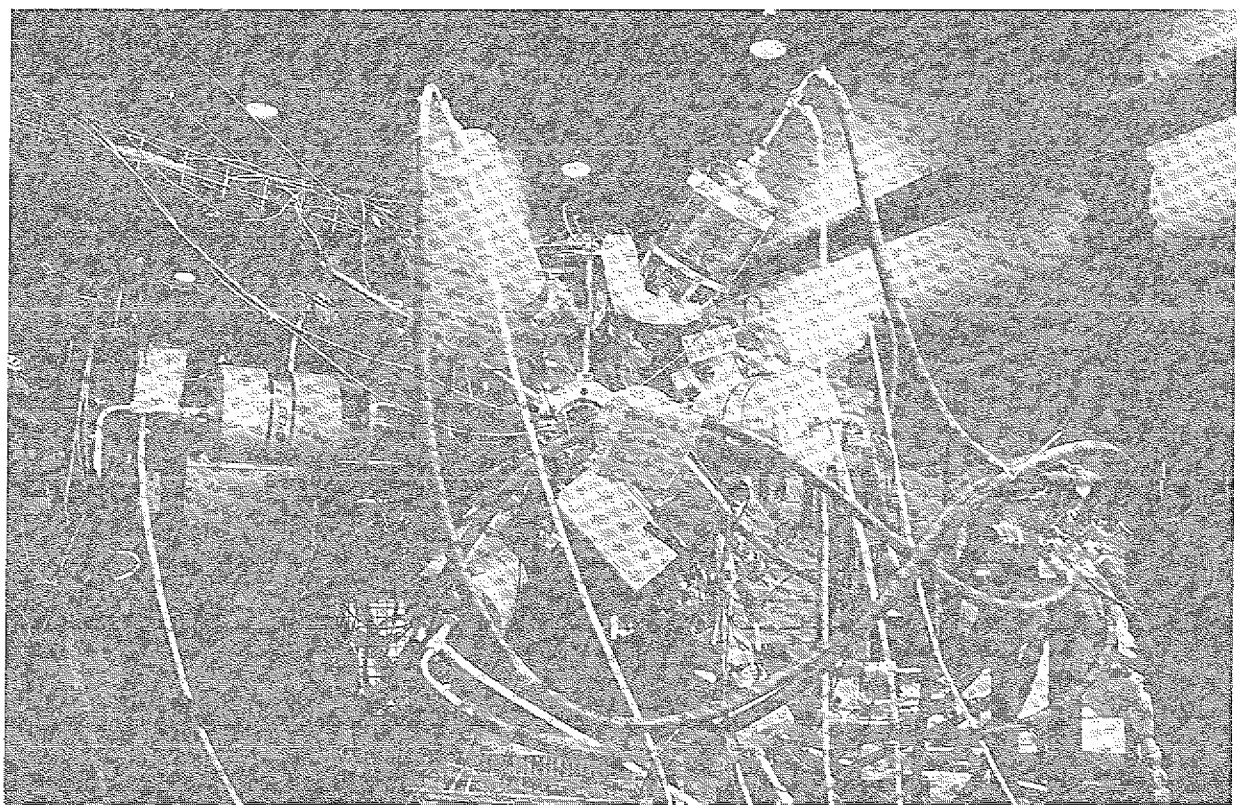


Abbildung 3.1: Das OSIRIS Spektrometer.

muß im allgemeinen die Reaktionsrate im Experiment begrenzt werden. Es werden typische Werte von etwa 10 kHz bis zu maximal 20 kHz erreicht.

Der Szintillationsdetektor umgibt den Ge Kristall. Er ermöglicht es, Comptonereignisse durch den Nachweis des gestreuten γ-Quants zu erkennen und zu unterdrücken. Aus Abb. 3.2 kann man ersehen, daß in dem spektroskopisch interessanten Energiebereich der Comptoneffekt die vorherrschende Wechselwirkung im Germanium ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß bei der ersten Wechselwirkung des γ-Quants im Kristall ein Photoeffekt auftritt ist vergleichsweise gering. Wesentliche Beiträge zur Photolinie resultieren aus einer Vielfach-Comptonstreuung mit abschließendem Photoeffekt. Durch die Vielfachstreuung verliert das γ-Quant soviel Energie, daß schließlich der Photoeffekt zur dominierenden Wechselwirkung wird, wie man es in Abb. 3.2 erkennt. Da bei einem Comptonereignis nicht die gesamte Energie im Detektor deponiert wird, wenn das Comptongestreute γ-Quant den Detektor verläßt, tragen diese Ereignisse zum unerwünschten Untergrund im Spektrum bei. Die verwendeten Szintillatormaterialien sind Wismuthgermanat (BGO, $Bi_4Ge_3O_{12}$) und Natriumjodid (NaJ). BGO besitzt entsprechend der hohen Ordnungszahl und der großen Dichte des Wismut eine 2,5 mal so große γ-Nachweiswahrscheinlichkeit wie NaJ. Ein Anti-

Compton Detektor aus BGO kann demnach wesentlich kompakter gebaut werden als ein Detektor aus NaJ, da er mit einer viel geringeren Schichtdicke auskommt. Als Szintillatormaterial des Anti-Comptondetektors wird daher vorwiegend BGO verwendet. Im OSIRIS Detektorsystem kann damit ein Abstand von nur 17 cm zwischen dem Target und der Frontfläche der Ge-Detektoren erreicht werden. Lediglich unter Rückwärtsstreuwinkeln, unter denen die gestreuten γ-Quanten nur wenig Energie besitzen und entsprechend wenig Szintillationslicht erzeugen, wird NaJ aufgrund seiner höheren Lichtausbeute eingesetzt.

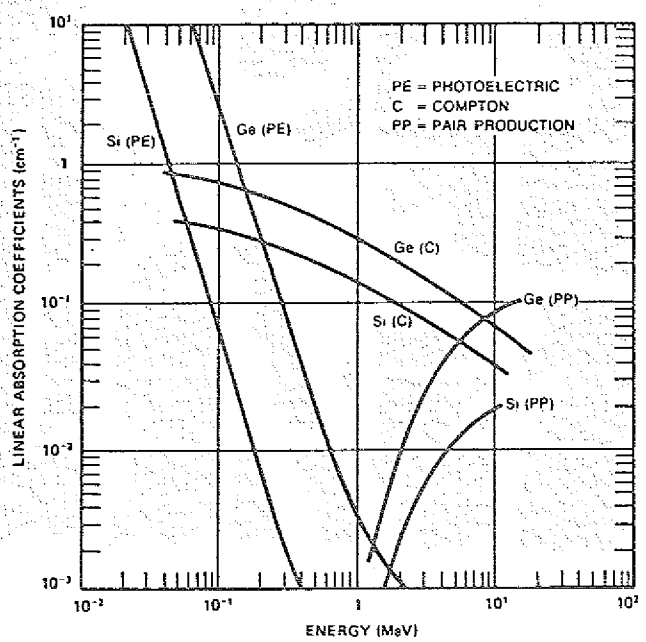


Abbildung 3.2: Linearer Absorptionskoeffizient für Germanium und Silizium gegen γ-Energie aus [Ort86].

Die Unterdrückung des Comptoneffektes gelingt auch mit den Szintillationsdetektoren aus BGO nicht vollständig, da sie den Ge-Kristall nicht vollständig umschließen und die Schichtdicke begrenzt ist. Zum einen bleibt die dem Target zugewandte Detektoröffnung frei. Hierdurch können die niederenergetischen, unter Rückwärtswinkeln von $\approx 0^0$ gestreuten γ-Quanten entweichen. Aber auch die Öffnung im Szintillator, durch die der Ge-Kristall eingeführt wird, ist nicht abgedeckt. Bei den OSIRIS Detektoren unterscheidet man zwei verschiedene Bauformen. Bei asymmetrischen Detektoren wird der Detektor seitlich eingeführt und es können gestreute γ-Quanten mittlerer Energie, die etwa rechtwinklig gestreut werden, entweichen. Die Unterdrückung des Comptoneffektes bei mittleren Energien ist daher nicht vollständig. In der symmetrischen Form wird der Ge-Detektor von hinten eingeführt und es können unter Vorwärtswinkeln gestreute γ-Quanten entsprechend hoher Energie entweichen. Im Bereich niedriger Energie ist die Comptonunterdrückung dann nicht vollständig. Durch sogenannte Stopfendetektoren, die nach Einführen des Ge-Kristalles in die Ge-Öffnung im Szintillator gesetzt werden, kann man die Comptonunterdrückung verbessern. Obwohl der Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung unter

90^0 kleiner ist als bei Winkel um 0^0, ist der symmetrische Detektor mit Stopfendetektor der asymmetrischen Form überlegen, da eine besonders gute Unterdrückung bei mittleren Energien für die Spektroskopie wichtig ist. Zudem beansprucht er wegen seiner günstigeren Geometrie einen geringeren Raumwinkel. Die symmetrischen Anti-Compton Spektrometer können mit Ge-Detektoren mit einer größeren Ansprechwahrscheinlichkeit ausgestattet werden. Die ursprünglichen Version von OSIRIS, bestehend aus 6 symmetrischen und 6 asymmetrischen Detektoren wurde daher zu einer Version bestehend aus 12 symmetrischen Detektoren umgebaut. Tabelle 3.4 gibt an, in welcher Ausbaustufe OSIRIS sich bei den einzelnen Experimenten befand.

Das Peak-zu-Total Verhältnis gibt die Anzahl der Ereignisse in einer Photolinie zur Gesamtzahl der Ereignisse im Spektrum an. Es hat bei den ersten in OSIRIS verwendeten Ge-Kristallen (D=55mm, L=55mm) einen Wert von etwa 0,16, demgegenüber steht ein Wert von P/T=0,55 [Lie89] für die OSIRIS Detektoren mit Anti-Compton Unterdrückung. Die Photopeak-Ansprechwahrscheinlichkeit der OSIRIS-Detektoren bezogen auf einen 3"·3" NaJ-Detektor im Abstand von 25 cm zu einer ^{60}Co Quelle beträgt ca. 25%. Im Laufe des OSIRIS Experimentbetriebes wurde einige Detektoren erneuert. Dabei konnten die ursprünglichen Kristalle schrittweise durch größere ersetzt werden. Die totale Ansprechwahrscheinlichkeit des gesamten OSIRIS-Spektrometers wurde dadurch stetig verbessert.

Die Spektrometer sind beidseitig auf einem ringförmigen Rahmen montiert. Benutzt man ein Polarkoordinatensystem, dessen Polarachse der Symmetrieachse des Rings entspricht, dann sind die Detektoren unter Azimuthalwinkeln, die ein Vielfaches von 30^0 betragen, eingebaut. Die Polarwinkel sind dabei im Wechsel 65^0 und 115^0, das heißt, sie stehen um $\pm 25^0$ aus der Ringebene hinaus. Das gesamte OSIRIS-Gestell kann so montiert werden, daß der Strahl in der Ringebene liegt (Standardaufbau, Abb. 3.3), oder der Symmetrieachse des Ringes entspricht (90^0-Aufbau). Je nach der Zielsetzung ist ein Aufbau, bei dem Detektoren unter verschiedenen Winkeln zum Strahl stehen, oder der Aufbau, bei dem alle Detektoren unter etwa 90^0 zum Strahl angebracht sind, vorzuziehen. In dem von uns benutzten Standardaufbau ergeben sich die Winkel zwischen den Detektoren und dem Strahl aus Tab. 3.1. Er ermöglicht Winkelkorrelationsmessungen.

Die Frontflächen der Anticompton-Detektoren sind zum Target durch einen Kollimator abgedeckt. Dadurch ist sichergestellt, daß nur gestreute γ-Quanten in den Anticompton Detektor eindringen können. Ungestreute γ-Quanten aus dem Target werden im Kollimator absorbiert. Ohne Kollimator können bei Ereignissen großer γ-Multiplizität sowohl γ-Quanten im Ge-Detektor und im Anticompton-Detektor nachgewiesen werden, wodurch Photoereignisse unterdrückt würden.

In den benutzten Reaktionen wird eine intensive Röntgenstrahlung erzeugt. Sie ist bei der Auswertung kernphysikalischer Experimente nicht von Interesse, da sie ihren Ursprung in Übergängen der Atomhülle hat. Durch ihre sehr hohe Intensität kann sie aber eine beträchtliche Totzeit der einzelnen Detektoren, wie auch des ganzen Systems einschließlich der Datenerfassung verursachen. Um dies zu vermeiden, werden Absorber vor den Ge-Detektoren montiert. Sie bestehen aus hintereinanderliegenden Schichten von typi-

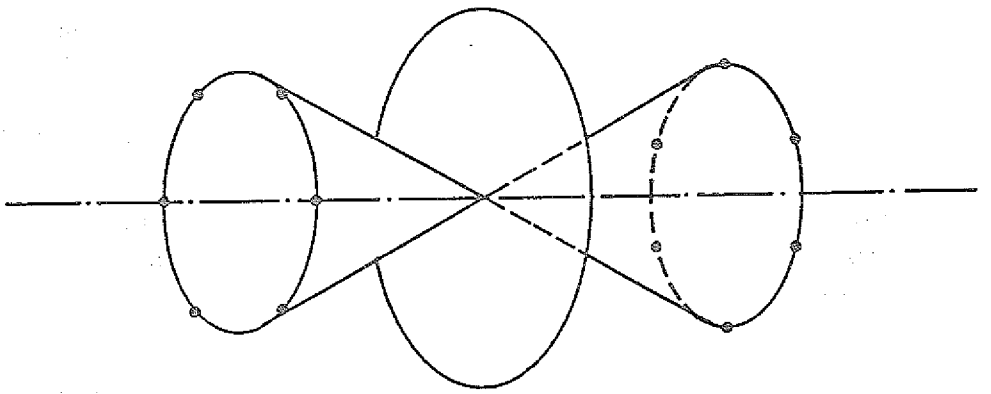


Abbildung 3.3: Anordnung der OSIRIS-Detektoren auf dem Ring.

Detektorgruppe	Detektornummer	Winkel α zum Strahl in ^{0}
1	1	25,0
2	7, 12	38,8
3	2, 6	63,1
4	8, 11	90,0
5	3, 5	116,9
6	9, 10	141,7
7	4	155,0

Tabelle 3.1: Die Winkel der OSIRIS-Detektoren zur Strahlrichtung für den Standardaufbau. Dabei gilt $\cos(\alpha) = \sin(\theta) \cdot \cos(\phi)$, wobei α der Winkel zwischen dem Detektor und der Strahlrichtung ist, θ der feste Polarwinkel von 65^0 bzw. 115^0 und der Azimuthalwinkel ϕ ein Vielfaches von 30^0 beträgt.

scherweise jeweils 0,5 mm Pb, Ag, Cu und Al. Das Blei ist dem Target zugewandt. Ein γ-Quant vom Target trifft dadurch zuerst auf das Pb. Durch Anregung von Röntgenfluoreszenz vorzugsweise in der K-Schale wird Röntgenschalung z. B. von 75 keV (Pb $K_{\alpha 1}$-Linie) emittiert. Diese wird im Ag absorbiert und erzeugt dort durch den gleichen Effekt wiederum ein Röntgen-γ. Diese hat aber entsprechend der K-Bindungsenergie im Ag im Vergleich zum Pb eine niedrigere Energie. Im Cu und Al kann der gleiche Effekt nochmals auftreten. Im Al ist die Energie der K-Schale schließlich unterhalb der Triggerschwelle des Ge-Detektors, und die Röntgenstrahlung wird damit nicht mehr nachgewiesen.

3.2 Das γ-Kalorimeter des OSIRIS

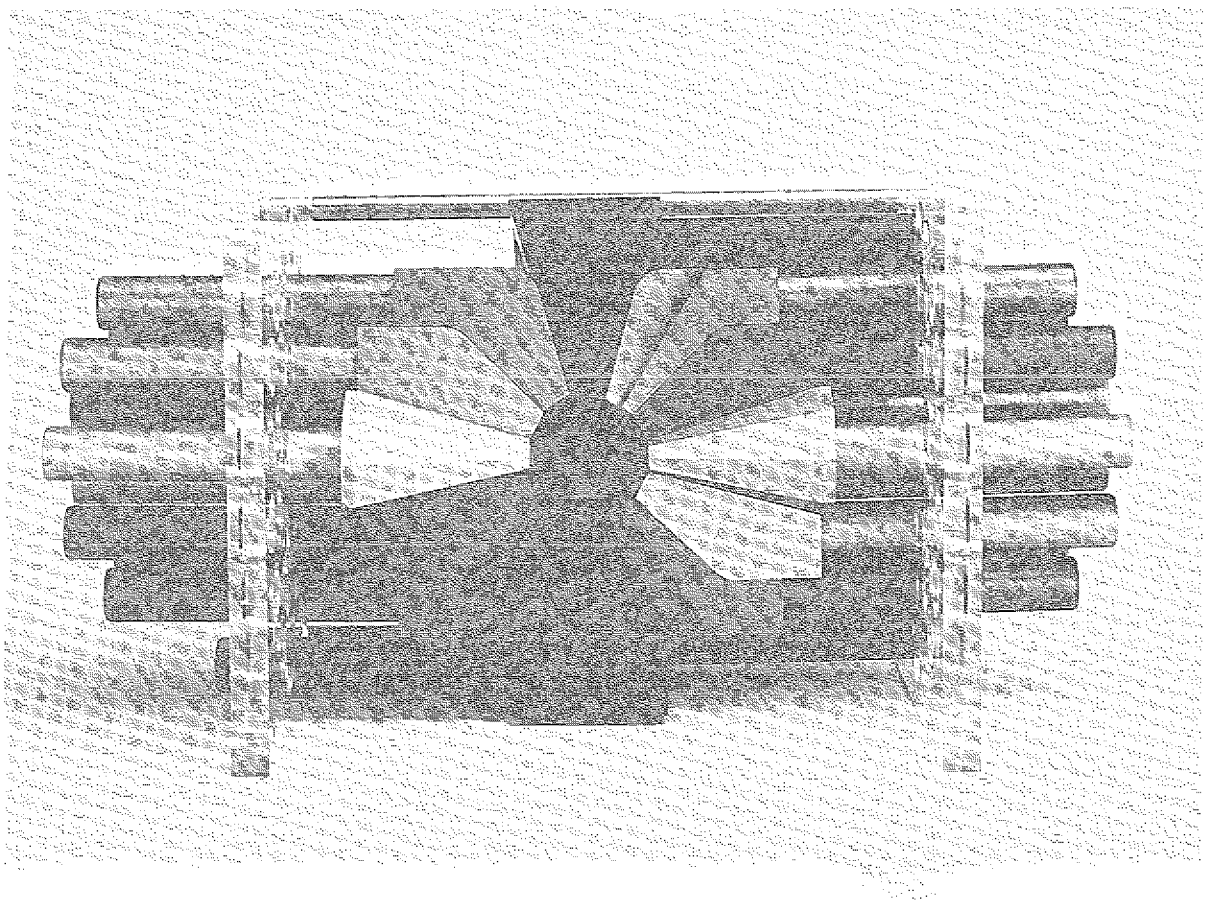


Abbildung 3.4: Modell des γ-Kalorimeters aus 48 BGO Szintillationskristallen zur Bestimmung der Summenenergie und der Multiplizität.

In einer Compoundkernreaktion treten, entsprechend der verschiedenen Zahl von Verdampfungsneutronen, mehrere Ausgangskanäle auf. Neben den xn-Kanälen sind das die p- und α-Kanäle, sowie Kombinationen daraus. Für die Unterdrückung unerwünschter Ausgangskanäle besitzt OSIRIS ein γ-Kalorimeter [Heb88]. Ein hochauflösendes E_γ-E_γ-Koinzidenz-Detektorsystem aus einer Anzahl von Anti-Compton Spektrometern allein ist zur Trennung der verschiedenen Ausgangskanäle nicht ideal, da es im Gegensatz zu einem γ-Kalorimeter aufgrund des geringeren abgedeckten Raumwinkels nur wenige γ-Quanten nachweist. Das γ-Kalorimeter besteht aus 48 BGO Kristallen. Diese decken die Kugeloberfläche mit Ausnahme der Öffnungen für die 12 Ge-Detektoren und das durchführende Strahlrohr ab. Der gesamte Raumwinkel beträgt etwa 86% von 4π. Die radiale Schichtdicke des BGO liegt zwischen 50 und 75mm. Die vom Target emittierte γ-Kaskade mit Energien $\leq$2 MeV gibt unter Berücksichtigung der totalen Ansprechwahrscheinlichkeit ca. 70% ihrer ursprünglichen Energie im BGO-Filter ab [Spo92]. Die Teilung in 48 Elemente ermöglicht auch bei den in unseren Experimenten auftretenden Multiplizitäten von maximal $\approx$30 eine gute Auflösung der Reaktionsmultiplizität aus der gemessenen Zahl ansprechender BGO Ele-

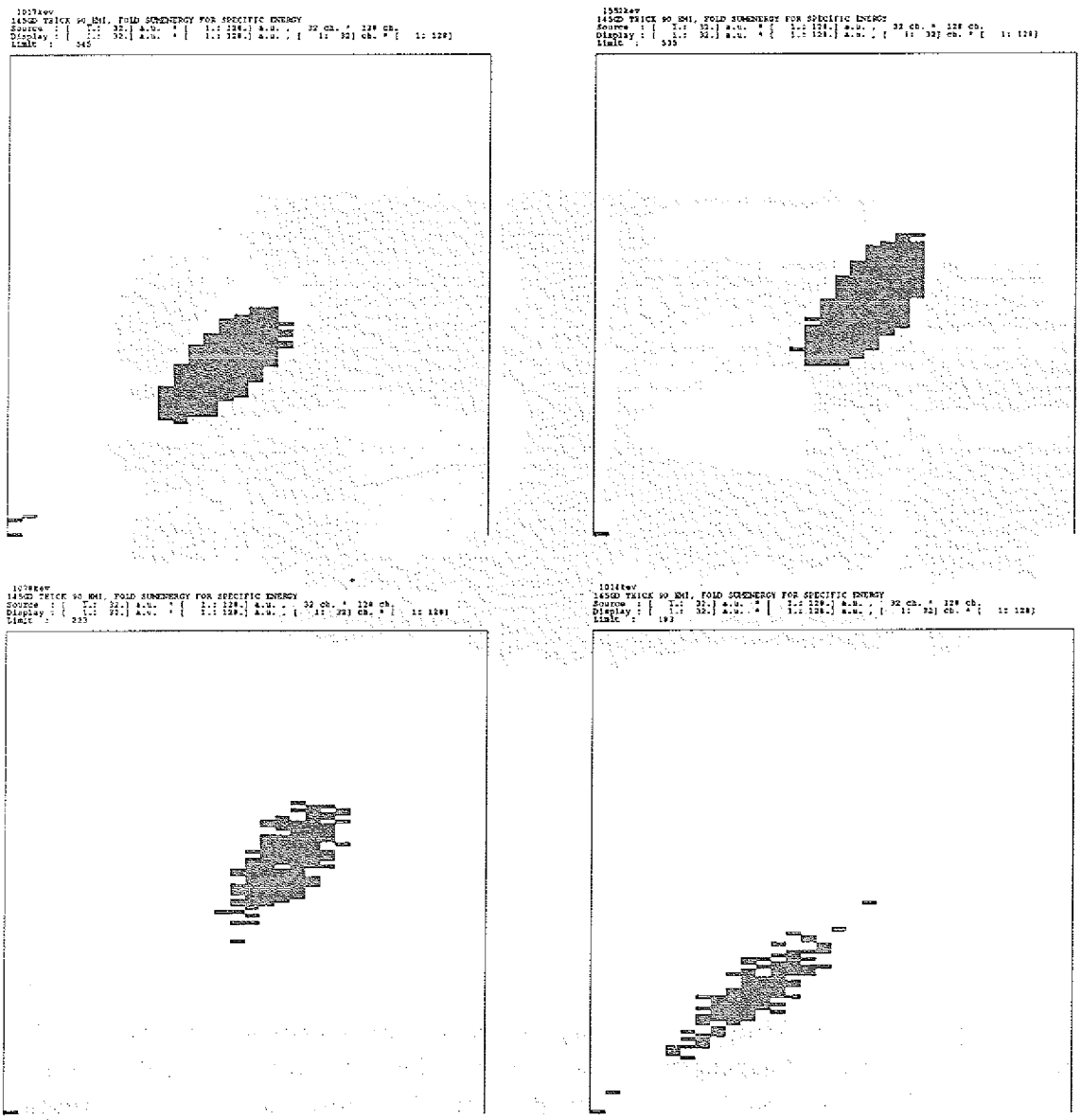


Abbildung 3.5: Schnitt durch das dreidimensionale E_γ-Summenenergie-Fold Histogramm für feste Energie E_γ im Ge-Detektor. Von links nach rechts und oben nach unten: E_γ= 1017 keV (^{144}Gd), E_γ= 1552 keV (^{145}Gd), E_γ= 1078 keV (^{146}Gd), E_γ= 1014 keV (^{27}Al)

mente (Fold). Die hohe Granularität minimiert den störenden Einfluß durch double-hits. Die Größe der Kristalle ist andererseits hinreichend, um das Übersprechen auf ca. 6% bei 1 MeV zu begrenzen. In Abb. 3.4 ist der Aufbau des γ-Kalorimeters anhand eines Schnittes durch ein Modell ersichtlich.

Mit Hilfe von Eichpräparaten ist das Ansprechverhalten des Filters genau bestimmt wor-

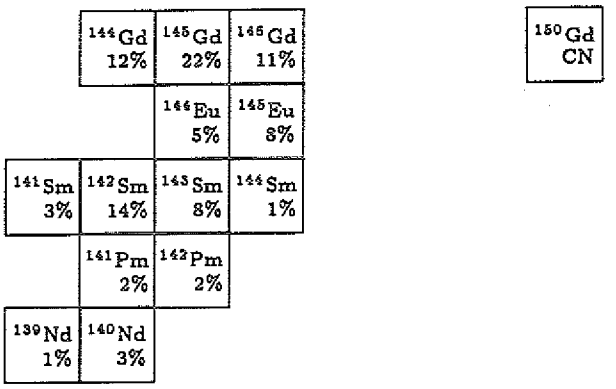
den. Damit ist die Bestimmung der Multiplizität und der absoluten Summenenergie der Reaktion aus den Meßwerten der Fold und Summenenergie des Kalorimeters möglich [Spo92]. Zum Zweck der Selektion verschiedener Ausgangskanäle ist dies hier jedoch nicht notwendig.

Die in einer Compoundreaktion emittierten Neutronen nehmen eine mittlere kinetische Energie von ca. 1 MeV und einen kleinen Drehimpuls mit. Es muß jedoch die Bindungsenergie von ca. 8 MeV aufgebracht werden, um sie freizusetzen. Daraus resultiert eine unterschiedliche Summenenergie und Multiplizität der γ-Strahlung für die verschiedenen Ausgangkanäle, wie es in Abb. 3.5 dargestellt ist. Gelingt es, diese Größen im Experiment zu messen, dann kann man die verschiedenen Ausgangskanäle der Reaktion unterscheiden. Das ist in Abb. 3.5 anhand von Schnitten durch das dreidimensionale E_γ-Summenenergie-Fold Histogramm für bestimmte Übergangsenergien im Ge-Detektor dargestellt.

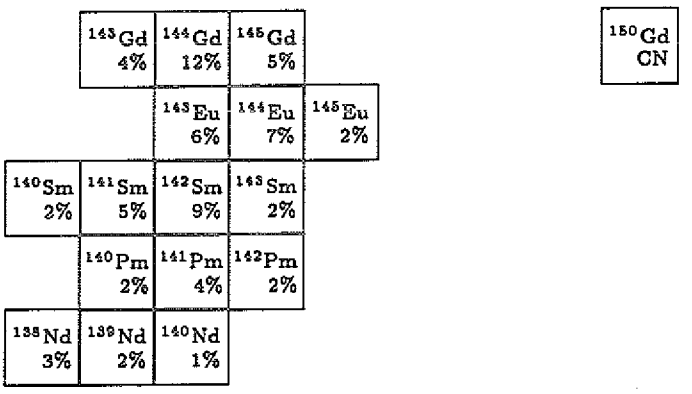
3.3 Die Schwerionenreaktion

Bei der Schwerionenreaktion wird mit einem großen Wirkungsquerschnitte das Projektil und der Targetkern in einer Fusionsreaktion zu einem Compoundkern verschmolzen. Durch die Reaktion besitzt der Compoundkern einen Drehimpuls l sowie eine Anregungsenergie $E_{exc.}$. Der Compoundkern kann nur einen maximalen Drehimpuls übernehmen. Wird dieser in der Reaktion überschritten, so kommt es zur Spaltung des Kerns. Die Anregungsenergie wird durch die Teilchenverdampfung soweit verringert, bis die Bindungsenergie so klein geworden ist, daß nur noch γ-Strahlung emittiert werden kann. Dadurch entstehen verschiedene Verdampfungsrestkerne, entsprechend den Ausgangskanälen. Die Wahl einer geeigneten Reaktion für ein Experimentvorhaben kann mit dem Programm *Reaktionstest* geschehen. Soll der Kern ^{145}Gd in einer 5n Reaktion erzeugt werden, ergeben sich folgende Projektil-Target Kombinationen:

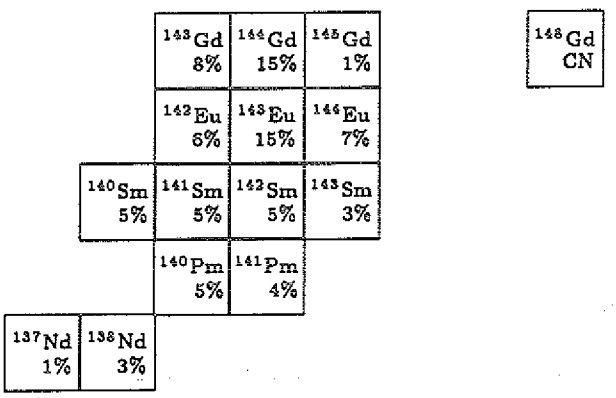
```
Nuclide names read from file :                P:NUCLIDE_NAMES.TXT
Beams read from file :                        P:BEAM.TXT
Targets read from file :                      P:TARGET.TXT

Enter min. and max. number of
evaporation neutrons :

Enter mass number for final nucleus :
Enter name of final nucleus :

147 Sm(  3 He, 5n )145 Gd   V coul. (CMS)=   20.4 MeV   E beam =   20.9 MeV
                            v/c initial = 12.22%    v/c recoil =  0.24%
                            Coul. barr. of beam stopper at E beam = 25.08MeV


138 Ce( 12 C , 5n )145 Gd   V coul. (CMS)=   51.7 MeV   E beam =   56.2 MeV
                            v/c initial = 10.03%    v/c recoil =  0.80%
                            Coul. barr. of beam stopper at E beam = 70.37MeV


134 Ba( 16 O , 5n )145 Gd   V coul. (CMS)=   65.0 MeV   E beam =   72.7 MeV
```



Anteil der Spaltung 5% Totaler Wirkungsquerschnitt 913 mbarn



Anteil der Spaltung 28% Totaler Wirkungsquerschnitt 1156 mbarn



Anteil der Spaltung 11% Totaler Wirkungsquerschnitt 911 mbarn

Abbildung 3.6: Ausgangskanäle der ^{110}Pd+^{40}Ar Reaktion bei 180 MeV und 200 MeV, sowie der ^{108}Pd+^{40}Ar Reaktion bei 182 MeV, als Ergebnis einer PACE Simulationsrechnung.

```
                          v/c initial =  9.88%    v/c recoil =  1.05%
                          Coul. barr. of beam stopper at E beam = 92.94MeV

132 Ba( 18 O , 5n )145 Gd  V coul. (CMS)=   64.3 MeV   E beam =   73.1 MeV
                          v/c initial =  9.34%    v/c recoil =  1.12%
                          Coul. barr. of beam stopper at E beam = 92.67MeV

130 Xe( 20 Ne, 5n )145 Gd  V coul. (CMS)=   76.9 MeV   E beam =   88.7 MeV
                          v/c initial =  9.76%    v/c recoil =  1.30%
                          Coul. barr. of beam stopper at E beam =115.60MeV

128 Xe( 22 Ne, 5n )145 Gd  V coul. (CMS)=   76.3 MeV   E beam =   89.4 MeV
                          v/c initial =  9.34%    v/c recoil =  1.37%
                          Coul. barr. of beam stopper at E beam =115.45MeV

122 Sn( 28 Si, 5n )145 Gd  V coul. (CMS)=   97.0 MeV   E beam =  119.2 MeV
                          v/c initial =  9.56%    v/c recoil =  1.79%
                          Coul. barr. of beam stopper at E beam =161.53MeV

116 Cd( 34 S , 5n )145 Gd  V coul. (CMS)=  104.8 MeV   E beam =  135.5 MeV
                          v/c initial =  9.25%    v/c recoil =  2.10%
                          Coul. barr. of beam stopper at E beam =185.13MeV

110 Pd( 40 Ar, 5n )145 Gd  V coul. (CMS)=  111.7 MeV   E beam =  152.3 MeV
                          v/c initial =  9.04%    v/c recoil =  2.41%
                          Coul. barr. of beam stopper at E beam =209.35MeV

 64 Ni( 86 Kr, 5n )145 Gd  V coul. (CMS)=  132.7 MeV   E beam =  311.0 MeV
                          v/c initial =  8.81%    v/c recoil =  5.05%
                          Coul. barr. of beam stopper at E beam =449.13MeV

 21 Ne(129 Xe, 5n )145 Gd  V coul. (CMS)=   76.6 MeV   E beam =  546.9 MeV
                          v/c initial =  9.54%    v/c recoil =  8.21%
                          Coul. barr. of beam stopper at E beam =727.85MeV

==================================================================================
```

Der verwendete File BEAM.TXT gibt die vorhandenen Strahlsorten des Beschleunigers an. Er kann durch VICKSI.TXT, TANDAR.TXT, NSF.TXT den jeweiligen Wünschen angepaßt werden. TARGET.TXT ist die Liste verfügbarer Targetmaterialien, im allgemeinen also eine Liste stabiler Isotope. Hier werden nur 5n Reaktionen, die zu ^{145}Gd führen, betrachtet. Die Ausgabe zeigt alle denkbaren Kombinationen von Projektil und Target. Für jede Reaktion wird $V_{Coul.}$ im CMS und Laborsystem angegeben. Dabei ist die Coulombenergie im CMS System durch

$$V_{Coul.} = \frac{zZe^2}{R}$$

mit dem Radius

$$R = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

gegeben. Es sind z und Z die Ordnungszahlen von Projektil- und Targetkern, r_0=1,3 fm, A_1 und A_2 sind die Massen der beteiligten Kerne. Neben der Geschwindigkeit v/c der Projektile wird auch die Geschwindigkeit der Rückstoßkerne unmittelbar nach der Reaktion ausgegeben. Sie ist für die entstehende Dopplerverschiebung und damit auch für die Dopplerverbreiterung verantwortlich. Für verschieden hohe Anregungsenergien

$$E_{exc.} = E_{CMS} - V_{Coul.}$$

kann der maximale Drehimpulsübertrag angegeben werden. Dieser beträgt

$$l_{grazing} = R\sqrt{2m_r(E_{CMS} - V_{Coul.})}.$$

Darin ist m_r die reduzierte Masse

$$m_r = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}.$$

Damit kann man die Eingangspunkte für verschiedene Reaktionen in Abhängigkeit von der Energie bestimmen. In Abb. 3.7 ist dargestellt, welcher Zusammmenhang zwischen dem maximal übertragenem Drehimpuls $l_{grazing}$ und der Anregungsenergie E_exc.sich für die verscheidenen Projektile zur Erzeugung von ^{145}Gd ergibt. Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen sind dabei nicht berücksichtigt worden. Um quantitative Aussagen über die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionen zu erhalten, stehen gemessene Anregungsfunktionen zur Verfügung. Im Fall der Gd Experimente kann man dafür auf [N+77] zurückgreifen. Simulationsprogramme wie PACE [Gav80] und CASCADE [Pü77] erlauben neben Aussagen über die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Ausgangskanäle einer Reaktion auch die Bestimmung des maximal übertragenen Drehimpulses. Diese soll bei der Untersuchung superdeformierter Zustände möglichst groß sein. Abb. 3.6 gibt die relativen Wirkungsquerschnitte für drei Reaktionen an, mit denen jeweils die Kerne ^{146}Gd, ^{145}Gd und ^{144}Gd untersucht wurden. Die Werte sind das Ergebnis von Simulationen mit dem PACE Programm. Da Ausgangskanäle mit Wirkungsquerschnitten unter 1% nicht engetragen sind, summieren die Kanäle sich nicht zu 100%.

Die Kriterien dafür, welche Anregungsenergien und Drehimpulsüberträge als optimal anzusehen sind, werden von der physikalischen Fragestellung bestimmt. Für die Suche nach SD Banden ist es notwendig, den Zielkern bei hohen Spins, dabei aber mit niedriger Anregungsenergie zu erzeugen. Dies begünstigt ein schweres Projektil bei geringer Anregungsenergie gegenüber einem leichteren Projektil mit höherer Anregungsenergie, wie man dies Abb. 3.7 entnehmen kann.

Die tatsächlich gewählte Strahlenergie ist jedoch höher, als die sich aus den Simulationen ergebende, zum maximalen Wirkungsquerschnitt gehörende Energie. Auf diese Art kann man einen größeren maximalen Drehimpuls auf den Endkern übertragen, als dies bei der Verwendung der Energie mit maximalem Wirkungsquerschnitt möglich wäre. Die Tatsache, daß sich das Verhältnis des Wirkungsquerschnittes des 4n zu dem des 5n Kanals verschlechtert, kann man bei der Verwendung eines γ-Kalorimeters zur Trennung

der Ausgangskanäle in Kauf nehmen. In der Reaktion steht im Mittel nicht die gesamte Strahlenergie zur Verfügung, da die Projektile vor der Reaktion durch im Mittel die halbe Targetdicke abgebremst werden. Dieser Effekt beträgt einige MeV.

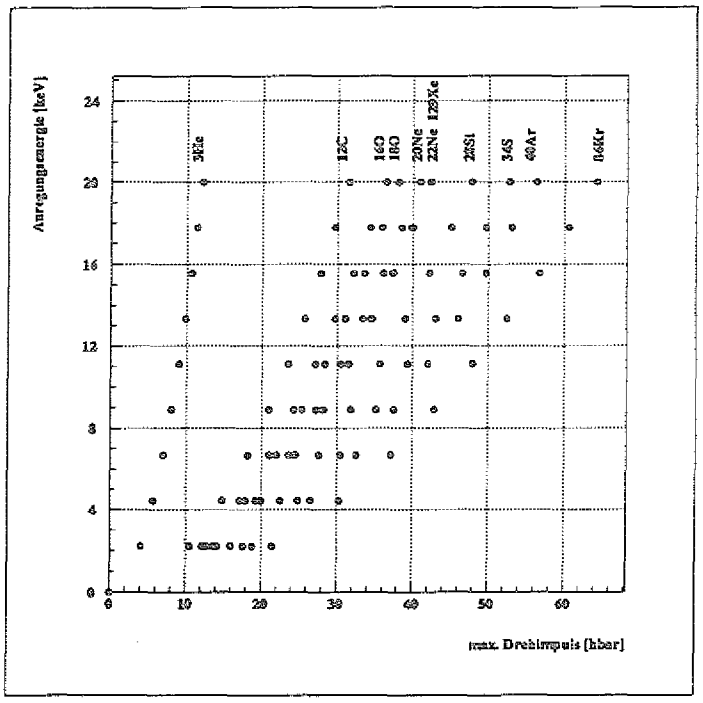


Abbildung 3.7: Eingangspunkte verschiedener HI(HI,4n)^{146}Gd Reaktionen.

3.4 Die verwendeten Targets, Backings und Catcher

Die Wechselwirkung der Projektilkerne sollte sich auf die Fusionsreaktion mit einem Kern im Target beschränken. Das Target sollte eine Dicke haben, die zu einer genügend großen Reaktionsrate führt. Auf die Compoundkerne wird ein Rückstoß übertragen, so daß sie eine Geschwindigkeit v/c=0,26% annehmen. Andererseits sollte das Target so dünn sein, daß weder die Projektilkerne, noch die Rückstoßkerne eine weitere Wechselwirkung, wie Abbremsung oder Winkelstreuung im Target erfahren. Die Abbremsung der Projektile führt zu einer Verringerung der in der Reaktion zur Verfügung stehenden Energie. Dadurch ist auch die Geschwindigkeit des Rückstoßkernes unscharf. Die Abbremsung der Reaktionsprodukte hat den gleichen Effekt. Zusätzlich verursacht die Winkelstreuung eine Verschlechterung der Energieauflösung, da die Flugrichtung der Rückstoßkerne unscharf

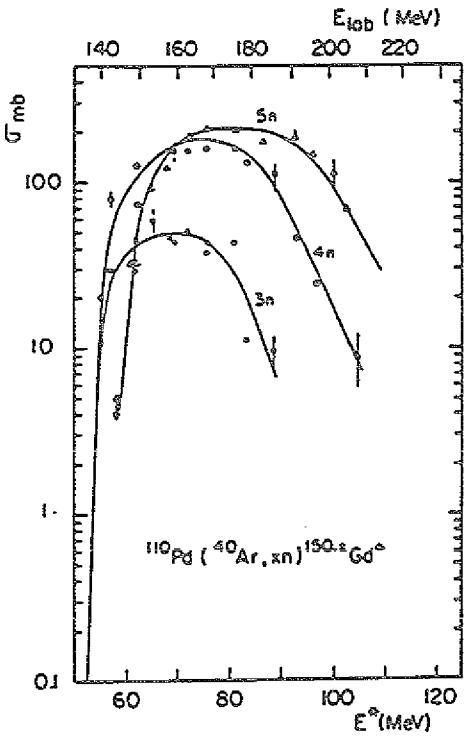


Abbildung 3.8: Die gemessene Anregungsfunktion.

wird. Diese Anforderungen führen zu gegensätzlichen Forderungen hinsichtlich der Targetdicke. Die von uns verwendeten Targets besitzen Gesamtdicken von etwa 1 mg/cm^2.

Bei Experimenten zur hochauflösenden Spektroskopie superdeformierter Zustände werden "dünne Targets" verwendet um die schnellen Übergänge mit optimaler Energieauflösung zu messen. Die Targetdicke wird so gewählt, daß die Abbremsung minimal ist. Die Auflösungsverbreiterung wird dann im Wesentlichen von dem Raumwinkel der Ge-Detektoren bestimmt. Um eine genügende Targetdicke zu erhalten werden zwei Folien, mit einer Dicke von jeweils 0,5 mg/cm^2 verwendet. Beide Folien sind etwa 1 mm voneinander entfernt. Die im ersten Target erzeugten Kerne emittieren die schnellen superdeformierten Übergänge bereits im Zwischenraum beider Targets, so daß die Abbremsung im zweiten Target keine zusätzliche Dopplerverbreiterung verursacht. Die Rückstoßkerne verlassen das Target mit einer Geschwindigkeit von $v_0/c \approx$2–3%, die sich aus der Kinematik ergibt. Die übergangsenergien müssen auf Dopplerverschiebung korrigiert werden. Dazu ist die genaue Kenntnis der Geschwindigkeit der Rückstoßkerne notwendig.

Zur bestimmung der Lebensdauern der SD Zustände wird die "Doppler shift attenuation"—(DSA)—Methode verwendet. Die Kerne werden dazu abgebremst. Um eine gleichförmige Anfangsgeschwindigkeit zu erzielen, verwendet man ein dünnes Target, daß mit einem Backing versehen wird. Die Targetdicke ist etwa 1 mg/cm^2 und die Dicke des Backings wird so gewählt, daß die Rückstoßkerne in ihm zur Ruhe kommen. Die Abbremszeit sollte etwa der effektiven Lebensdauer der zu untersuchenden Zustände entsprechen. Bei den

schnellen SD Bande erwartet man dafür Werte von ≈100fs. Daher wird ein möglichst dichtes Material benutzt, um eine schnelle Abbremsung zu erreichen.

Soll mit einem Target ohne Backing gemessen werden, so verlassen die Rückstoßkerne das Target. Isomere Zustände in den Endkernen zerfallen dann außerhalb des Targets und werden ab einer bestimmten Lebensdauer weder von den Ge-Detektoren noch vom γ-Kalorimeter nachgewiesen. In SD Experimenten ist es wünschenswert, die γ-Zerfälle unterhalb der Isomere mit den Ge-Detektoren nicht nachzuweisen um den Untergrung zu minimieren. Um aber die Funktion des γ-Kalorimeters zu erhalten, wird eine Catcherfolie eingesetzt. Sie liegt einige Millimeter hinter dem Target, also außerhalb der Akzeptanz der Ge-Detektoren, aber innerhalb des γ-Kalorimeters.

3.5 Der Schwerionenbeschleuniger VICKSI

Der von uns verwendete ^{40}Ar-Strahl wurde mit der VICKSI Beschleunigerkombination des Hahn-Meitner-Instituts in Berlin erzeugt. Es wurde der Van-de-Graaff Beschleuniger mit nachfolgendem Zyklotron benutzt. Für die gewählten Strahlenergien beträgt die Zyklotronfrequenz etwa 10 MHz, was einer Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Strahlimpulsen von ≈100 ns entspricht. Die Hochfrequenz des Zyklotrons wird von der Meßelektronik als Zeitreferenz benutzt. Die gemessenen Koinzidenzen müssen innerhalb von 100 ns auftreten, da ansonsten auch unerwünschte, zufällige Koinzidenzen zwischen Ereignissen aus zwei aufeinander folgenden Strahlpulsen auch gemessen würden. In einigen experimenten sollten jedoch Koinzidenzen in einem Zeitintervall von über 100 ns nachgewiesen werden. Indem man jeden zweiten Strahlpuls des Zyklotrons abfängt (Nachpulsung), erreicht man, daß nur noch alle 200 ns ein Puls auf das Target trifft. Damit wird der Strahlstrom am Target halbiert, aber es ist möglich auch verzögerte Koinzidenzen in einem Zeitintervall von 200 ns nachzuweisen. Um auch mit bei der benutzten Nachpulsung einen genügend hohen Strahlstrom zu erhalten, wurde der 2^- Ladungszustand anstelle des 3^- Zustandes der Strahlionen gewählt.

3.6 Die Meßelektronik

Die Aufgabe der Elektronik ist es, aus den von den einzelnen Detektoren verschiedener Typen gelieferten Signalen Koinzidenzereignisse zu selektieren. Die comptonunterdrückten Zwei- und Mehrfachkoinzidenzen werden nur akzeptiert wenn vorgegebene Anforderungen an die Summenenergie und die Multiplizität erfüllt werden. Die Koinzidenzereignisse müssen in einer für das nachfolgende Datenerfassungssystem verwertbaren Form aufbereitet werden. Jedes Koinzidenzereignis besteht aus den Energie- und Zeitinformationen der von den beteiligten Ge-Detektoren nachgewiesenen γ-Quanten, den Nummern der Detektoren, sowie der Summenenergie- und Multiplizitätsinformation des γ-Kalorimeters. Das ist in Abb. 3.2 nochmals dargestellt.

Die Elektronik gliedert sich in drei Teile: Die schnelle Koinzidenzlogik der Anticompton-spektrometer, den langsamen Energiezweig der Ge-Detektoren, sowie die Elektronik des γ-Kalorimeters.

Der Logikzweig implementiert die Unterdrückung eines Ge-Signals beim Vorliegen des zugehörigen Anticompton-Vetos. Eine 12-fach Koinzidenzstufe (MALU) liefert dann ein Ausgangssignal, wenn nach der Comptonunterdrückung von mindestens zwei Ge-Detektoren ein Signal vorliegt. Für ein solches Koinzidenzereignis erfolgt die Zeitmessung von jedem der beteiligten γ-Quanten bis zum darauffolgenden HF-Signal des Zyklotrons mit einem Zeit-Impulshöhen-Konverter (time to amplitude converter, TAC). Der bekannte Impulsabstand ergibt bei der Auswertung somit die Zeitdifferenz zwischen Strahlimpuls und Ge-Signal. Ferner wird im Logikzweig eine trailing-edge-pile-up Unterdrückung realisiert. Darunter versteht man die Unterdrückung von Signalen, die während der Abklingzeit eines vorhergehenden Signals auftreten. Diese Überlagerung zweier Pulse, die von der Elektronik nicht getrennt werden können, würde ansonsten zu einer fehlerhaften Energiebestimmung führen. Eine unerwünschte Summierung zweier Signale wird damit vermieden. Dies ist bei Einzelzählraten von 10 kHz und der daraus resultierenden gesamten Signaltotzeit von $10 \cdot \tau_{shaping}$=30 μs erforderlich. Die pile-up Wahrscheinlichkeit beträgt 22% für Einzelereignisse, 40% für $\gamma\gamma$-Koinzidenzen und 53% für $\gamma\gamma\gamma$-Koinzidenzen [Heb88]. Beim Vorliegen einer $\gamma\gamma$-Koinzidenz wird das Datenerfassungssystem gestartet. Die analogen Signale der Meßelektronik werden von den Analog-Digitalwandlern (ADC) des Datenerfassungssystems konvertiert. Ein Computer schreibt die Ereignisse auf ein Speichermedium und dient zur on-line Analyse der Daten während der Messung.

Der Energiezweig soll die Signale der Ge-Detektoren verstärken und dabei die gute Energieauflösung der Ge-Detektoren erhalten. Die Spektroskopieverstärker arbeiten daher mit einer Zeitkonstanten von $\tau_{shaping} = 3$ μs. Das Ausgangssignal des Hauptverstärker erreicht erst nach $\approx$7,5 μs sein Maximum. Zu diesem zeitpunkt beginnt der ADC das Signal zu konvertieren. Bis zum vollständigen Abklingen des Signal vergehen 21 μs. Die Benutzung einer kürzeren Zeitkonstanten würde zwar die Pile-up Wahrscheinlichkeit verringern, dafür würde sich aber die Energieauflösung verschlechtern.

Der γ-Kalorimeterteil der Elektronik dient zur analogen Summation der Signale aus den einzelnen Elementen des γ-Kalorimeters zur Bestimmung der Summenergie. Die Anzahl der angesprochenen BGO Elemente, die sogenannte Fold des Ereignisses, wird elektronisch bestimmt. In den experimenten, bei denen durch die Nachpulsung ein Koinzidenzintervall von 200 ns zur Verfügung steht, wird zusätzlich die Anzahl der Elemente bestimmt, die nach 90–200 ns angesprochen haben. Diese Größe wird als verzögerte Fold oder Delay Fold bezeichnet. Genügt das erhaltene Multiplizitätssignal einer gesetzten Schwelle, so wird ein Signal an die MALU gegeben.

ADC	Signal	Auflösung	
		Bit	Kanäle
1–12	Ge-Energien	13	8k
13	BGO-Summenenergie	10	1k
14	BGO-Fold	10	1k
15,16	nicht belegt		
17–28	Ge-Zeit	10	1k
29	Delayed Fold	10	1k

Tabelle 3.2: Die ADC Belegung für die Datenerfassung mit Memphis-2000.

3.7 Das Datenerfassungssystem MEMPHIS

Bei der Mehrzahl der durchgeführten Experimente wurde das Datenerfassungssystem Memphis-2000 benutzt. Für analoge Signale stehen 28 hochauflösende ADC's zur Verfügung. Zwei dieser ADC's können durch eine 32 Bit-Patterneinheit ersetzt werden, um digitale Signale direkt aufnehmen zu können. Die Auslese der ADC's, die Formattierung der ADC-Daten zu einem Ereignis (der Eventbuilder) und das Puffern der Ereignisse geschieht mit Memphis-2000. Über eine Ethernetverbindung werden die Daten zu einer VAX-Station-3200 übertragen. Mit ihr wird über eine zweite Ethernetverbindung auch die Datenerfassung von Memphis-2000 gesteuert. Weitere Aufgaben sind die Speicherung der Listmode-Daten mit dem Video-8 Laufwerk und das Sortieren von on-line-Histogrammen.

E_1	T_1	D_1
E_2	T_2	D_2
(E_3)	(T_3)	(D_3)
	$\vdots$	
Summenenergie		
Fold		

E_1	T_1	D_1
E_2	T_2	D_2
(E_3)	(T_3)	(D_3)
	$\vdots$	
Summenenergie		
Fold		
Delayed Fold		

Tabelle 3.3: Die Eventstruktur der Listmode Daten.

3.8 Durchführung der Eichmessungen

Vor und nach jedem Experiment wurden mit γ-Quellen Eichspektren der Ge-Detektoren aufgenommen. Sie dienen dazu, die Energieauflösung der Detektoren zu bestimmen. Ferner ist es damit möglich die Ansprechwahrscheinlichkeit für den gesamten Energiebereich von

etwa 100 keV bis über 1,5 MeV zu bestimmen. Eine Eichung der Zeitspektren geschieht dadurch, daß in die HF-Leitung vom Zyklotron zur Meßelektronik eine Verzögerungsleitung mit bekannter Verzögerungszeit geschaltet wurde. Die Position des prompten Peaks in den Zeitspektren wird dadurch definiert verschoben, so daß die Zeiteichung bestimmt werden kann.

3.9 Übersicht der Experimente

Reaktion	Strahlenergie	Zielkern	Ladungszustand	Spektrometer	Detektoren	Datum	Backing	Catcher	γ-Kalorimeter	Pulsung	Delayed Fold	Datenerfassung
^{110}Pd (^{40}Ar, 4n)	175 MeV	^{146}Gd	2^-	OSIRIS	6+6	Mär 1988			•			
^{110}Pd (^{40}Ar, 4n)	180 MeV	^{146}Gd	2^-	OSIRIS	6+6	1988	•		•			
^{110}Pd (^{40}Ar, 5n)	189 MeV	^{145}Gd	3^-	OSIRIS	7+5	Jan 1990			•			
^{110}Pd (^{40}Ar, 5n)	200 MeV	^{145}Gd	3^-	OSIRIS	7+5	Apr 1990	•		•			
^{108}Pd (^{40}Ar, 4n)	182 MeV	^{144}Gd	3^-	OSIRIS		Jan 1991		•	•		•	
^{108}Pd (^{40}Ar, 4n)	182 MeV	^{144}Gd	2^-	OSIRIS		Jun 1991	•		•	2:1	•	MPS

Tabelle 3.4: Die durchgeführten OSIRIS Experimente.

Kapitel 4

Auswertung der Experimente

Die Messdaten eines Experimentes werden auf Magnetbändern abgespeichert. Bei den heutigen, hier beschriebenen Experimenten handelt es sich um Exabyte Video-8 Kassetten. Die Datenstruktur des einzelnen Ereignisses entspricht dabei Tab. 3.3. Im Datenerfassungssystem werden im allgemeinen mehrere Ereignisse zusammengefaßt. Sie werden in einem Format auf Band geschrieben, das die Eigenschaften der jeweiligen Hardware berücksichtigt. Es enthält zusätzlich Information über Zeit, Softwareversion und die Konfiguration des Datenerfassungssystems.

Als Grundlage der physikalischen Analyse wird in den meisten Fällen eine Korrelationsmatrix benötigt. Es handelt sich dabei um ein zweidimensionales Histogramm für zwei der gemessenen Größen. Die aufgetragenen Größen können dabei z. B. E_γ-E_γ, Summenenergie-Fold, E_γ-Zeit, oder eine andere Kombination sein. Einige häufig verwendete Kombinationen für zwei- und dreidimensionale Histogramme sind in Tab. 4.1 angegeben.

2D-Histogramme:	Resultate
$E_{\gamma 1}$-$E_{\gamma 2}$ (Matrix)	Niveauschemata, (SD) Banden
E_γ-T_γ	Lebensdauer von Isomeren
3D-Histogramme:	
E_γ-Summenenergie-Fold	Identifikation des Ausgangskanal
$E_{\gamma 1}$-$E_{\gamma 2}$-$E_{\gamma 3}$ (Würfel)	komplexe Niveauschemata
$E_{\gamma 1}$-$E_{\gamma 2}$-Detektor$_{\gamma 1}$ (Matrixcluster)	DSAM zur Bestimmung von Lebensdauern

Tabelle 4.1: Resultate aus Histogrammen.

Um aus den Rohdaten des Experimentes ein verwertbares Histogramm zu erhalten, müssen eine Reihe von Bearbeitungsschritten ausgeführt werden. Im einzelnen sind dies:

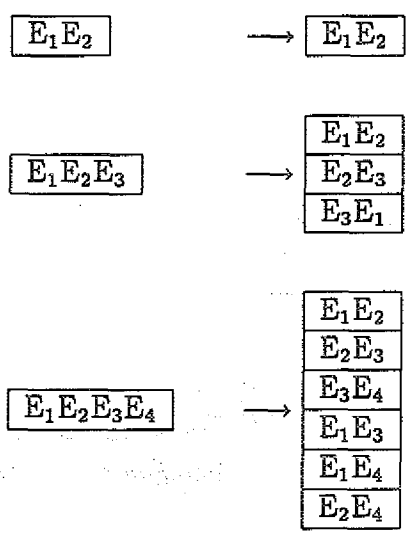
- Die Aufbereitung der gemessenen Größen. Für sämtliche Größen wird eine Korrektur der während des mehrtägigen Meßbetriebes auftretenden Schwankung der Signal-

verstärkung vorgenommen. Diese resultiert aus thermischen Effekten der Analogelektronik. Insbesondere im hochauflösenden Energiezweig der Ge-Detektoren ist diese Korrektur unerläßlich. Auch die unterschiedlichen Verstärkungen der Energie- und Zeitsignale der einzelnen Ge-Detektoren werden kompensiert. Die ADCs für Fold und Delayed-Fold liefern ein kontinuierliches Spektrum, aus dem in geeigneter Weise die diskreten Werte für die Fold und die Delayed-Fold extrahiert werden müssen.

$$E\ [\mathrm{keV}] = \text{Energienullpunkt (Detektor, Zeit)} + \text{Verstärkung (Detektor, Zeit)} \cdot \text{Kanal}$$

$$E\ [\mathrm{keV}] = \text{Energienullpunkt} + \text{Verstärkung} \cdot \text{Kanal}$$

- Zerlegen der Ereignisse hoher Ge-Fold. In der Mehrzahl der Fälle sollen Zweifachkoinzidenzen der Ge-Detektoren analysiert werden. Dazu werden Ereignisse mit einer Ge-Fold$\geq$2 in Zweifachkoinzidenzen zerlegt. Ein $E_\gamma E_\gamma E_\gamma$ Ereignis kann in 3 $E_\gamma E_\gamma$ Ereignisse und ein $E_\gamma E_\gamma E_\gamma E_\gamma$ Ereignis in 6 $E_\gamma E_\gamma$ Ereignisse zerlegt werden. Quantitative Angaben dazu sind in Tab. 4.2 gezeigt.



- Reduzieren der gemessenen Information. Häufig ist es in der Analyse nicht notwendig, alle Größen in der vollen Präzision der Messung zu benutzen. Die 13 Bit ADCs im Ge-Energiezweig liefern eine Auflösung von 8k Kanälen. Zumindest nach der Umeichung der Detektoren reicht im weiteren aber eine Auflösung von 4k Kanälen aus. Daher kann das niedrigste Bit abgetrennt werden. Nachdem geprüft wurde, daß alle Detektoren einwandfreie Resultate liefern, ist man nicht mehr an den einzelnen Detektoren interessiert, sondern lediglich am Winkel zum Strahl, unter dem ein Detektor angeordnet ist. Dann ist eine Reduktion der Information der Detektornummer (1–12, 4 Bit) auf die Angabe der Winkelgruppe (1–7, 3 Bit), die bereits in Tab. 3.1 definiert ist, möglich.

- Gruppieren der Ereignisse. Die Information eines Ereignisses kann in zwei Teile, eine "Überschrift" (*header*) und einen "Rest" geteilt werden. Ereignisse mit gleicher Überschrift werden dann in einer Gruppe zusammengefaßt. Innerhalb einer Gruppe braucht die Überschrift nicht für jedes Ereignis sondern lediglich einmal notiert werden. Pro Ereignis wird daher nur der Platz für den Rest benötigt. Üblicherweise hat die Überschrift eine Länge von 8 Bit, entsprechend 256 Gruppen. Sie kann z. B. aus den 8 höchsten Bit der Größe $E_{\gamma 1}$ bestehen. Dieser Schritt kann wiederholt werden. Dabei wird der Rest als vollständiges Ereignis betrachtet, und wiederum in Überschrift und Rest aufgeteilt. Die zweite Überschrift kann dann aus Informationen z. B. über die Summenenergie oder Fold bestehen.

- Sortieren der Ereignisse. Eine Gruppe aus obigem Schritt erstreckt sich i. A. über viele Records. Diese werden in der Weise gespeichert, daß es möglich ist, alle Records einer Gruppe sequentiel zu lesen, ohne dazwischenliegende Records anderer Gruppen verarbeiten zu müssen. Dies ist dann der Fall, wenn jede Gruppe auf Magnetband oder Festplatte als genau ein File geschrieben ist.

- Verwerfen von Ereignissen. Einzelne Ereignisse können für die Analyse unbedeutend sein. Das ist z. B. der Fall, wenn notwendige ADC-Informationen fehlen. Während ein "gutes" Ereignis beispielsweise die Struktur | E_γ | T_γ | E_γ | T_γ | S | F | hat, werden Ereignisse wie | E_γ | T_γ | E_γ | - | S | F |, | E_γ | T_γ | E_γ | T_γ | S | - |, | E_γ | T_γ | E_γ | T_γ | - | F | oder | E_γ | T_γ | E_γ | T_γ | - | - | verworfen. Gleiches passiert mit den Ereignissen, deren Zeit-, Summenenergie- oder Foldinformation offensichtlich nicht mit dem gewünschten Ausgangskanal vereinbar ist.

	Rohereignisse		Zerlegt in Fold=2	
Ge-Fold=2	469477039	92,6%	469477039	78,3%
Ge-Fold=3	31282198	6,2%	93846594	15,6%
Ge-Fold=4	6070628	1,2%	36423768	6,1%
Summe	506829865	100%	599747401	100%

Tabelle 4.2: Zerlegen der Ereignisse mit unterschiedlicher Ge-Fold für die Messung $^{40}Ar + ^{110}Pd$ bei $E_{beam} = 189$ MeV.

In Tab. 4.3 ist dargestellt, welche der einzelnen obigen Funktionen in welchen Schritten des Sort vorgenommen werden.

4.1 Superdeformation in ^{146}Gd

Die bisherigen Ergebnisse über Superdeformation (SD) in ^{146}Gd sind im wesentlichen aus den beiden Experimenten mit der ^{110}Pd(^{40}Ar,4n)^{146}Gd Reaktion gewonnen worden. Bei der

	Analoge Elektronik	Sort0 Datenerfassung	Sort1 Vorsortierung	Sort2	Sort3 Matrix Sortierung
Aufbereitung			●		
Zerlegen				●	
Reduzieren			●	●	
Gruppieren			●	●	●
Sortieren			●	●	●
Verwerfen	●	●		●	●

Tabelle 4.3: Funktionen der einzelnen Schritte eines Sort.

Messung mit dünnem Target wurde eine Strahlenergie von E_{beam} = 175 MeV verwendet. Das verwendete Target bestand aus zwei Folien mit einer Dicke von jeweils 0.5 mg/cm^2 ^{110}Pd. In diesem Experiment wurden schnelle Übergänge mit optimaler Auflösung gemessen. Um die effektive Lebensdauer der SD Zustände zu messen, wurde ein Experiment mit Target und Backing ausgeführt, so daß die Dopplerverschiebungsabschwächungsmethode (DSAM) benutzt werden kann. Das ^{197}Au Backing hatte eine Dicke von 8 mg/cm^2 um die Rückstoßkerne vollständig abzubremsen.. Die Strahlenergie betrug 180 MeV. Um eine saubere Trennung des ^{146}Gd Kanals von weiteren Ausgangskanälen zu erreichen, wurden nur Ereignisse mit einer Fold $F \geq 17$ in die $E_\gamma E_\gamma$-Matrix sortiert. Nur prompte Ereignisse innnerhalb eines Zeitintervalls von 18 ns wurden benutzt. Dadurch ist der Untergrund durch Neutronenstrahlung und radioaktiven sowie Isomerzerfall reduziert. Die $E_\gamma E_\gamma$-Matrix enthält 90 Mio. Koinzidenzen. Obwohl ^{145}Gd (5n Kanal) entsprechend den PACE-Rechnungen doppelt so stark bevölkert wird wie ^{146}Gd (4n Kanal), tritt in der sortierten Matrix ^{145}Gd nur mit etwa 1/6 der Intensität von ^{146}Gd auf.

Bereits in der $E_\gamma E_\gamma$-Korrelationsmatrix in Abb. 4.1 erkennt man eine ausgeprägte Struktur parallel zur Diagonalen mit $E_{\gamma 1}$=$E_{\gamma 2}$, die auf eine kollektive Rotation hinweist. Dem in Abb. 4.2 dargestellten Schnitt durch die Matrix senkrecht zur Diagonalen entnimmt man, daß die Gratstruktur einen Abstand von etwa 53 keV zur Diagonalen hat. Dies wurde bereits in [H$^+$87] als Anzeichen einer SD Kerngestalt interpretiert. Mit der Entdeckung der yrast SD Bande in ^{146}Gd wurde dies bestätigt [HSRU$^+$90], [Str90], siehe Abb. 4.3. Die Intensität der SD Bande beträgt etwa 1% der Intensität des Grundzustandes. In Abb. 4.4 ist der Verlauf der Intensität dargestellt. Aus den Daten des Experimentes mit Target und Backing konnte zudem das Niveauschemate des Kerns ^{146}Gd zu hohen Drehimpulsen hin beträchtlich erweitert werden [W$^+$89].

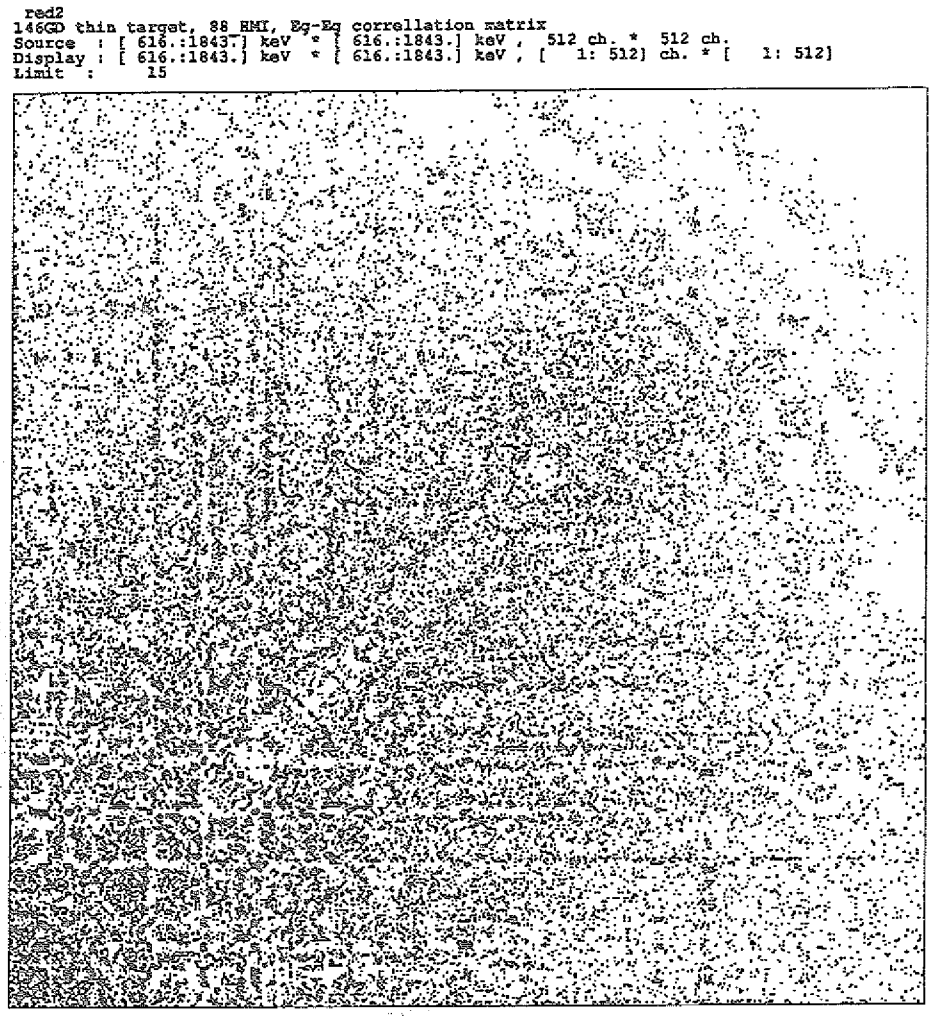


Abbildung 4.1: $\gamma - \gamma$-Korrelationsmatrix für ^{146}Gd.

4.1.1 Die angeregte superdeformierte Bande

Die weitere Untersuchung führte zur Entdeckung einer angeregten SD Bande. Die angeregte SD Bande besteht aus 13 Übergängen im Bereich von 856 keV bis 1532 keV. Die Energiedifferenz zwischen den einzelnen Übergängen beträgt etwa 56 keV und ist konstant. Das Summenspektrum, erzeugt aus den Einzelspektren der meisten Übergänge der SD Bande ist in Abb. 4.5 gezeigt. Anhand der einzelnen Koinzidenzspektren konnte gezeigt werden, daß alle Übergänge in Koinzidenz mit den anderen Übergängen dieser SD Bande sind. Die Intensität des stärksten Überganges der SD Bande beträgt etwa 0.7% der

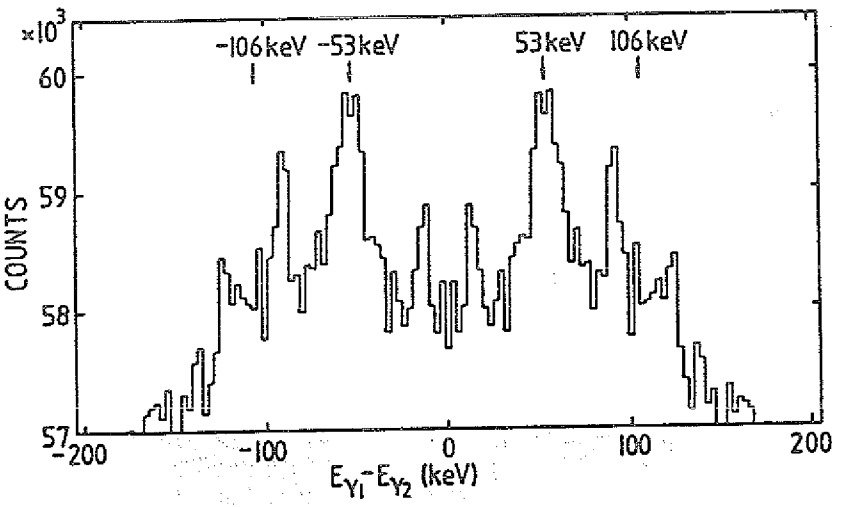


Abbildung 4.2: Schnitt durch die $\gamma-\gamma$-Korrelationsmatrix für ^{146}Gd aus dem Experiment mit dünnem Target. Das Spektrum ist eine Projektion der Rohkorrelationsmatrix im Bereich 1050 keV $\leq \frac{E_{\gamma 1}+E_{\gamma 2}}{2} \leq$ 1425 keV.

Intensität des 1579 keV $3^+ \rightarrow 0^-$ Grundzustandsüberganges [W+89] in ^{146}Gd. Der Intensitätsverlauf innerhalb der SD Bande gleicht dem Verhalten bei der yrast SD Bande. Die Intensität steigt mit abnehmender Energie zunächst langsam an. Darauf folgt ein Bereich, in dem die Intensität etwa konstant bleibt. Schließlich nimmt die Intensität bei einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega \approx 0.42$ MeV innerhalb von 1 oder 2 Übergängen rapide ab. Die angeregte SD Bande konnte unabhängig von dieser Messung auch von Janzen et al. in einer ^{122}Sn(^{29}Si, 5n)^{146}Gd Reaktion nachgewiesen werden [J+90].

In der klassischen Mechanik ist das Trägheitsmoment Θ eines mit der Rotationsfrequenz ω rotierenden Körpers, der den Drehimpuls I besitzt durch

$$I = \Theta\omega$$

definiert. In der Kernstrukturphysik können damit zwei Trägheitsmomente definiert werden, das kinematische Trägheitsmoment

$$\Theta^{(1)} = \frac{I}{\omega}$$

und das dynamische Trägheitsmoment

$$\Theta^{(2)} = \frac{dI}{d\omega}$$

die über

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

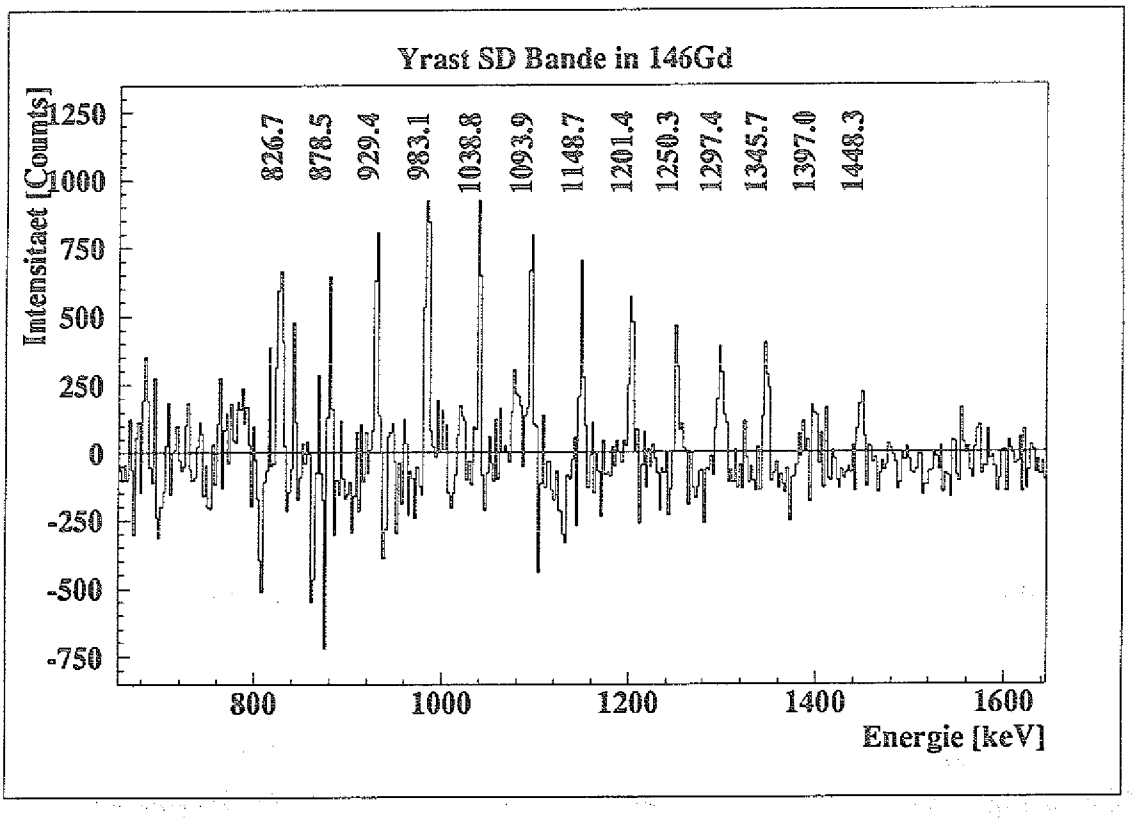


Abbildung 4.3: Die yrast SD Bande in ^{146}Gd.

zusammenhängen. Für $d\Theta^{(1)}/d\omega = 0$ gilt also $\Theta^{(1)} = \Theta^{(2)}$. Das dynamische Trägheitsmoment $\Theta^{(2)}$ wirdgenerell bei der Analyse von SD Banden verwendet, da es ohne die Kenntnis der Spins der beteiligten Übergänge aus den Messdaten extrahiert werden kann. Für Rotationsbanden kann die Energie der Zustände als

$$E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\Theta} I(I+1)$$

angegeben werden. Die γ-Energie eines $\Delta I = 2$ Überganges zwischen zwei Zuständen beträgt dann

$$E_\gamma(I \rightarrow I-2) = \frac{\hbar^2}{\Theta^{(1)}}(2I-1).$$

Zwei aufeinanderfolgende Übergänge einer Rotationsbande weisen dann einen Energieunterschied von

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma(I+2 \rightarrow I) - E_\gamma(I \rightarrow I-2) = \frac{4\hbar^2}{\Theta^{(2)}} \tag{4.1}$$

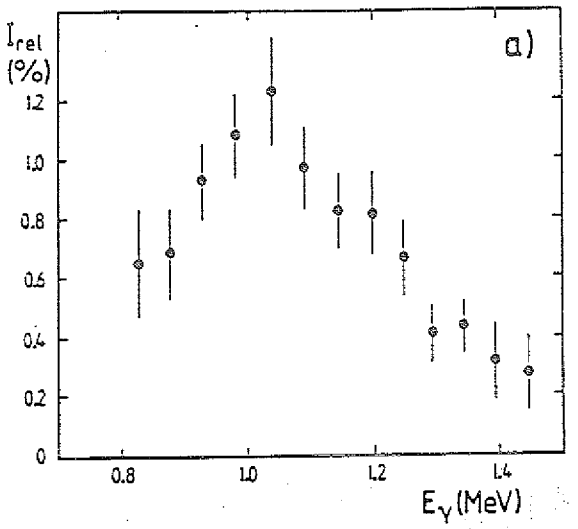


Abbildung 4.4: Der Verlauf der Intensität für die Zustände der yrast SD Bande in ^{146}Gd.

auf. Der Wert für ΔE_γ kann aus dem Abstand der Gratstruktur einer $\gamma\gamma$-Korrelationsmatrix von der Diagonalen, oder aus den Übergangsenergien einer diskreten Rotationsbande bestimmt werden. Daraus ergibt sich nach Gl. 4.1 unmittelbar das der kollektiven Struktur entsprechende dynamische Trägheitsmoment.

Der Verlauf des dynamischen Trägheitsmomentes $\Theta^{(2)}$ ist für die beiden SD Banden in ^{146}Gd in Fig. 4.6 dargestellt. Das Auftreten eines Maximums beim Trägheitsmoment der yrast SD Bande kann durch das Vorliegen einer Bandenkreuzung erklärt werden.

Es ist möglich, aus dem dynamischen Trägheitsmoment $\Theta^{(2)}$ die Deformation des Kerns zu bestimmen. Unter der Annahme eines prolat deformierten axialsymmetrischen Rotationsellipsoids mit der großen Halbachse c und der kleinen Halbachse a kann das Trägheitsmoment des Kernes berechnet werden. Dabei wird eine Rotation des Kerns um eine Achse senkrecht zur Symmetrieachse (große Halbachse) angenommen. Ein starr rotierender Körper besitzt dann das Trägheitsmoment

$$\Theta_{rigid} = \Theta_0 \frac{1 + (\frac{c}{a})^2}{2(\frac{c}{a})^{2/3}}. \tag{4.2}$$

Darin ist $\Theta_0 = \Theta_{rigid}(c/a = 1)$ das Trägheitsmoment einer starr rotierenden Kugel mit der Masse M und dem Radius R:

$$\Theta_0 = \frac{2}{5} M R^2.$$

Für den Kernradius R wird in diesem Zusammenhang üblicherweise die Beziehung

$$R = r_0 A^{1/3} \qquad \text{mit} \quad r_0 = 1,2 \text{ fm} \tag{4.3}$$

angenommen. Dann ist

$$\Theta_0 = 0,0138 \frac{\hbar^2}{\text{MeV}} A^{5/3}. \tag{4.4}$$

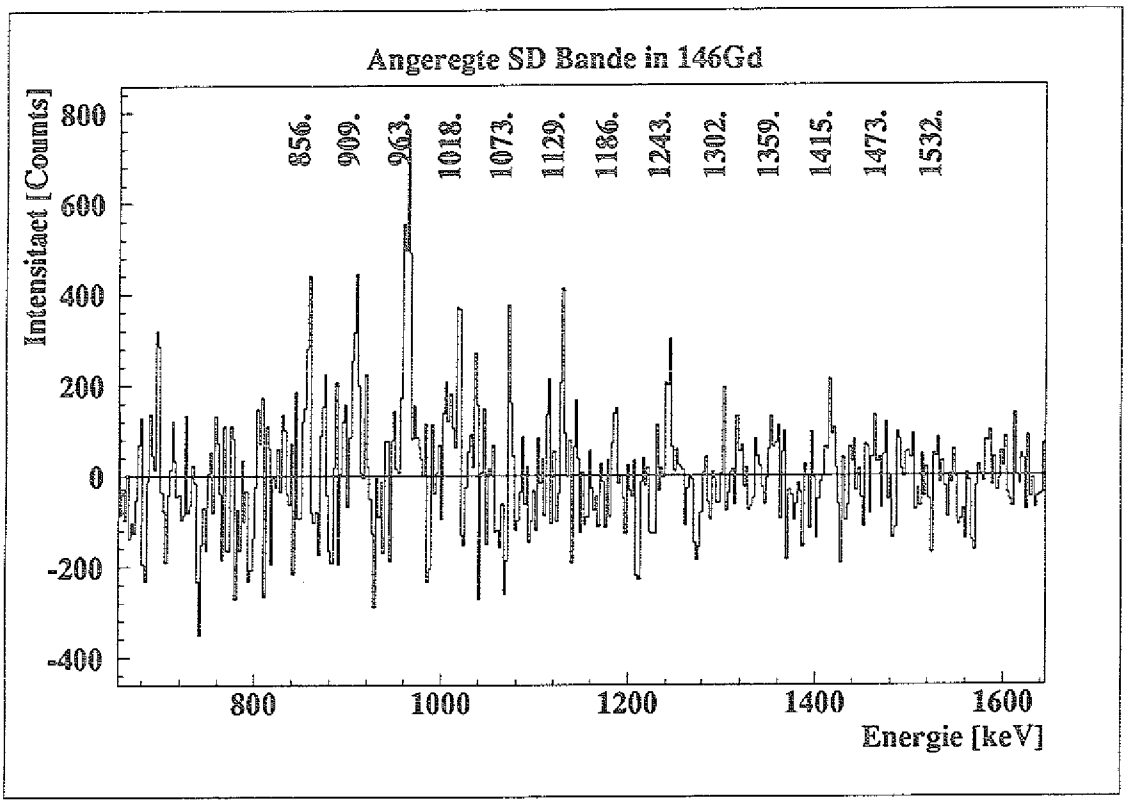


Abbildung 4.5: Die angeregte SD Bande in ^{146}Gd.

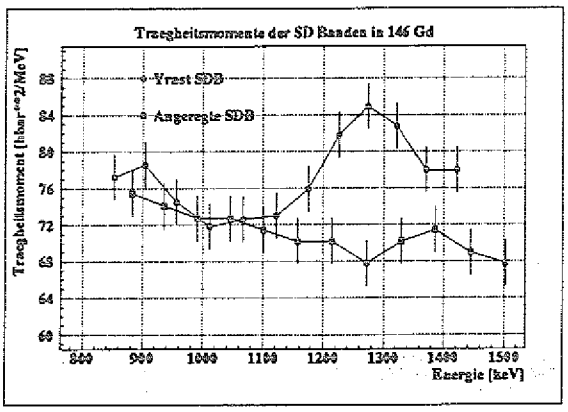


Abbildung 4.6: Die Trägheitsmomente der SD Banden in ^{146}Gd.

Es ist auch möglich, das Trägheitsmoment Θ_0 durch die Integration über die Ladungsdichte

ρ des Kernes genauer anzugeben. Dann beträgt

$$\Theta = \int \mathrm{r}^2 \rho(\mathrm{r}) d\mathrm{r}.$$

Die Ladungsdichte kann als

$$\rho(\mathrm{r}) = \rho_0 \frac{1}{1 + e^{\frac{r - R_{1/2}}{z}}}$$

mit

$$\begin{aligned} \rho_0 &= 0,17 \frac{Ze}{A} \ \mathrm{fm}^{-3} \\ z &= 0,545 \ \mathrm{fm} \\ R_{1/2} &= R_S - 0,89 A^{-1/3} \ \mathrm{fm} \\ \text{und} \quad R_S &= 1,128 A^{1/3} \ \mathrm{fm} \end{aligned}$$

beschrieben werden [MK84]. In der Literatur wird aber durchweg Gl. 4.4 verwendet. Für die Interpretation der SD Kernstruktur ist aber gerade eine vergleichende Systematik verschiedener Kerne und Regionen der Nuklidkarte von Bedeutung. Um den Vergleich mit bestehenden Ergebnissen zu erleichtern, wird daher die in Gl. 4.4 beschriebene Beziehung verwendet. Der Wert $(c/a)_{rigid}$ beträgt somit für die angeregte SD Bande

$$\boxed{\left(\frac{c}{a}\right)_{rigid} = 1,55}$$

Beschreibt man den Kern als Flüssigkeitstropfen, so ergibt sich für das Trägheitsmoment

$$\Theta_{liquid} = \Theta_0 \frac{[(\frac{c}{a})^2 - 1]^2}{2[(\frac{c}{a})^2 + 1](\frac{c}{a})^{2/3}}. \tag{4.5}$$

Der sich dafür ergebende Wert von $(c/a)_{liquid}$ bestimmt sich zu

$$\boxed{\left(\frac{c}{a}\right)_{liquid} = 2,74}$$

Das tatsächliche (c/a) ergibt sich aus dem noch zu messenden Quadrupolmoment.

4.1.2 Die Spinzuordnung

Die Untersuchung des Zerfalles einer SD Bande in bekannte Zustände ist eines der offenen Probleme bei der Untersuchung von SD Banden. Bisher konnte der Zerfall einer SD Bande nur in einem einzigen Fall, nämlich für die SD Bande in ^{143}Eu beobachtet werden [APH+93]. Ohne den Zerfall in das bekannte Niveauschemata genau zu kennen, ist auch eine exakte Spinzuordnung für die SD Bande nicht möglich. Zum Verständnis der Physik

^{146}Gd SD Banden	
yrast Energie [keV]	angeregt Energie [keV]
826.7	856.
878.5	909.
929.4	963.
983.1	1018.
1038.8	1073.
1093.9	1129.
1148.7	1186.
1201.4	1243.
1250.3	1302.
1297.4	1359.
1345.7	1415.
1397.0	1473.
1448.3	1532.

Tabelle 4.4: Die Übergangsenergien der SD Banden in ^{146}Gd.

^{146}Gd SD Banden		
	yrast	angeregt
ΔE_γ	51,8 keV	56,3 keV
ΔE_γ^{Grat}	53±3 keV	
$\Theta^{(2)}$	77,2 $\hbar^2$/MeV	71,0 $\hbar^2$/MeV
Θ_0	55,9 $\hbar^2$/MeV	
$\Theta^{(2)}/\Theta_0$	1,38	1,27
$(c/a)_{rigid}$	1,72	1,55
$(c/a)_{liquid}$	2,85	2,74
Q_0	12(2) eb	8(2) eb
$(c/a)_{el.}$	1,62(10)	1,41(10)

Tabelle 4.5: Eigenschaften der SD Banden in ^{146}Gd.

der SD Banden ist die genaue Kenntnis der Spins der Übergänge erforderlich. Dann kann neben dem dynamischen auch das kinematische Trägheitsmoment bestimmt werden. Eine ungefähre Spinzuordnung bei SD Banden kann durchgeführt werden, wenn bekannt ist in welche normal deformierten Zustände sie zerfallen. Dabei wird angenommen, daß die Spindifferenz zwischen dem tiefsten SD Zustand und dem am stärksten bevölkerten normal deformierten Zustand $3\hbar$ ist. Auf diese Weise wurde für die yrast SD Bande in ^{146}Gd ein

Ausgangsspin von $I = 30$ vorgeschlagen. Im Summenspektrum der SD Bande wurde eine starke Koinzidenz mit dem 295 keV Übergang beobachtet, der den 11,926 MeV Zustand mit Spin $I = 27$ entvölkert. Die einzelnen Übergänge einer SD Bande unterscheiden sich jeweils um einen Spin von ΔI=2. Solange der Übergang von der SD Bande in die normal deformierten Zustände nicht direkt nachgewiesen werden kann, ist es nicht möglich, festzustellen, welcher Drehimpulsunterschied tatsächlich zwischen der SD Bande und den yrast Zuständen besteht. Eine Unsicherheit von $\pm 2\hbar$ muß daher erwartet werden. Im Summenspektrum der angeregten SD Bande konnte der 958 keV Übergang des 29^+ Zustandes bei 12,884 MeV aus ^{146}Gd als am stärksten bevölkert nachgewiesen werden. Daher kann man annehmen, daß der Spin des niedrigsten Überganges der angeregten SD Bande bei $I = 32$ liegt. Die meisten Spinzuordnungen für die SD Banden in der A$\approx$130 und A$\approx$150 Region sind auf diese Weise angegeben worden.

In [BRH+90] wurde eine Methode vorgeschlagen, die es gestattet, den Spin der Zustände der SD Banden zu bestimmen. Mit dem vorgeschlagenen Modell konnten Spins für SD Banden in der A$\sim$150 [ZMW+91] und A$\sim$190 [BRH+90], [BHA+92] und [WZX+92] Region bestimmt werden. Die Energie der Rotationszustände wird durch den Ausdruck

$$E(I) = a(\sqrt{1 + bI(I+1)} - 1) \tag{4.6}$$

angegeben. Er wird benutzt, um die Spins I der SD Bande aus den Übergangsenergie E(I) zu bestimmen. Die Übergangsenergie E_γ von Zustand I nach I-2 ist dann

$$E_\gamma(I) \equiv E_\gamma(I \rightarrow I-2) = a(\sqrt{1 + bI(I+1)}) - \sqrt{1 + b(I-2)(I-1)}$$

Unter der Annahme eines Spins I_0 für den tiefsten Übergang der SD Bande werden die Parameter a und b gefittet. Dadurch soll die RMS-Abweichung zwischen den experimentellen Energien E_γ^{exp} und den nach 4.6 bestimmten Energien E_γ^{calc}

$$\sigma = \left[\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(E_\gamma^{calc}(I_i) - E_\gamma^{exp}(I_i)\right)^2\right]^{1/2} \quad \text{oder} \quad \tilde{\sigma} = \left[\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{E_\gamma^{calc}(I_i) - E_\gamma^{exp}(I_i)}{E_\gamma^{exp}(I_i)}\right)^2\right]^{1/2}$$

minimal sein. Es ist n die Anzahl von Übergängen in der Bande und I_i der Spin des i-ten Zustandes. Dies wird für verschiedene Werte von I_0 durchgeführt, um den Ausgangsspin zu erhalten, mit dem σ minimal ist.

Im Fall der yrast SD Bande in ^{146}Gd wurden nur die 7 tiefsten Übergänge der Bande benutzt, da das Modell nicht über einen Energiebereich angewendet werden kann, in dem sich eine Bandenkreuzung befindet. Genau dies ist aber für die yrast SD Bande in ^{146}Gd der Fall. Der Verlauf von $\sigma(I_0)$ zeigt ein eindeutiges Minimum für I_0=33 $\hbar$. Die minimale RMS-Abweichung beträgt dann lediglich σ=0,8 keV. Diese gute Übereinstimmung ist in Tabelle 4.6 gezeigt. Ein Unterschied zu $I = 30$ für den tiefsten Zustand aus der Untersuchung von Koinzidenzen mit den normaldeformierten Zuständen ist jedoch vorhanden.

Spin	E_γ^{exp}	E_γ^{calc}	E_γ^{calc}-E_γ^{exp}
35→33	826.7	826.1	-0.6
37→35	878.5	877.9	-0.6
39→37	929.4	930.4	1.0
41→39	983.1	983.7	0.6
43→41	1038.8	1037.8	-1.0
45→43	1093.9	1092.8	-1.1
47→45	1148.7	1148.8	0.1
σ = 0.8 keV			

Tabelle 4.6: Ergebnis der Spin-Anpassung für die yrast SD Bande in ^{146}Gd

Diese Rechnungen wurden auch für die angeregte SD Bande in ^{146}Gd durchgeführt. Für die höchsten Übergänge der angeregten SD Bande sind die experimentellen Energien aufgrund der Dopplerverbreiterung der Peaks weniger exakt gemessen, als es für die niederenergetischen Übergänge der Fall ist. Um ein genaues Ergebnis aus den Rechnungen für die Spin-Anpassung zu erhalten, werden nur die exakt bekannten Energien der 9 tiefsten Übergänge für die Analyse verwendet. Dabei ergibt sich ein Minimum von σ=0,3 keV bei einem Spin von I_0=33 $\hbar$. Ein Wert von σ=0.3 keV würde sich auch dann ergeben, wenn das Modell exakt stimmt, und die Abweichungen der experimentellen Energien allein durch die Genauigkeit der Energiebestimmung verursacht werden. Die E_γ^{exp} sind auf ganze keV genau bestimmt, also mit einem minimalen erwarteten Fehler von $\pm 0,5$ keV behaftet. Ist die Differenz zwischen der gemessenen Energie und dem tatsächlichen Wert im Intervall $[-0,5; 0,5]$ gleichverteilt, ergibt sich ein σ von

$$\sigma = \left(\int_{-0,5\ keV}^{0,5\ keV} x^2 dx \right)^{1/2} = 0,289 \text{ keV} \approx 0,3 \text{ keV}.$$

Das bedeutet, daß die experimentellen Werte im Rahmen der Messgenauigkeit vollständig von der Rechnung wiedergegeben werden. Diese gute Übereinstimmung ist in Tabelle 4.7 gezeigt.

Unsere vorherigen Spinzuordnungen wurden auf der Basis von beobachteten Koinzidenzen zwischen Übergängen der SD Banden und bekannten Übergängen des Niveauschemas von ^{146}Gd gemacht. Die auf der Grundlage des in der Massengegend $A \sim 190$ bereits angewendeten Modells durchgeführten Rechnungen bestätigen die vorhergehenden Ergebnisse mit einer unabhängigen Methode. Die beiden vorgestellten Methoden sind, für unsere gegenwärtigen Experimente, die beste Möglichkeit um eine vorläufige Spinzuordnung vornehmen zu können.

Spin	E_γ^{exp}	E_γ^{calc}	E_γ^{calc}-E_γ^{exp}
35→33	856	856.2	0.2
37→35	909	909.4	0.4
39→37	963	963.2	0.2
41→39	1018	1017.7	-0.3
43→41	1073	1072.9	-0.1
45→43	1129	1128.9	-0.1
47→45	1186	1185.8	-0.2
49→47	1243	1243.7	0.7
51→49	1302	1302.5	0.5
σ = 0.3 keV			

Tabelle 4.7: Ergebnis der Spin-Anpassung für die angeregte SD Bande in ^{146}Gd

4.1.3 Messung des statischen Quadrupolmoments Q_0 der angeregten SD Bande

Ein Zweck des Experiments mit Target und Backing ist es, die effektiven Lebensdauern für die Zustände der im Experiment mit dünnem Target gefundenen SD-Banden zu bestimmen. Mit Hilfe der Lebensdauern erhält man das mittlere statische Quadrupolmoment Q_0 der Banden.

Im Experiment mit dünnem Target ist es möglich gewesen, die definierte Dopplerverschiebung der im Flug zerfallenden γ-Übergänge zu berücksichtigen. Durch die Kinematik der Reaktion ist die genaue Geschwindigkeit der Rückstoßkerne bekannt. Man kann annehmen, daß diese konstant ist, da die Rückstoßkerne aufgrund der geringen Dicke des Targets kaum abgebremst werden. Aus diesem Grund ist es überhaupt möglich, Koinzidenzmatrizen unter Berücksichtigung der unter verschiedenen Winkeln stehenden Detektoren zu erzeugen, obwohl die nachgewiesenen Energien unter verschiedenen Detektorwinkeln unterschiedlich sind.

Demgegenüber ist die Geschwindigkeit der Rückstoßkerne beim Experiment mit Target und Backing nur unmittelbar nach der Reaktion durch die Kinematik gegeben. Im Backing kommt es nach der Reaktion zu einer Abbremsung der Rückstoßkerne. Daher werden nur sehr schnelle Übergänge ($t_{emission}$ < 10fs) bei der maximalen kinematisch möglichen Geschwindigkeit zerfallen und mit einer entsprechend großen Dopplerverschiebung nachgewiesen werden (Flugpeak). Dies ist selbst bei den SD Zuständen mit einer sehr kurzen Lebensdauer nicht für alle Zustände erfüllt. Erfolgt der Zerfall erst nach einer Zeit die größer ist, als die im Mittel benötigte Zeit zum Stoppen der Kerne im Backing, so weist der Übergang keine Dopplerverschiebung auf (Stoppeak). Erfolgt der Zerfall während der Abbremsphase, so ändert sich die Dopplerverschiebung mit der Geschwindigkeit. Der F-Faktor gibt an, bei welchem Bruchteil der kinematisch maximal möglichen Geschwindigkeit

die Emission des γ-Quants aus dem Rückstoßkern erfolgt. Er wird durch

$$\boxed{F := \frac{v_{recoil}(t_{emission})}{v_{recoil}(t=0)}}$$

definiert. Der Zeitpunkt $t = 0$ ist durch die Reaktion festgelegt.

Für den Fall, daß die effektiven Lebensdauern der untersuchten Zustände und die Abbremszeit der Rückstoßkerne im Backing von der gleichen Größenordnung sind, ist mit der Dopplerverschiebungsabschwächungsmethode (DSAM) eine Bestimmung der Lebensdauern möglich. Die Linien werden dann energetisch um einen Bruchteil $F(0 \leq F \leq 1)$ der kinematisch maximal möglichen Dopplerverschiebung verschoben. Für die beiden SD-Banden in ^{146}Gd können die F-Faktoren im Experiment mit Target und Backing gemessen werden.

Die theoretisch zu erwartenden F-Faktoren kann man für ein als Parameter gegebenes Quadrupolmoment Q_0 berechnen. Dazu werden zunächst aus den Übergangsenergien der SD-Bande und einem gewählten Quadrupolmoment die Übergangswahrscheinlichkeiten für jeden Zustand der SD Bande bestimmt. Mit diesen Übergangswahrscheinlichkeiten und einem Modell für den Bevölkerungsmechanismus der Bande können die effektiven Lebensdauern bestimmt werden. Eine Monte-Carlo Simulation des Abbremsprozesses der Rückstoßkerne im Backing erlaubt eine Berechnung der Geschwindigkeit des Rückstoßkernes zu der ermittelten effektiven Zerfallszeit und somit eine Berechnung des F-Faktors. Berechnet man die F-Faktoren für verschiedene Quadrupolmomente, so kann durch einen Vergleich zwischen den experimentell gefundenen F-Faktoren und den Resultaten der Rechnung das Quadrupolmoment Q_0 der SD Bande ermittelt werden. Das so bestimmte Quadrupolmoment ist ein mittlerer Wert für die Zustände der Bande. Um Q_0 für jeden Zustand zu bestimmen, müssen anstatt der effektiven Lebensdauern die Lebensdauern jedes Zustandes bestimmt werden. Das kann durch eine Analyse der Linienform geschehen. Eine solche Auswertung haben wir nicht durchgeführt, da die statistischen Unsicherheiten in unseren Daten zu groß sind. Die Bestimmung des Quadrupolmomentes der angeregten SD Bande geschieht dabei analog wie es in [Str90] für die yrast SD Bande in ^{146}Gd beschrieben und durchgeführt wurde.

Die Schwierigkeiten bei der Bestimmung des Quadrupolmomentes von SD Banden kann man aus der Literatur ersehen. In [HW92] ist eine Übersicht aller veröffentlichten SD Banden gegeben. Von den 57 bekannten SD Banden ist bisher lediglich in 13 Fällen das Quadrupolmoment bestimmt worden. Die SD Banden in ^{146}Gd sind hierbei schon berücksichtigt. Dies ist deshalb bemerkenswert, weil nur durch die Messung des Quadrupolmomentes die Deformation des Kerns festgelegt werden kann.

Die Analyse von Matrixclustern

Wie bereits erwähnt, treten im Experiment mit dickem Target Stoppeaks, Flugpeaks und Übergänge mit einem zwischen 0 und 1 liegendem F-Faktor auf. Zum Sortieren einer

Matrix muß aber festgelegt werden, für welchen F-Faktor die Dopplerverschiebungskorrektur durchgeführt werden soll. Sortiert man eine Matrix entsprechend $F = 0$, so wird ein $F = 0$-Übergang der Energie E_a an der Position E_a in der Projektion der Matrix erscheinen. Dagegen wird eine Fluglinie mit $F = 1$ der Energie E_b entsprechend den 7 Winkelgruppen in 7 Linien der Energie $E_b/[1 - \beta\cos(\theta_i)]$ mit $i = 1, \ldots, 7$ zerfallen. In Abb. 4.7 ist das im oberen Bild dargestellt.

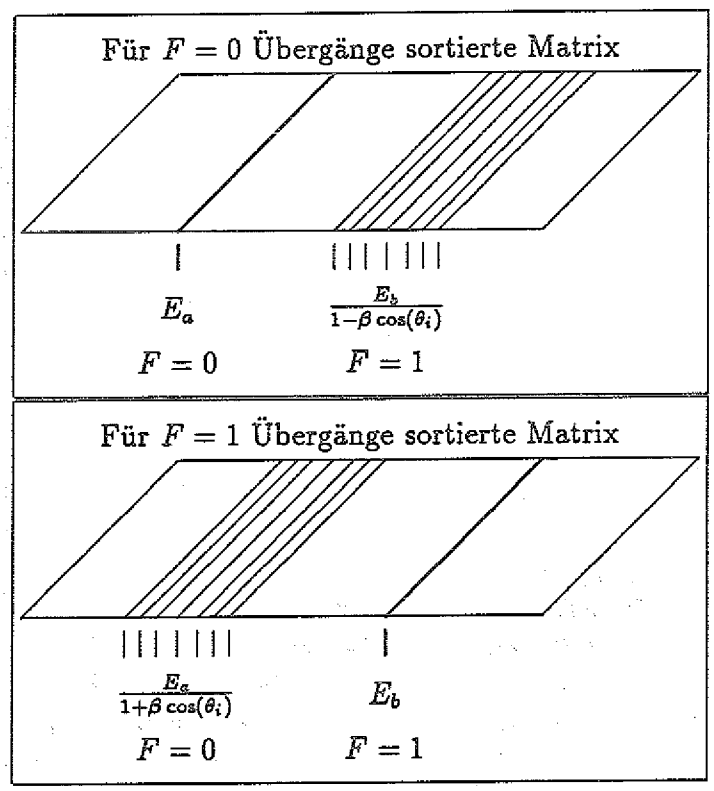


Abbildung 4.7: Die unterschiedliche Auffächerung von langsamen ($F = 0$) und schnellen ($F = 1$) Übergängen in zwei Matrizen, die für unterschiedliche F-Faktoren dopplerkorrigiert sind.

Werden dieselben $\gamma\gamma$-Koinzidenzen entsprechend $F = 1$ in eine Matrix sortiert, ergibt sich die Situation des unteren Bildes. Der Stoppeak zefällt in 7 Komponenten, während die Fluglinie in der Projektion als eine scharfe Linie erscheint.

Im Experiment mit dünnem Target ergab sich daraus kein Problem, weil nur $F = 1$ Übergänge gemessen wurden. In der $\gamma\gamma$-Matrix konnten also für beide Achsen die Detektoren aller Winkelgruppen verwendet und entsprechend $F = 1$ sortiert werden. Eine wesentliche Anwendung im Experiment mit Target und Backing ist es, Gates auf SD Übergänge zu setzen und die normaldeformierten Übergänge im Gatespektrum zu untersuchen.

Wenn man die Daten des Experimentes mit dickem Target analog dazu auch für $F = 1$

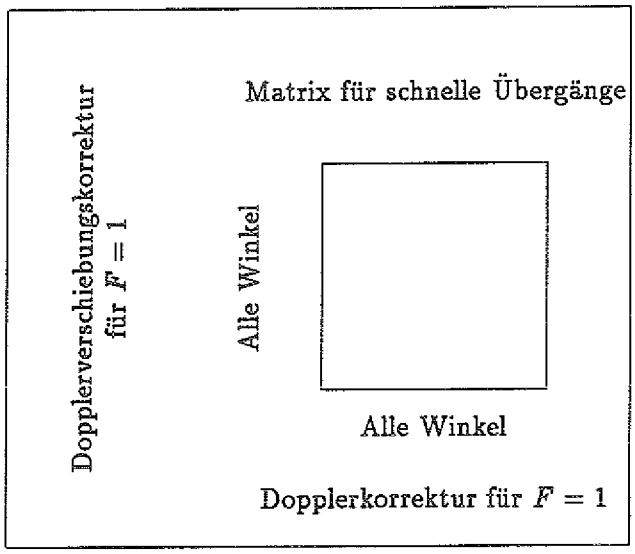


Abbildung 4.8: Zur Auswertung des Experiments mit dünnem Target werden Ereignisse aller Detektoren in eine Matrix sortiert, deren beide Achsen für $F = 1$ dopplerkorrigiert sind.

sortiert, so zerfällt jeder langsame $F < 1$ Übergang in 7 Komponenten. Damit erzeugt jeder störende Übergang an 7 Positionen der Matrixprojektion einen Störpeak. Der Anteil des Spektrums, der durch Störlinien kontaminiert ist, wird dadurch um einen Faktor 7 vergrößert. Diese Störlinien haben im allgemeinen auch noch nach der Aufspaltung in die einzelnen Komponenten eine größere Intensität als die gesuchten SD Übergänge. Praktisch hat das zur Folge, daß die SD Übergänge größtenteils durch Komponenten eines Stoppeaks kontaminiert sind. Daher kann aus einer derartigen Matrix kein Summenspektrum einer SD Bande erzeugt werden.

Durch eine spezielle Analyse der Daten können diese Schwierigkeiten dennoch vermieden werden. Anstelle einer einzelnen Koinzidenzmatrix im Experiment mit dünnem Target tritt im Experiment mit dickem Target ein Matrixcluster. Der Matrixcluster enthält für jeden Detektorwinkel eine eigene Matrix, wie dies in Abb. 4.9 dargestellt ist. Es handelt sich bei einem Matrixcluster um ein dreidimensionales Histogramm für die Größen $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$ und Detektorwinkel$_{\gamma 1}$.

Der zu ersten Energie $E_{\gamma 1}$ gehörende Detektor einer Koinzidenz entscheidet, in welche der Matrizen diese Koinzidenz sortiert wird. Die Energie $E_{\gamma 1}$ kann für $F = 0$ sortiert werden. Um ein Gate auf einen $F = 0$ Übergang der Energie E_0 zu setzen, wird in jeder einzelnen Matrix des Cluster ein Gate auf die Energie E_0 gesetzt. Die Summe dieser Spektren ergibt das gewünschte Gatespektrum. Soll ein Gate auf einen Übergang einer SD Bande der Energie E_0 gesetzt werden, so ist dieser Übergang entsprechend

$$\Delta E = E_0 F(t) \beta \cos(\theta_i)$$

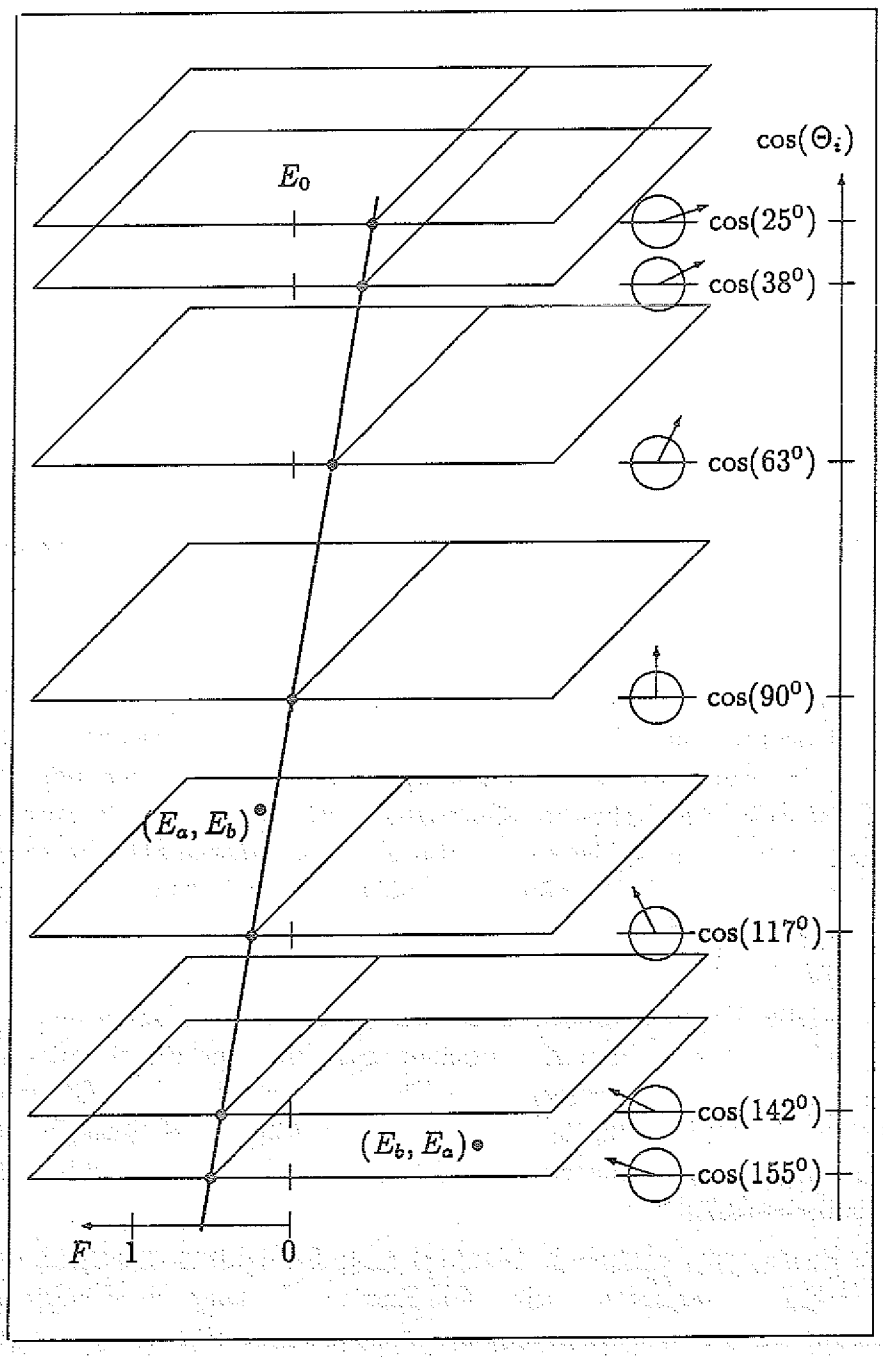


Abbildung 4.9: Aufbau eines Matrixclusters

in jeder Matrix an eine andere Position verschoben, da ja $F \neq 0$ ist. $\beta = v(t=0)/c$ ist die Geschwindigkeit des Kerns unmittelbar nach der Reaktion und θ_i der Winkel zwischen der Flugrichtung des emittierten γ-Quants und der des Kerns. Im Detektor wird also die Energie

$$E' = \frac{E_0}{1 - F\beta\cos(\theta_i)}$$

für einen Übergang der Energie E_0 gemessen. In Abb. 4.9 sind die Matrizen entsprechend $\cos(\Theta_i)$ übereinander angeordnet, so daß die Positionen der einzelnen Gates auf einer geneigten Geraden liegen. Für $\Theta = \frac{\pi}{2}$ gilt $E' = E_0$. Der F-Faktor des Überganges ist ein Maß für die Neigung der Geraden, die das Clustergate definiert. Die sortierten Koinzidenzen werden zusätzlich symmetrisiert. Das heißt, für ein Ereignis $E_a E_b D_a D_b$ wird die Matrix zu D_a an der Stelle $E_a E_b$ sowie die Matrix für D_b an der Stelle $E_b E_a$ inkrementiert. Das ist durch die Punkte in Abb. 4.9 angedeutet. Die Vorteile der Benutzung eines Matrixclusters anstelle einer einzelnen Matrix sind offensichtlich.

- In jede Matrix des Clusters werden jeweils nur die Ereignisse mit einem festen Detektor der ersten Energie $E_{\gamma 1}$ sortiert. Daher werden Übergänge mit unterschiedlichen F-Faktoren auf der zum Setzen der Gates benutzten $E_{\gamma 1}$-Achse nicht aufgefächert. Beim Sortieren der Daten werden keine zusätzlichen künstlichen Störlinien erzeugt.
- Um einen Matrixcluster zu sortieren braucht der F-Faktor der zu analysierenden Übergänge nicht festgelegt werden. Er wird erst beim Setzen eines Clustergates festgelegt.

In $E_{\gamma 2}$-Richtung tritt immer noch eine Auffächerung auf. Es hängt daher von der jeweiligen Anwendung ab, welchen F-Faktor und welche Detektorwinkel man für die $E_{\gamma 2}$-Achse verwendet. Will man Koinzidenzen mit normaldeformierten Zuständen untersuchen, so werden alle Detektorenfür die $E_{\gamma 2}$-Achse verwendert und mit $F = 0$ korrigiert. Bei der Untersuchung von Lebensdauern mit der DSA Methode werden jeweils nur die detektoren unter Vorwärts- oder Rückwärtswinkeln und $F = 0$ benutzt. Hierauf wird in den folgenden Abschnitten jeweils bei den Anwendungen eingegangen.

Die im Experiment bestimmten F-Faktoren

Um die F-Faktoren der Übergänge der SD Bande feststellen zu können, werden zwei Matrixcluster sortiert. Der erste Matrixcluster besteht aus 7 Matrizen, in denen jeweils Koinzidenzen einer Winkelgruppe gegen die Vorwärtsdetektoren (Gruppe 1&2) sortiert sind. Die Energien beider γ-Quanten sind für $F = 0$ sortiert worden. Im zweiten Cluster wurde jeweils eine Winkelgruppe gegen die Rückwärtsdetektoren (Gruppe 6&7) sortiert.

Setzt man Clustergates auf die Übergänge der SD Bande, so kann im ersten Matrixcluster ein Summenspektrum erzeugt werden. Die Übergänge der SD Bande sind dann im

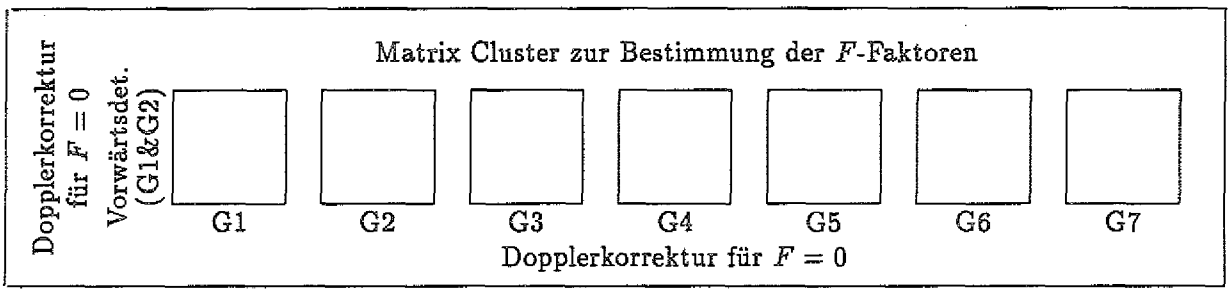


Abbildung 4.10: In diesem Matrixcluster können Gatespektren der Vorwärtsdetektoren erzeugt werden. Da die Gatespektren für $F = 0$ dopplerkorrigiert sind, kann man die Dopplerverschiebung der schnellen Übergänge messen.

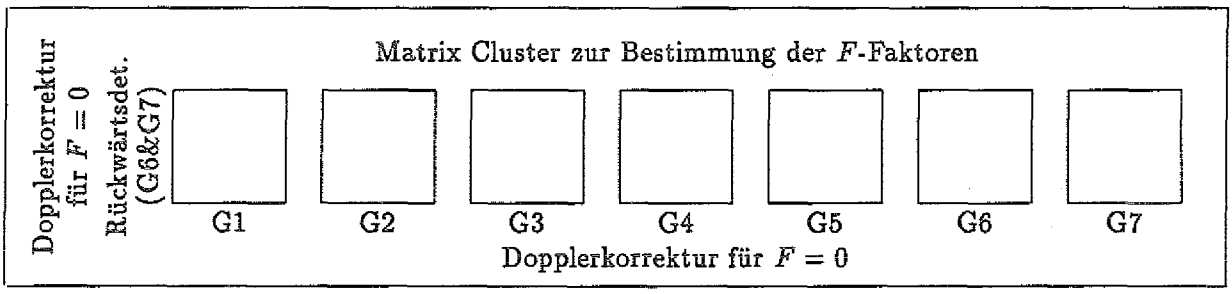


Abbildung 4.11: Im Unterschied zum obigen Matrixcluster sind hier die Rückwärtsdetektoren verwendet.

Spektrum dopplerverschoben. Der F-Faktor jedes Übergangs kann unmittelbar aus der Dopplerverschiebung jedes Peaks bestimmt werden. Ein aus dem zweiten Cluster generiertes Summenspektrum liefert das gleiche Ergebnis. Die Richtung der Dopplerverschiebung ist dabei natürlich entegegengesetzt. Aus der Energiedifferenz zwischen den Vorwärts- und Rückwärtspeaks können die F-Faktoren bestimmt werden. Diese Gatespektren sind in Abb. 4.12 für die yrast SD Bande und in Abb. 4.13 für die angeregte SD Bande wiedergegeben. Da sich in den Spektren der Vorwärts- (a) und der Rückwärtsdetektoren (c) nur jeweils Koinzidenzen mit drei der 12 Detektoren befinden, ist die Statistik der Linien entsprechend geringer. Für die Übergänge, in denen nur einer der beiden Peaks deutlich sichtbar ist, kann aus der Differenz zur Peakposition im dünnen Target der F-Faktor bestimmt werden. Auf diese Weise konnten wir die F-Faktoren der Übergänge erhalten.

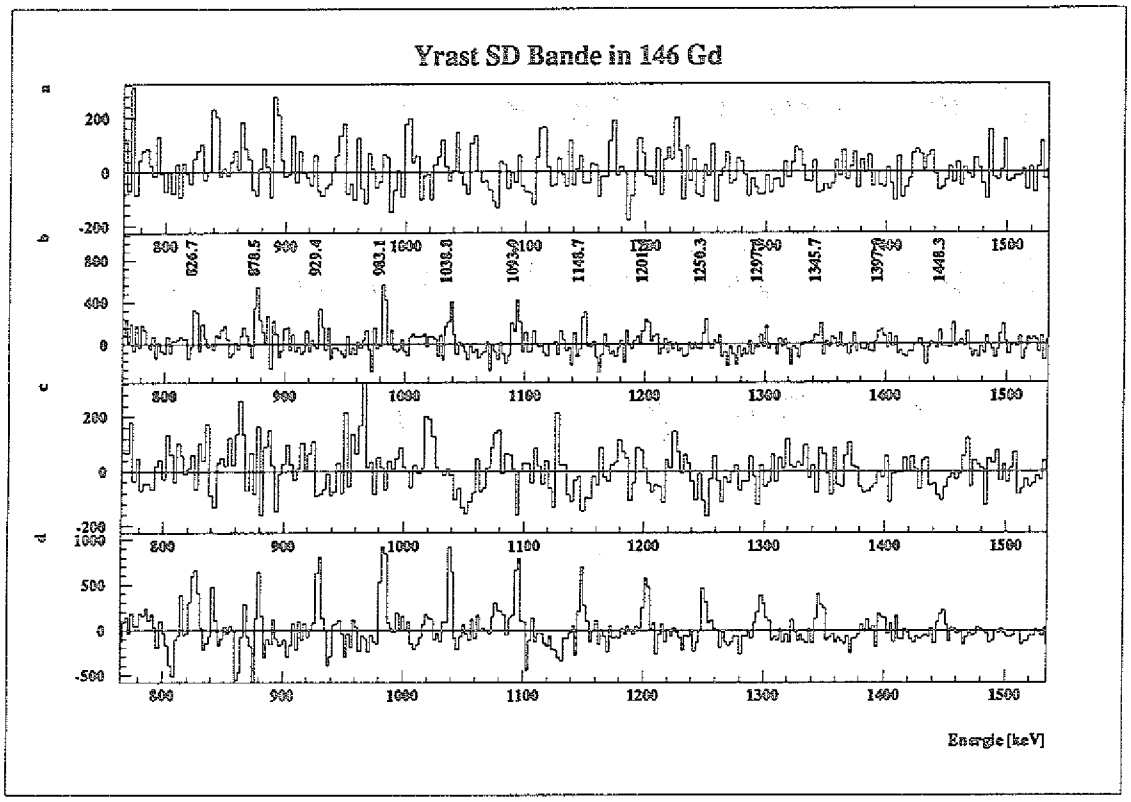


Abbildung 4.12: Die yrast SD Bande in ^{146}Gd in den Vorwärts- (a), in allen (b) und in den Rückwärtsdetektoren (c) des dicken Target Experiments, sowie in allen Detektoren des dünnen Target Experiments (d).

E [keV]	F [%]
856.	0.68±0.03
909.	0.67±0.03
963.	0.66±0.05
1018.	0.80±0.03
1073.	0.78±0.05
1129.	0.84±0.03
1186.	0.94±0.03

Tabelle 4.8: Die F-Faktoren der angeregten SD Bande in ^{146}Gd.

Berechnung der Lebensdauern für ein statisches Quadrupolmoment Q_0

Die Kenntnis der Energien der SD-Bande ermöglicht es uns, für ein angenommenes statisches Quadrupolmoment Q_0 die Übergangswahrscheinlichkeiten zu berechnen. Für ge-

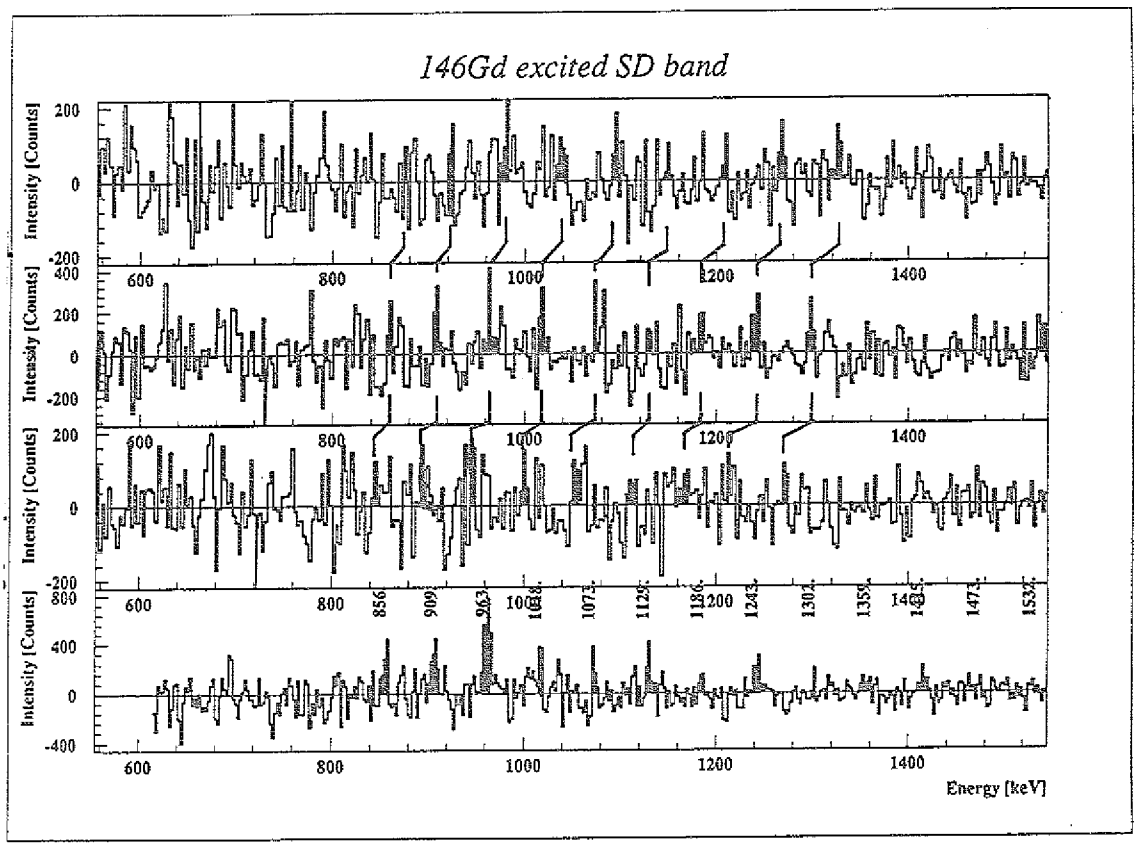


Abbildung 4.13: Die angeregte SD Bande in ^{146}Gd in den Vorwärts- (a), in allen (b) und in den Rückwärtsdetektoren (c) des dicken Target Experiments, sowie in allen Detektoren des dünnen Target Experiments (d).

streckte Quadrupolübergänge ($\Delta I = 2$) beträgt die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit

$$B(E2, I+2 \rightarrow I) = \frac{15}{32\pi}(Q_0/\mathrm{eb})^2 \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)} \tag{4.7}$$

Die totale Übergangswahrscheinlichkeit λ beträgt

$$\lambda(E2) = 1,2261 \cdot 10^9 \mathrm{s}^{-1} (E_\gamma/\mathrm{MeV})^5 B(E2) \tag{4.8}$$

Eine exakte Spinzuordnung für die Übergänge der SD-Bande ist nicht nötig, um die Übergangswahrscheinlichkeiten zu berechnen. Der Spin liegt im Bereich von $I \approx 30\hbar$ bis $\approx 56\hbar$, so daß der letzte Faktor in 4.7 durch 1/4 approximiert werden kann.

Differentialgleichungssytem zur Beschreibung der Zerfallskaskade

Die Bande wird als Kaskade beschrieben und es wird angenommen, daß N_i Kerne sich in deren i-tem Zustand befinden, der eine Zerfallskonstante λ_i besitzt. Dabei wird jeder Zustand i durch den vorhergehenden Zustand i-1 bevölkert und zerfällt selbst in den folgenden, i+1-ten Zustand.

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow \ldots \rightarrow i \rightarrow i+1 \rightarrow \ldots$$

Dann beträgt die zeitliche Änderung der Anzahl der Kerne, die sich im Zustand i befinden,

$$N_i = \lambda_{i-1} N_{i-1} - \lambda_i N_i$$

Das so gegebene System von Differentialgleichungen kann durch den Ansatz

$$\begin{aligned} N_1 &= C_{11} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2 &= C_{21} e^{-\lambda_1 t} + C_{22} e^{-\lambda_2 t} \\ &\vdots \\ N_k &= C_{k1} e^{-\lambda_1 t} + \cdots + C_{kk} e^{-\lambda_k t} \end{aligned}$$

gelöst werden. Dieses System von Gleichungen wird als Bateman Gleichungssytem bezeichnet [Bat10]. Aus Gl. 4.7 und Gl. 4.8 erhält man die notwendigen Zerfallswahrscheinlichkeiten λ für alle Zustände der Bande. Die Koeffizienten C_{ij} ergeben sich für $i \neq j$ zu

$$C_{ij} = C_{i-1,j} \frac{\lambda_{i-1}}{\lambda_i - \lambda_j}, \qquad i \neq j$$

und für i = j aus der Randbedingung zum Zeitpunkt t = 0 als

$$N_i(0) = C_{i1} + C_{i2} + \ldots + C_{ik}$$

Die Randbedingungen spiegeln den angenommenen Bevölkerungsmechanismus wieder. Wird nur der höchste Zustand der SD Bande bevölkert, so lauten die Randbedingungen

$$\begin{aligned} N_1(0) &= N_0 \\ N_{i>1}(0) &= 0 \end{aligned}$$

Der Verlauf der Intensität der SD Bande deutet aber darauf hin, daß sie nicht allein über den höchsten Zustand bevölkert wird. Wir haben eine Bevölkerung durch promptes

Sidefeeding, d. h. von Zuständen außerhalb der SD Bande, in die 7 höchsten Zustände bei der yrast SD Bande angenommen. Die Intensitäten des Sidefeeding ergeben sich dabei aus den Differenzen zwischen den Intensitäten der Übergänge. Ein möglicher Anteil verzögerten Feedings würde unsere Ergebnisse zwar beeinflußen, doch haben wir durch die Schärfe der gemessenen Übergänge keinerlei Grund zu der Annahme, daß tatsächlich verzögertes Feeding stattfindet. Für die angeregte SD Bande wurde eine Bevölkerung der obersten vier Zustände durch Sidefeeding berücksichtigt.

Damit lassen sich die Randbedingungen des Differentialgleichungssystems festlegen. Für jeden Zustand i kann der Verlauf der Population N_i und der Aktivität dN_i/dt berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abb. 4.14 dargestellt. Die effektive Lebensdauer $t_i^{eff.}$, d. h. der Schwerpunkt der Zerfallskurve, wird daraus für jeden Zustand ermittelt, und ist in Abb. 4.15 für die verschiedenen Werte des Quadrupolmomentes Q_0 angegeben.

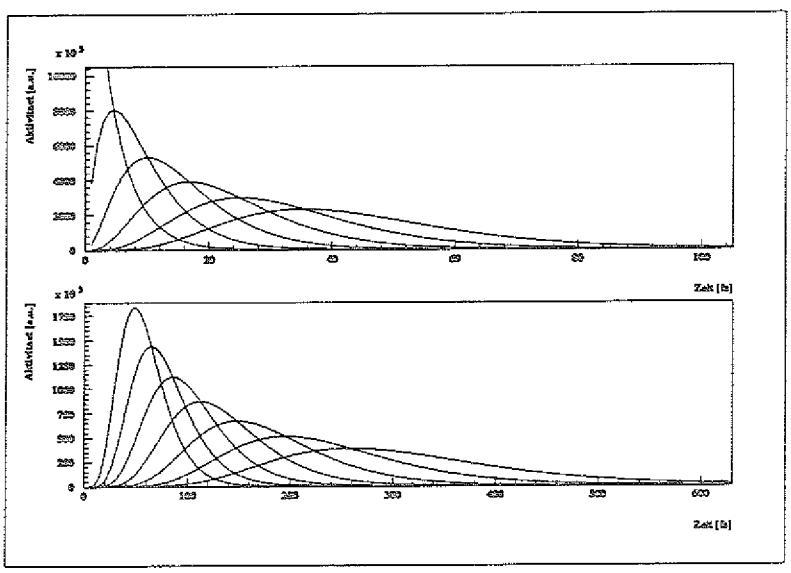


Abbildung 4.14: Zeitlicher Verlauf der Aktivität der Zustände der angeregten SD Bande für $Q_0 = 8$ eb.

Monte-Carlo Simulation des Abbremsprozesses der Rückstoßkerne im Target

Die Abbremsung der Rückstoßkerne (schwere geladene Teilchen) in Materie erfolgt durch inelastische Stöße mit den Elektronen (electronical stopping), und durch Rutherfordstreuung am Kern (nuclear stopping). Das elektronische Stopping verursacht praktisch keine Richtungsänderung der Rückstoßkerne. Beim nuklearen Stopping handelt es sich um Stöße zwischen Teilchen vergleichbarer Masse, weshalb hierbei nennenswerte Änderungen der Flugrichtung auftreten können. Das nuclear stopping gewinnt jedoch erst bei Geschwindigkeiten von $v/c < 1\%$ an Bedeutung.

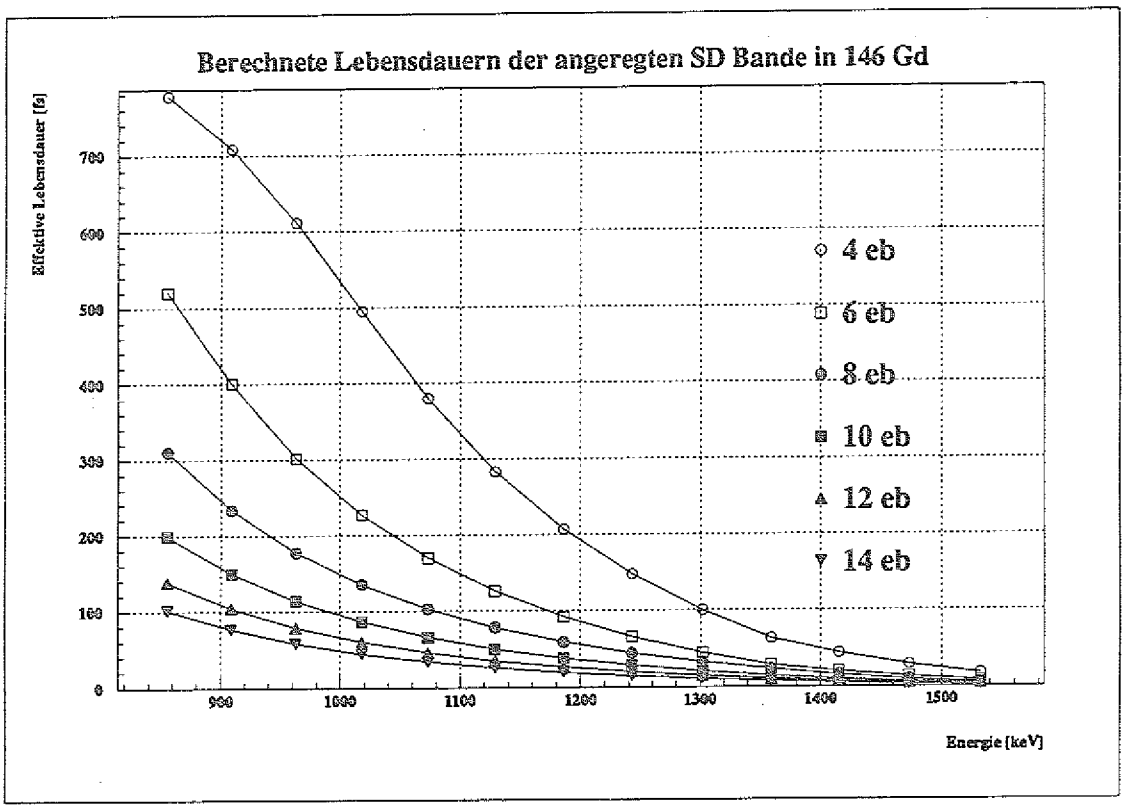


Abbildung 4.15: Berechnete effektive Lebensdauern für die Zustände der angeregten SD Bande in ^{146}Gd.

Werte für das elektronische Massenbremsvermögen bei verschiedener Energie sind in den Tabellen von Northcliffe und Shilling [NS70] für eine Reihe von Rückstoßkern-Stopper-Kombinationen tabelliert. Da nicht alle Materialkombinationen tabelliert sind, muß im allgemeinen eine Interpolation auf die verwendeten Materialien durchgeführt werden. In diesem Fall werden Änderungen der Ionisationsenergie die durch Schaleneffekte der Atomhülle bedingt sind jedoch nicht berücksichtigt. Diese spielen aber bei kleinen Projektilenergien, wie sie bei unseren Experimenten vorliegen, eine Rolle. Um sie zu berücksichtigen, benutzt man die Tabellen von Ziegler und Chu [ZC74], in denen das Massenbremsvermögen für α-Teilchen in allen Stoppermaterialien verzeichnet ist. Daraus kann man das Massenbremsvermögen der gewünschten Kombination von Rückstoßkern und Stoppermaterial, unter der Annahme herleiten, daß für alle Projektile die relativen Schalenkorrektureffekte die gleiche Größe haben. Eine detaillierte Beschreibung hierzu findet sich in [Sen88]. Nach diesem Verfahren ermittelt man das Massenbremsvermögen für das Projektil ^{40}Ar im ^{110}Pd-Target, sowie für den Rückstoßkern ^{146}Gd , sowohl im Target als auch im ^{197}Au-Backing. Im jeweils notwendigen Energiebereich werden die Werte des Massenbremsvermögens durch ein Polynom dritten Grades in $\sqrt{E}$ approximiert. Das elektronische Stopping kann damit

numerisch bestimmt werden.

Unter Verwendung des von Lindhard et al. berechneten Streuquerschnittes [LSS] kann der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit eines Ions in einem Medium berechnet werden. Neben dem Effekt des elektronischen Stopping wird dabei auch das nukleare Stopping berücksichtigt. Zusätzlich kann bei Streuung der Streuwinkel angegeben werden [Bla66].

Das von uns verwendete Monte-Carlo-Simulationsprogramm [Sen88] geht zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Geschwindigkeit wie folgt vor: Als Eingaben werden die notwendigen Materialdaten des Projektils, des Targets und des Backings, die Kinematik der Reaktion und das Massenbremsvermögen auf Grund von elektronischem Stopping, in Form der Koeffizienten obiger Polynome übergeben. Unter der Annahme, daß die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion des Projektils mit einem Targetkern gering ist, ist die Reaktionswahrscheinlichkeit über die gesamte Dicke des Targets konstant. Der Reaktionsort wird mit einem Zufallsgenerator gleichverteilt bezüglich der Targetdicke gewählt. Die Energie des Projektils am Reaktionsort wird unter Berücksichtigung des Energieverlustes durch elektronisches Stopping bestimmt. Damit liegt die Anfangsenergie des Rückstoßkernes fest. In konstanten Zeitintervallen wird die Dicke der durchflogenen Schicht bestimmt, das elektronische Stopping gemäß der eingegebenen Polynom-Approximation berechnet und die verbliebene Rückstoßenergie bestimmt. Das nukleare Stopping wird entsprechend der Arbeit von [Bla66] berücksichtigt. Unter Berücksichtigung dieser zwei Effekte wird der Geschwindigkeitsvektor des Rückstoßkernes für das folgende Zeitintervall aktualisiert. Dieser Schritt wird wiederholt, bis schließlich die Geschwindigkeit des Rückstoßkernes unter eine gegebene Schwelle fällt. Daraufhin wird die Simulation abgebrochen und mit der Simulation des Abbremsprozesses für einen neuen Rückstoßkern begonnen.

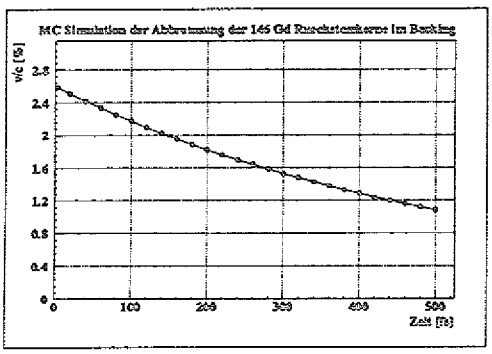
Unsere Simulationen liefern die folgenden Ergebnisse: Die Rückstoßkerne sind im Mittel nach einer Zeit von 1,3 ps nahezu gestoppt. Bei der Abbremsung eines Kernes finden dabei im Mittel 54 Kern-Kern Kollisionen statt. Die Winkelstreuung, die durch nukleares Stopping verursacht wird, ist im Bereich bis 500 fs vernachlässigbar. Der Verlauf der Geschwindigkeit ist in Tabelle und Fig. 4.16 für Zeiten bis zu 500 fs nach der Compoundkernreaktion gegeben.

Vergleich der F-Faktoren aus Experiment und Rechnung

Der Vergleich der experimentellen und der berechneten F-Faktoren für verschiedene Quadrupolmomente, wie er in Fig. 4.17 gezeigt ist, liefert für das statische Quadrupolmoment einen Wert von $Q_0 = 8\pm2$ eb für die angeregte SD Bande. Das Ergebniss des DSA Methode für die yrast SD Bande beträgt $Q_0 = 12\pm2$ eb und ist zum Vergleich in Abb. 4.18 gezeigt.

Das Quadrupolmoment eines Rotationsellipsoids mit einer der Symmetrieachse entsprechenden großen Halbachse c und kleiner Halbachse a hängt entsprechend

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



t[fs]	v/c [%]	F
0	2,583	1,00
100	2,173	0,84
200	1,822	0,71
300	1,527	0,59
400	1,286	0,50
500	1,079	0,42

Abbildung 4.16: Abbremsen der Rückstoßkerne in Target und Backing.

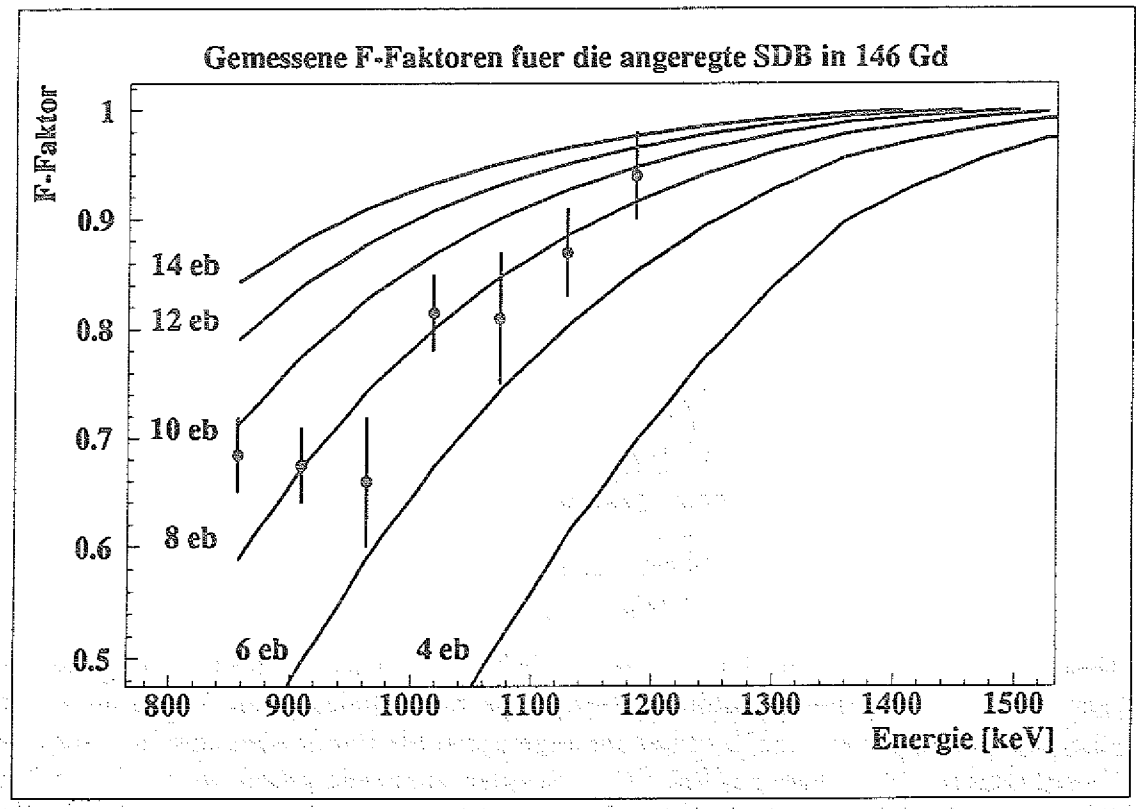


Abbildung 4.17: Gemessene F-Faktoren für die Zustände der angeregten SDB in ^{146}Gd.

von der Deformation ab. In Abb. 4.19 ist der Verlauf des Faktors $f_Q(\frac{c}{a}) = [(\frac{c}{a})^2 - 1]/[(\frac{c}{a})^{2/3}]$ dargestellt. Die Messung von Q_0 im Experiment erlaubt danach eine Aussage über die Deformation der Ladungsverteilung des Kerns zu machen. Hier ergibt sich für die yrast

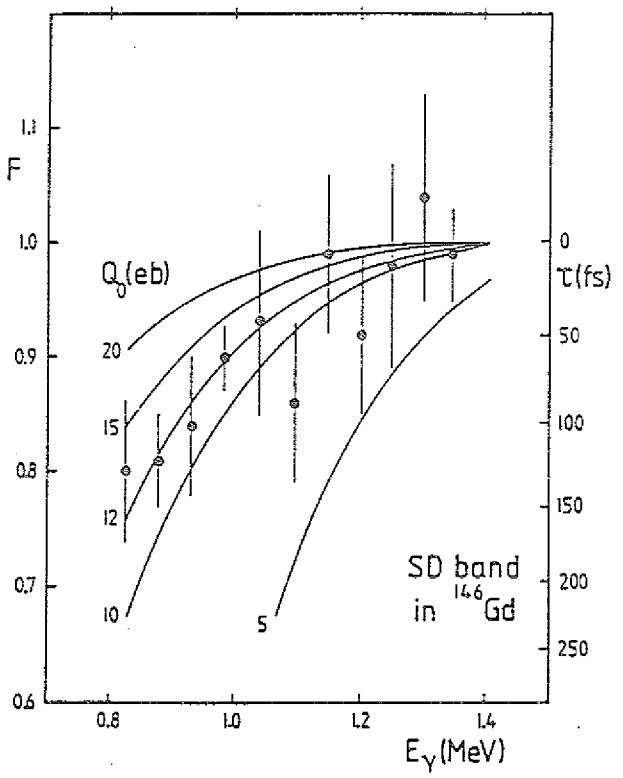


Abbildung 4.18: Gemessene F-Faktoren für die Zustände der yrast SDB in ^{146}Gd.

SD Bande mit $Q_0 = 12 \pm 2$ eb

$$\boxed{\left(\frac{c}{a}\right)_{el.} = 1,62(10).}$$

Für die angeregte SD Bande mit dem Quadrupolmoment $Q_0 = 8 \pm 2$ eb erhält man

$$\boxed{\left(\frac{c}{a}\right)_{el.} = 1,41(10).}$$

Die Bestimmung der Deformation aus dem Trägheitsmoment der diskreten Bande kann kein genaues Bild über die tatsächliche Gestalt des Kerns liefern. Die Werte für c/a von 1,72–2,85 bei der yrast und 1,55–2,74 bei der angeregten SD Bande hängen sehr stark davon ab, ob ein starrer Rotor oder ein Flüssigkeitstropfen zugrunde gelegt wird. Das Achsenverhältnis c/a läßt sich definitiv aus dem Quadrupolmoment Q_0 bestimmen. Der Vergleich mit dem Trägheitsmoment gibt an, ob die Annahme eines starren Rotors oder eines rotierenden Flüssigkeitstropfens gerechtfertigt ist. In Abb. 4.20 sind der Verlauf von $\Theta_{rigid}(c/a)$ entsprechend Gl. 4.2 und $\Theta_{liquid}(c/a)$ nach Gl. 4.5 eingetragen. Die mittlere Linie ist das Ergebnis einer realistischen approximativen CHFB-Rechnung. Durch die Kombination des Wertes von $\Theta^{(2)}/\Theta_0$ aus dem Experiment mit dünnem Target mit dem $(c/a)_{el.}$ Wert aus dem Experiment mit dickem Target können beide Banden in Abb. 4.20 eingetragen werden. Die Ergebnisse bei den beiden SD Banden in ^{146}Gd sind mit der Annahme einer

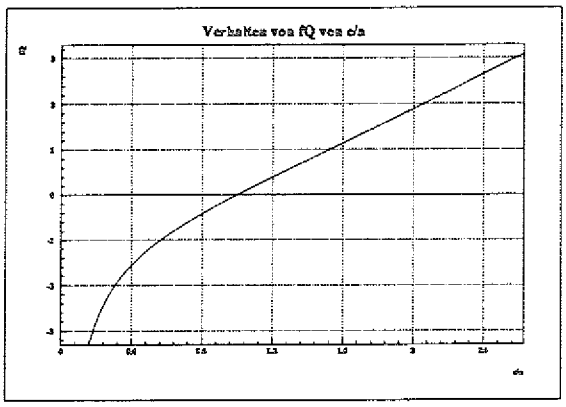


Abbildung 4.19: Verhalten von $f_Q(\frac{c}{a})$ von der Deformation c/a.

starren Rotation gut vereinbar. Zum Vergleich sind sämtliche SD Banden, deren Quadrupolmoment bekannt ist, zusätzlich in Abb. 4.20 eingetragen. Alle experimentell erhaltenen Daten lassen sich auf der Annahme eines starren Rotors gut beschreiben. Der eingetragene Fehler der Meßpunkte in c/a resultiert aus der Unsicherheit bei der DSA Methode. Das Verhältnis $\Theta^{(2)}/\Theta_0$ ehält man als den Mittelwert aller Übergänge dagegen sehr genau.

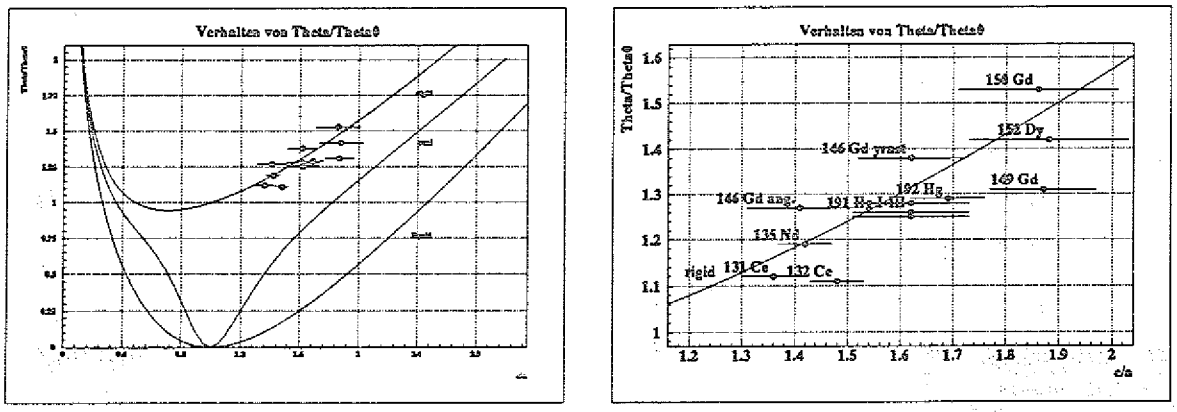


Abbildung 4.20: Die Abhängigkeit des dynamischen Trägheitsmomentes $\Theta^{(2)}$ von der Deformation c/a für einen starren Rotor, einen rotierenden Flüssigkeitstropfen und als Ergebnis einer approximativen CHFB-Rechnung.

4.1.4 Die SD Banden im dicken Target

Die Kenntnis des Quadrupolmomentes ermöglicht es uns, eine korrekte Dopplerverschiebungskorrektur für die Daten aus dem Experiment mit Target und Backing über den gesamten Energiebereich der SD-Bande durchzuführen. Zum Sortieren der Daten wird ein

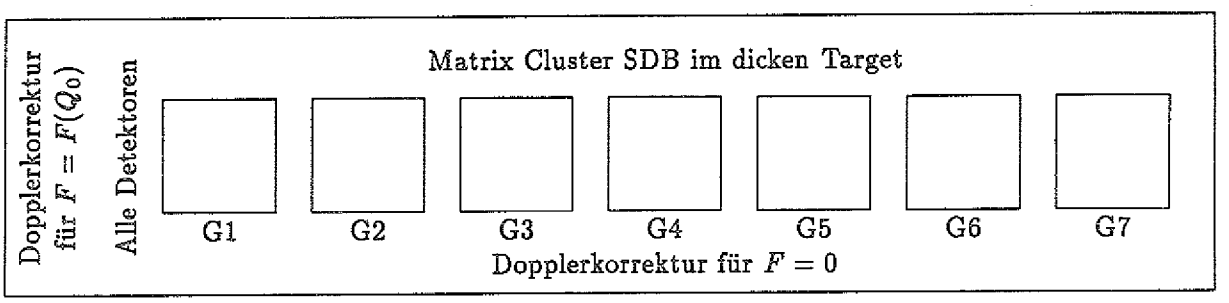


Abbildung 4.21: In diesem Matrixcluster sind die Gatespektren aller Detektoren energieabhängig dopplerkorrigiert. Die Energieabhängigkeit ergibt sich aus den für die Übergänge der SD Banden bestimmten F-Faktoren.

energieabhängiger F-Faktor benutzt, wie er sich aus dem bestimmten Quadrupolmoment der SD Banden ergibt. Dadurch erreicht man, daß die Übergänge der SD-Bande, die mit Detektoren unter verschiedenen Winkeln zum Strahl gemessen wurden an die gleiche Stelle in einem Matrixcluster geschoben werden.

Die Definition des Clustergates, d. h. die Position der einzelnen Gates auf der $E_{\gamma 1}$-Achse, ist dieselbe, die im vorhergehenden Abschnitt für den Matrixcluster der Vorwärts- bzw. Rückwärtsdetektoren benutzt wurde. Auf der $E_{\gamma 2}$-Achse werden jedoch alle Detektoren benutzt und es wird eine energieabhängige Dopplerkorrektur vorgenommen. Wenn die F-Faktoren experimentell fehlerhaft bestimmt worden wären, würde man bei der Rekalibration der Daten mit diesen F-Faktoren keine Aufsummierung der Peaks aller Detektoren an einer Position des Spektrums erreichen. Im Summenspektrum in Abb. 4.22 kann die yrast SD Bande jedoch deutlich erkannt werden. Auch die angeregte SD Bande ist im Summenspektrum in Abb. 4.23 sichtbar. Die Energien der SD Banden stimmen im Experiment mit dünnem und dicken Target überein. Wie man es erwartet, ist die Intensität der SD Übergänge im Spektrum aller Detektoren deutlich gößer, als in den Spektren, die nur mit Hilfe der Vorwärts- oder Rückwärtsdetektoren erzeugt wurden. Die im vorhergehenden Abschnitt aus Peaks geringer Intensität experimentell bestimmten F-Faktoren werden hierdurch bestätigt.

4.1.5 Kernzuordnung

Gerade angesichts der neueren Ergebnisse auf dem Gebiet der Superdeformation ist die sichere Kernzuordnung für diskrete SD Banden sehr wesentlich. Die Ergebnisse zeigen, daß in benachbarten Kernen entartete SD Banden mit fast identischen Übergangsenergien existieren [BBC+90]. Für dieses interessante Ergebnis ist es entscheidend zu zeigen, daß es sich tatsächlich um zwei SD Banden in verschiedenen Kernen handelt. Es muß nachgewiesen werden, daß zwei Banden, die in unterschiedlichen Experimenten gesehen werden, tatschlich zu zwei unterschiedlichen Kernen gehören und nicht zu nur einem Kern, der als

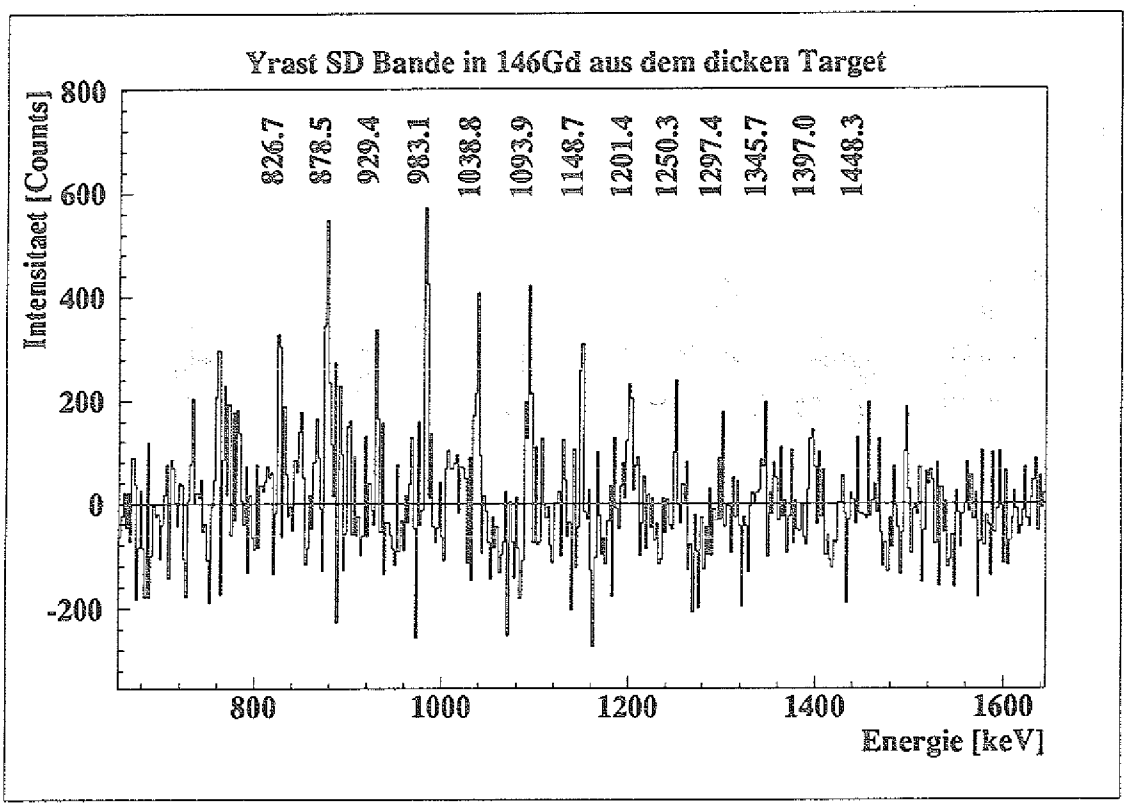


Abbildung 4.22: Die yrast SD Bande in ^{146}Gd im dicken Target.

Ausgangskanal in beiden Experimenten vorhanden ist. Die bisher dazu benutzten Methoden haben dabei auch falsche Kernzuordnungen nicht vermeiden können. Ein Beispiel war die ursprünglich dem Kern ^{142}Eu zugeordnete SD Bande in ^{143}Eu [M+91] [APH+93]. In vielen Fällen konnten daher auch nur vorläufige Kernzuordnungen vorgeschlagen werden. So konnte die angeregte SD Bande in ^{146}Gd von Janzen et al. z. B. nur vorläufig dem Kern ^{146}Gd zugeordnet werden [J+90].

Wie in Abschnitt 3 bereits erwähnt, konkurrieren bei den benutzten (HI,xn) Reaktionen stets mehrere Ausgangskanäle. Bei den gefundenen Banden ist es also nicht von vornherein klar, zu welchem Kern sie gehören. Bei Übergängen oder Banden sehr geringer Intensität, wie es bei den hier untersuchten SD Banden der Fall ist, ist es häufig nicht möglich durch Koinzidenz mit bekannten Übergängen eines der Endkerne eine Zuornung zu einem dieser Kerne zu machen. Eine besondere Schwierigkeit liegt hier darin, das z. B. bei ^{146}Gd nur wenige Übergänge oberhalb des $I = 20$ Isomers [W+89] bekannt sind. Durch die Verwendung eines dünnen Targets konnten die Übergänge unterhalb des Isomers nicht mit den Ge-Detektoren nachgewiesen werden. Da die Rückstoßkerne nicht im Target gestoppt werden, sondern dieses mit einer Geschwindigkeit von $v/c \approx 0{,}3\%$ verlassen, zerfallen sie größten-

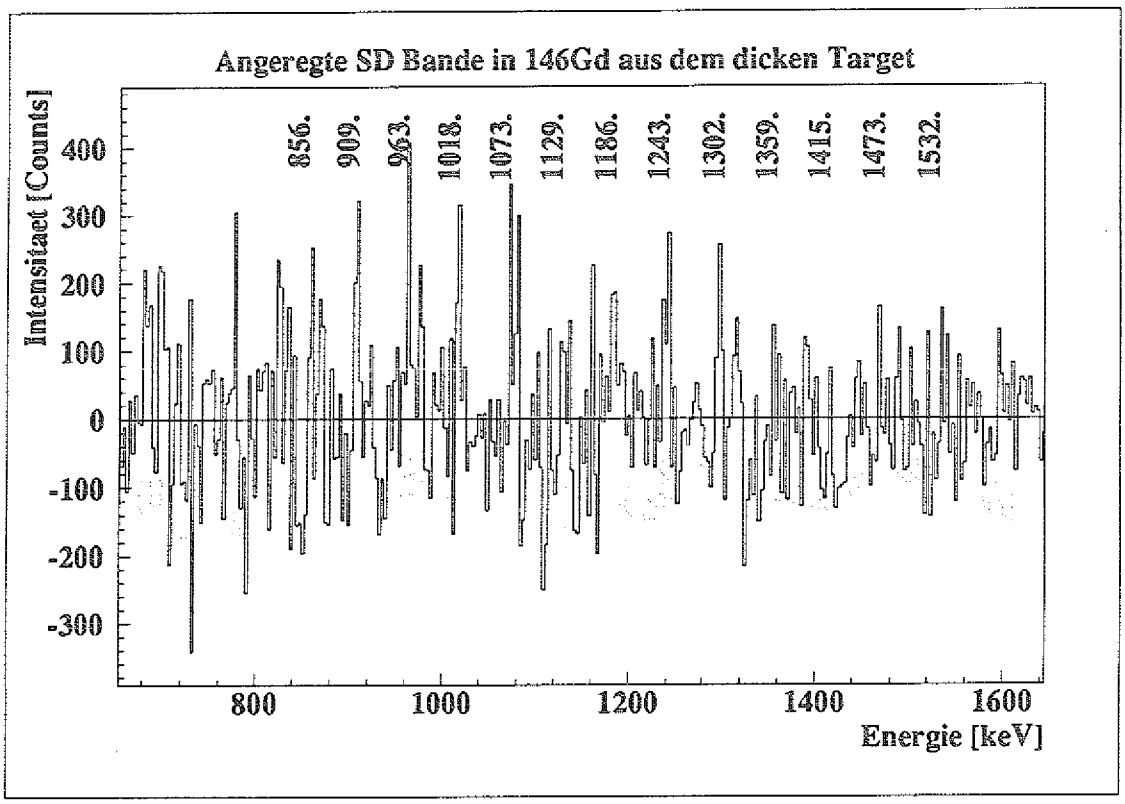


Abbildung 4.23: Die angeregte SD Bande in ^{146}Gd im dicken Target.

teils außerhalb der Akzeptanz der Ge-Detektoren, weil das Isomer eine Halbwertszeit von $T_{1/2} \approx 4{,}3$ ns, entsprechend einer Flugstrecke von ≈ 4 cm, hat. Die Rückstoßkerne wurden auf einer Folie aufgefangen, die 20 mm entfernt vom Target montiert wurde, so daß der Zerfall im γ-Kalorimeter nachgewiesen werden konnte. Daher kann man die Summenenergie- und Foldinformation des γ-Kalorimeters nutzen, um eine Information über den Ausgangskanal zu erhalten, wie dies in Abb. 3.5 gezeigt wurde. Für die SD Banden mit Intensitäten nahe der Nachweisgrenze des Detektorsystems ist es aber nicht möglich, daraus den Ausgangskanal zweifelsfrei festzulegen. Bei der Verwendung eines Targets mit Backing werden die Rückstoßkerne im Backing und damit innerhalb der Akzeptanz der Ge-Detektoren gestoppt. Somit kann auch der Zerfall der Zustände unterhalb des Isomers nachgewiesen werden.

In dem für $E_{\gamma 2}$ Übergänge mit $F = 1$ sortierten Matrixcluster konnten die SD Banden im Experiment mit dickem Target nachgewiesen werden. Das erzeugte Summenspektrum zeigt aber keine Koinzidenzen mit bekannten Übergängen aus dem Niveauschema von ^{146}Gd unterhalb des $I = 20$ Isomers. Diese sind nicht sichtbar, da sie ja einen F-Faktor von 0 besitzen. Um die koinzidenten Übergänge unterhalb des Isomers zu erkennen, wurde

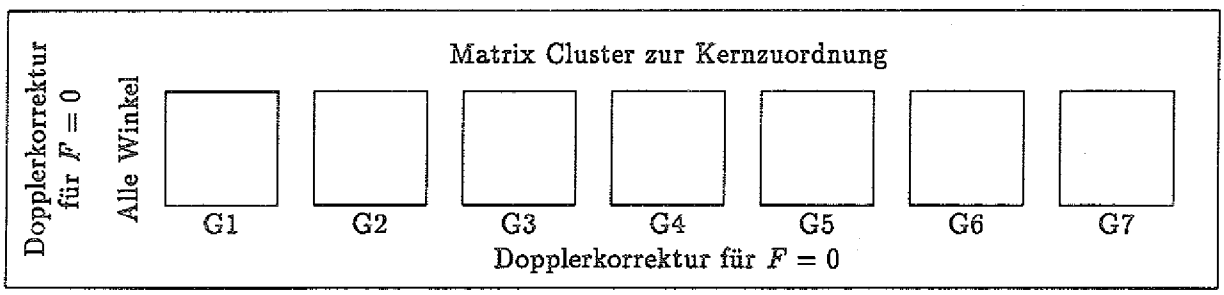


Abbildung 4.24: Ein Matrixcluster bei dem auf der $E_{\gamma 2}$-Achse alle Detektoren für $F = 0$ sortiert sind.

ein Matrixcluster mit $F = 0$ sortiert. Damit wurde ein Summenspektrum aus den Clustergates erzeugt, mit denen im vorherigen Matrixcluster die SD Bande gefunden wurde. Das Summenspektrum mit den langsamen Übergängen in Koinzidenz zur SD Bande ist in Abb. 4.25 gezeigt. In dem zur SD Yrastbande koinzidenten Spektrum erkennt man deutlich die Linien bei 134, 278, 309, 311, 435, 436, 506, 766, 861, 885, 958, 1078, 1230 und 1486 keV aus ^{146}Gd. Der 796 keV Übergang gehört als einziger zum Kern ^{145}Gd. Der individuelle Untergrundabzug ist für jedes einzelne Gate vorgenommen worden, genauso wie es beim Summenspektrum für die SD Bande der Fall gewesen ist. Um die Aussagekraft der benutzten Methode zu prüfen, wurde die Position aller gesetzten Gates um einige keV in beide Richtungen verschoben. In diesen Summenspektren die nicht mit der yrast SD Bande koinzident sind überwiegen die Linien von ^{146}Gd nicht mehr deutlich. Stattdessen treten Übergänge aus allen in der Matrix vertretenen Kernen auf. Die gesamte Intensität der Übergänge aus ^{146}Gd nimmt ab, während die Intensitäten der Übergänge aus ^{145}Gd deutlich zunimmt. Dies kann dadurch erklärt werden, daß mit der Verschiebung der Gates diese auch auf Übergängen in ^{145}Gd liegen können. Benutzt man für die angeregte Sd Bande die Gates mit denen sie im dicken Target (Abb. 4.23) gefunden wurde auch in diesem Matrixcluster, so findet man auch hier Koinzidenzen zu bekannten langsamen Übergängen. In Abb. 4.25 erkennt man die Übergänge mit den Energien 226, 278, 309, 311, 435, 436, 697, 766 und 885 keV, die dem Kern ^{146}Gd zugeordnet sind. Mit geringerer Intensität kann wiederum der 796 keV Übergang aus ^{145}Gd nachgewiesen werden. Mit diesen Ergebnissen konnten beide SD Banden dem Kern ^{146}Gd zugeordnet werden.

4.2 Superdeformation in ^{145}Gd

In einer ^{110}Pd(^{40}Ar,5n)^{145}Gd Reaktion wurden Hochspinzustände im Kern ^{145}Gd angeregt. Die gewählte Strahlenergie betrug 189 MeV. Zur hochauflösenden Spektroskopie schneller Übergänge wurde ein dünnes Target verwendet. Dieses bestand aus zwei selbsttragenden ^{110}Pd Folien mit einer Dicke von jeweils 0,5 mg/cm^2. Durch die geringe Dicke des Targets

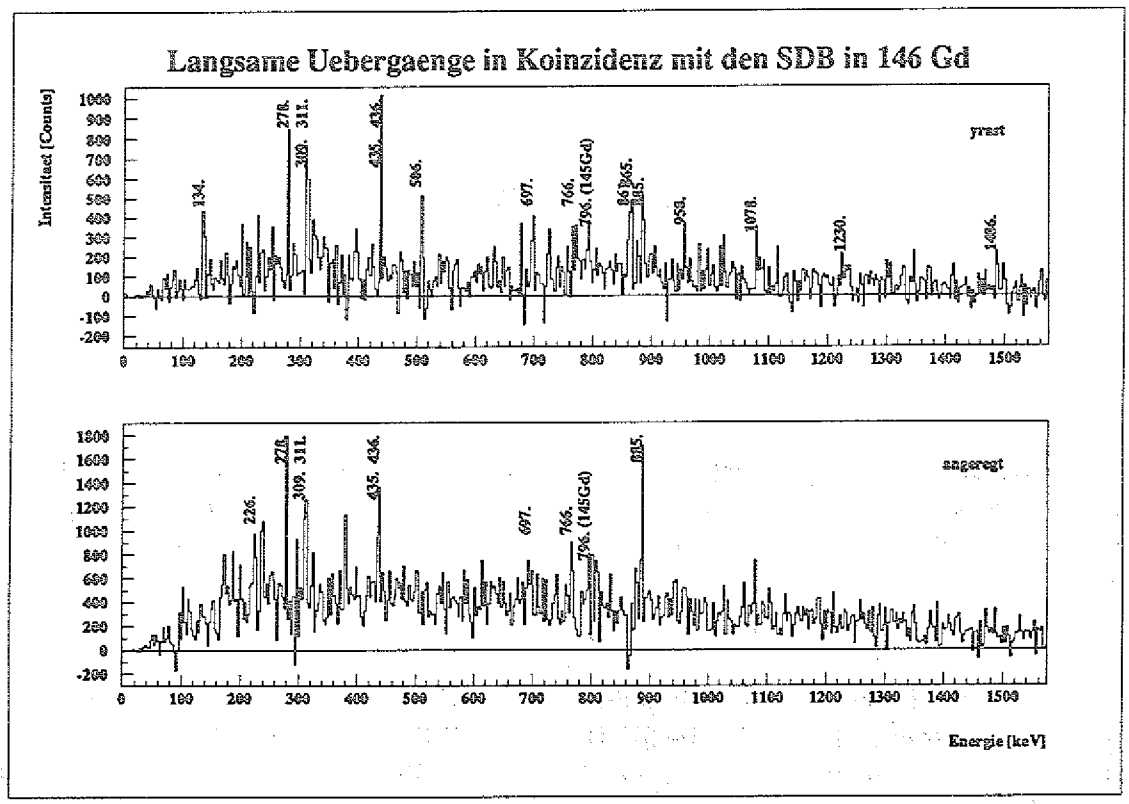


Abbildung 4.25: Langsame Übergänge in Koinzidenz mit den Zuständen der SD Banden in ^{146}Gd.

werden die γ-Quanten aus schnellen Übergängen von Kernen emittiert, die annähernd die volle Rückstoßgeschwindigkeit besitzen. Es wurde keine Catcherfolie verwendet.

Aus den durchgeführten PACE Rechnungen weiß man, daß neben dem zu ^{145}Gd führenden 5n-Kanal unter anderem auch die Kerne ^{146}Gd und ^{144}Gd über die 4n- und 6n-Kanäle bevölkert werden (vergleiche Abb. 3.6). Wie in den vorhergehenden Experimenten, kann das γ-Kalorimeter des OSIRIS zur Kanaltrennung benutzt werden, wenn eine Catcher-Folie für die Rückstoßkerne hinter dem Target angebracht wird, damit das Kalorimeter die korrekte Summmenenergie und Fold des Reaktionskanals nachweist. Wir haben jedoch das $T_{1/2}$=4 ns Isomer bei Spin $I = 20$ in ^{146}Gd ausgenutzt, um den Kern zu unterdrücken. Wenn man die Messung ohne Catcher-Folie durchführt, so werden alle Übergänge unterhalb dieses Isomers nicht im Kalorimeter nachgewiesen. Die gemessene Summenenergie und Fold eines ^{146}Gd Ereignisses liegt dadurch deutlich unterhalb der Summenenergie- und Fold-Werte der anderen Reaktionsprodukte, in denen kein Isomer mit hohem Spin vorliegt. Die Summenenergie-Fold Verteilung für ^{146}Gd wird dadurch zu niedrigeren Werten von Summenenergie und Fold hin verschoben. Dadurch wird die Überlappung der Verteilungen

für ^{146}Gd und ^{145}Gd zunächst größer. Dadurch könnte man eine schlechtere Kanaltrennung erwarten. Da der Kern ^{146}Gd durch das Isomer aber teilweise außerhalb des Spektrometers zerfällt, verringert sich der Anteil störender Koinzidenzen aus ^{146}Gd bei der Messung des Kerns ^{145}Gd.

Die gemessenen Ereignisse wurden in $600 \cdot 10^6$ $\gamma\gamma$-Koinzidenzen entfaltet. Der relative Anteil von Hochspinzuständen in ^{145}Gd wurde durch die Selektion prompter $\gamma\gamma$-Ereignisse mit einer Fold ≥ 17 erhöht. Die Koinzidenzen wurden in eine Matrix für schnelle $F = 1$-Übergänge sortiert. Die sortierte Matrix enthält $100 \cdot 10^6$ Koinzidenzen, wovon 47% dem 5n-Kanal und damit ^{145}Gd zugeordnet werden können. Die restlichen Ereignisse verteilen sich zu 30% auf den 4n- (^{146}Gd), 8% p5n- (^{144}Eu), 12% α4n- (^{142}Sm) und 2% α5n-Kanal (^{141}Sm). Damit ist der Anteil von Ereignissen, die nicht zu ^{145}Gd gehören, in der sortierten Matrix gegenüber dem Anteil in den Rohdaten, um etwa einen Faktor 4 unterdrückt worden.

Die $E_\gamma E_\gamma$-Matrix für ^{145}Gd ist in Abb. 4.26 im Energiebereich 900 keV $\leq E_\gamma \leq$ 1300 keV dargestellt. Eine Gratstruktur ist in dieser Darstellung bereits zu erkennen. Aus dem Schnitt senkrecht zur Diagonalen der Matrix ermittelt man einen Energieabstand von 56 keV zwischen dem Grat und der Diagonalen. Das ist bereits ein deutliches Zeichen für die Anregung superdeformierter Zustände in diesem Experiment.

4.2.1 Die diskreten SD Banden

Bei der Analyse der Daten konnten zwei Banden aus jeweils 8 Übergängen gefunden werden. Der Energieabstand zwischen den Übergängen der Banden beträgt 56 keV im ersten Fall, sowie 58 keV bei der zweiten Bande. Dieser Energieabstand ist mit dem für eine superdeformierte Bande erwarteten Wert konsistent. Die erste Bande erstreckt sich über einen Energiebereich von etwa 900 keV bis 1300 keV. Die Übergangsenergien der zweiten Bande liegen im Bereich von etwa 950 keV bis zu 1350 keV. Beide Banden sind in Abb. 4.28 gezeigt. Dabei handelt es sich um Summenspektren aus einzelnen ausgewählten Gates auf Übergängen der SD Bande. An den Einzelspektren wurde ein Untergrundabzug durchgeführt. Obwohl beide Banden eine sehr geringe Intensität haben, konnte die Zugehörigkeit aller angegebenen Übergänge anhand individueller Koinzidenzspektren geprüft werden. In Tab. 4.9 sind die Energien der Übergänge in beiden Banden angegeben.

Die Intensität der Banden ist gering, wodurch das Spektrum nur eine geringes Peak-zu-Untergrund Verhältnis besitzt. Die Signifikanz der Peaks kann besser beurteilt werden, wenn die Zählraten nichtlinear aufgetragen werden. In Abb. 4.29 ist das Spektrum daher kubisch aufgetragen. Die SD Banden treten in der Darstellung deutlich hervor, wobei die Übergänge durch die Skalierung allerdings nicht mehr intensitätstreu wiedergegeben sind.

Aus den Übergangsenergien konnte das dynamische Trägheitsmoment $\Theta^{(2)}$ angegeben werden. Der mittlere Wert beträgt $\Theta^{(2)}$= 71,1 $\hbar^2$/MeV für die SD Bande I sowie 69,1 $\hbar^2$/MeV für die Bande II. Aus dem Verhältnis von $\Theta^{(2)}/\Theta_0$, wie es in Tab. 4.10 angegeben ist, errechnet sich die Kerndeformation. Das Achsenverhältnis von $c/a \geq 1,58$ und $1,52$ für die

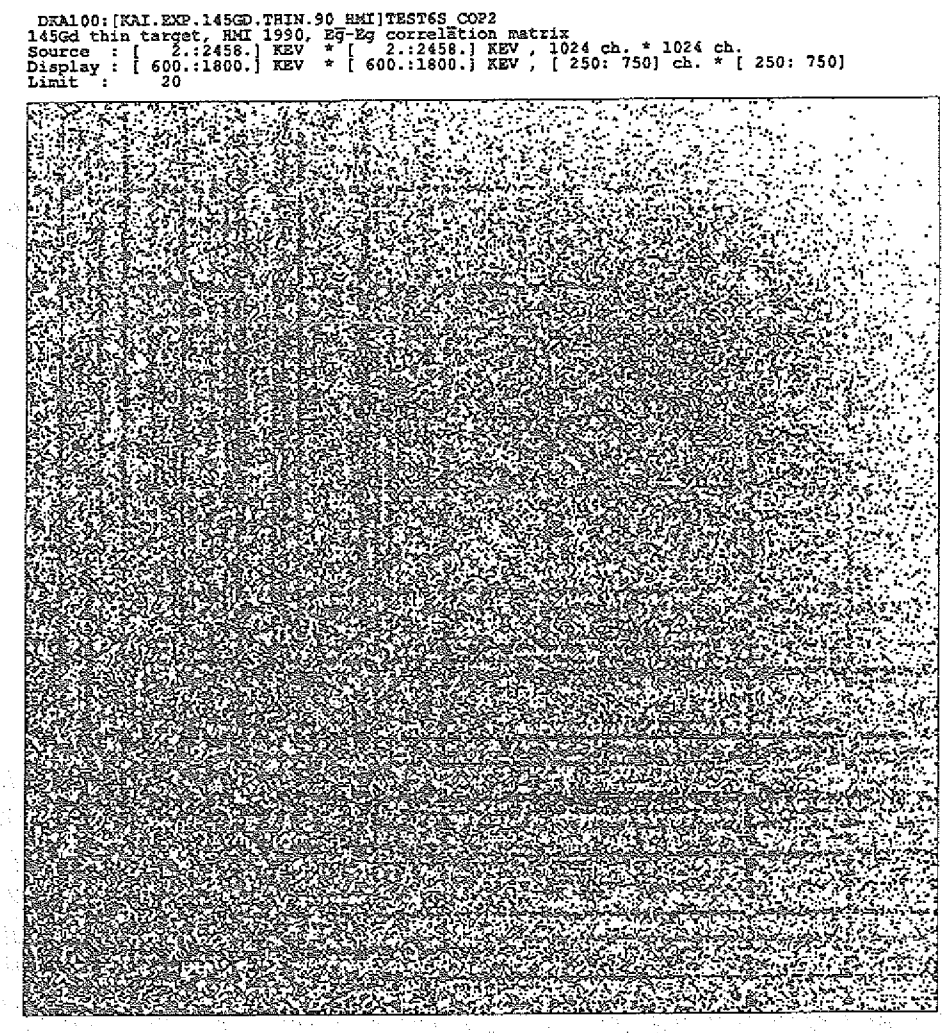


Abbildung 4.26: $\gamma - \gamma$-Korrelationsmatrix für das ^{110}Pd(^{40}Ar,5n)-Experiment.

Banden entspricht einer superdeformierten Gestalt des Kernes. Der Verlauf des dynamischen Trägheitsmomentes $\Theta^{(2)}$ ist in Abb. 4.30 dargestellt. Für die beiden beobachteten Banden sieht man in dem von uns nachgewiesenen Energiebereich keine Anzeichen einer Bandenkreuzung.

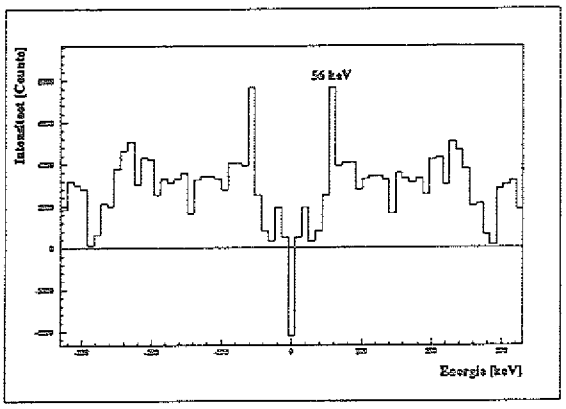


Abbildung 4.27: Schnitt durch die $\gamma - \gamma$-Korrelationsmatrix für das ^{110}Pd(^{40}Ar,5n)-Experiment.

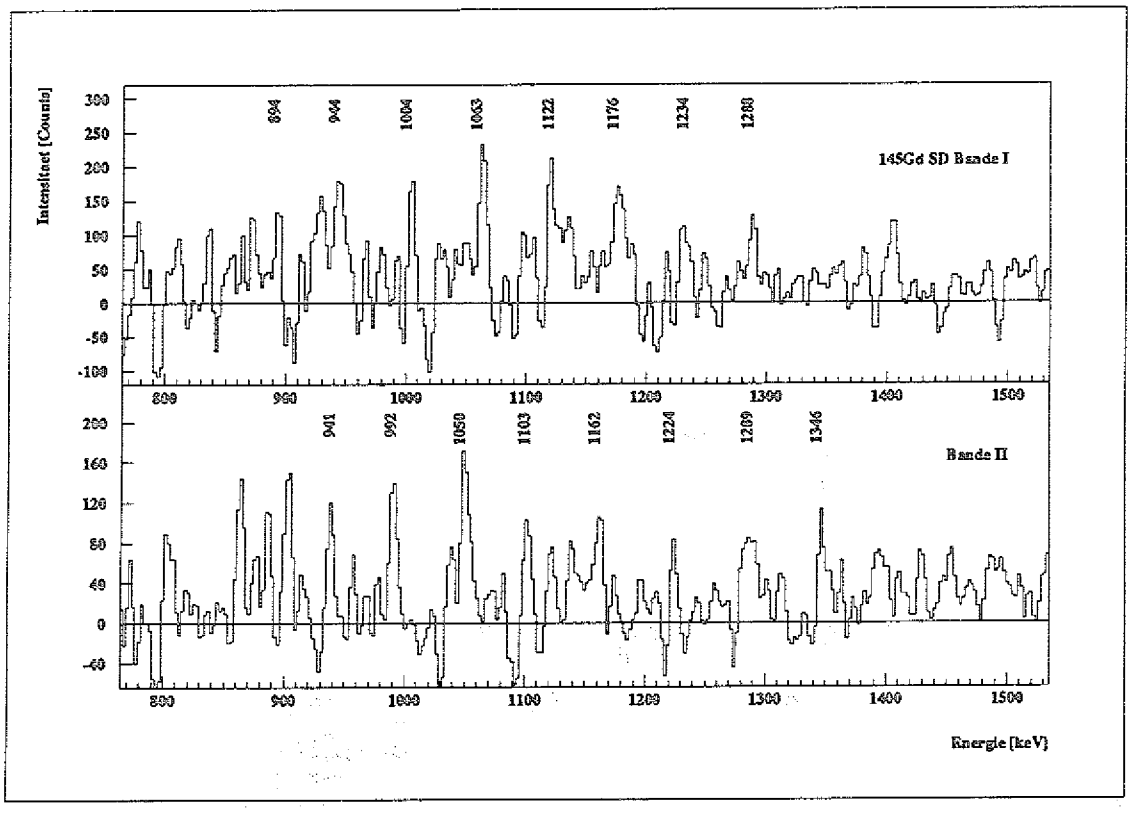


Abbildung 4.28: Die SD Banden für das ^{110}Pd(^{40}Ar,5n)-Experiment.

4.2.2 Kernzuordnung

^{145}Gd besitzt im Unterschied zu ^{146}Gd kein hochliegendes Isomer. Der Nachweis, ob die SD Banden zum Kern ^{145}Gd gehören, sollte daher leicht anhand von Koinzidenzen mit

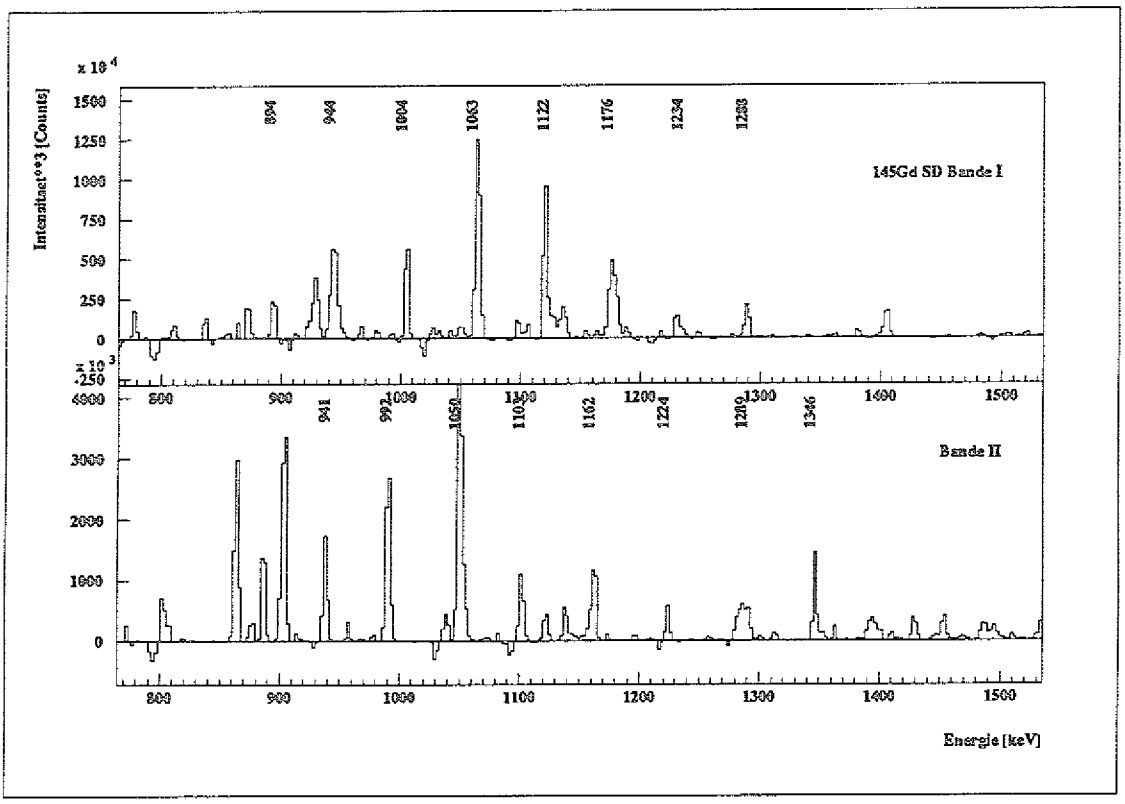


Abbildung 4.29: Die SD Banden für das ^{110}Pd(^{40}Ar,5n)-Experiment.

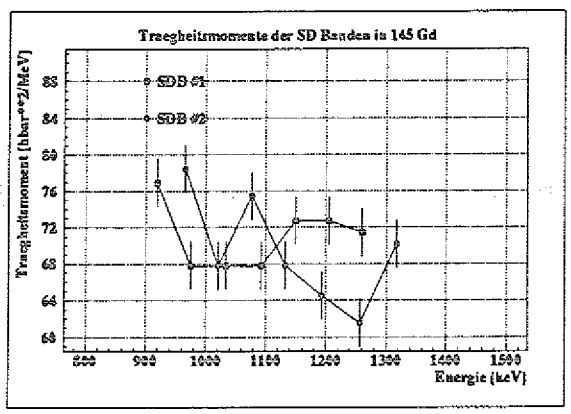


Abbildung 4.30: Die Trägheitsmomente der im ^{110}Pd(^{40}Ar,5n)-Experiment beobachteten SD Banden.

Übergängen des Niveauschemas möglich sein. Es genügt hierfür, im Summenspektrum der

^{145}Gd SD Banden	
I. Energie [keV]	II. Energie [keV]
894	
944	941
1004	992
1063	1050
1122	1103
1176	1162
1234	1224
1288	1289
	1346

Tabelle 4.9: Die Übergangsenergien der SD Banden in ^{145}Gd.

^{145}Gd SD Banden		
	I.	II.
ΔE_γ	56,3(4) keV	57,9(4) keV
ΔE_γ^{Grat}	56(4) keV	
$\Theta^{(2)}$	71,1 $\hbar^2$/MeV	69,1 $\hbar^2$/MeV
Θ_0	55,2 $\hbar^2$/MeV	
$\Theta^{(2)}/\Theta_0$	1,29	1,25
$(c/a)_{rigid}$	1,58	1,52
$(c/a)_{liquid}$	2,76	2,72

Tabelle 4.10: Eigenschaften der SD Banden in ^{145}Gd.

SD Bande die Gates auszulassen, bei denen der SD Übergang mit einem Übergang aus dem bekannten Niveauschema zusammenfällt. Alle zusätzlich zu den Übergängen der SD Bande im Spektrum auftretenden Übergänge können dann zur Kernzuordnung verwendet werden. Das bisher bekannte Niveauschema von ^{145}Gd aus [BHZ+83] und [PMPB82] ist jedoch nicht sehr umfangreich. In unserem Experiment mit der ^{110}Pd(^{40}Ar,5n)^{145}Gd Reaktion wurden auch Zustände mit wesentlich höherem Spin und Energie in ^{145}Gd bevölkert, als dies in den Messungen [PMPB82] und [BHZ+83] der Fall gewesen ist die zum Niveauschema in Abb. A.2 geführt haben. Wir haben daher ein Experiment mit Target und Backing durchgeführt, bei dem die ^{110}Pd(^{40}Ar,5n)^{145}Gd Reaktion und eine Strahlenergie von 200 MeV benutzt wurde. In den Daten konnte eine Vielzahl neuer Übergänge in ^{145}Gd identifiziert werden. Das Niveauschema von ^{145}Gd konnte dadurch wesentlich erweitert werden [The93].

Da in den Koinzidenzspektren der Bande I keine Kontamination von anderen Kernen festgestellt werden konnte, die tiefliegenden 924 keV, 1151 keV, 1025 keV, 1077 keV und 778 keV Übergänge aus ^{145}Gd [The93] aber in Koinzidenz sind, kann diese Bande dem Kern ^{145}Gd zugeordnet werden. Für die SD Bande II konnte keine zweifelsfreie Zuordnung zum Kern ^{145}Gd geschehen. Die im Koinzidenzspektrum am stärksten auftretende Linie mit 903 keV, kann keinem der in dieser Reaktion erzeugten Ausgangskanälen zugeordnet werden.

Um die Zuordnung der Banden zum Kern ^{145}Gd weiter abzusichern, wurden die in diesem Experiment gefundenen Banden in den Daten eines NORDBALL Experimentes mit einer ^{110}Pd(^{37}Cl,4n)^{143}Eu Reaktion gesucht. Sollten die Banden tatsächlich nicht zu einem xn-Kanal (Gd) sondern einem pxn- (Eu) oder αxn-Kanal (Sm) gehören, so müsste die Bande auch in der ^{110}Pd(^{37}Cl,...) Reaktion sichtbar sein. Die Banden konnten in dem Vergleichsexperiment jedoch nicht nachgewiesen werden [Ata92].

Die SD Bande I kann mit diesen Ergebnissen dem Kern ^{145}Gd zugeordnet werden. Für die SD Bande II kann eine endgültige Kernzuordnung bisher nicht gemacht werden.

Eine SD Bande mit ähnlichen Energien wie unsere Bande II wurde in ^{142}Sm identifiziert [H$^+$92]. Während im Energiebereich von 1103 keV bis 1288 keV die Banden ähnliche Energien besitzen, sind diese unterhalb des 1103 keV Überganges verschieden. Das lässt vermuten, daß die beiden teilweise entarteten Banden zu unterschiedlichen Kernen gehören.

4.3 Superdeformation in ^{144}Gd

Theoretische Kernmodellrechnungen auf der Basis des Woods-Saxon Potentials oder des anharmonischen Oszillator-Potentials sagen mehrere konkurrierende Kerngestalten für ^{144}Gd vorher. Diese bestehen auch in einem Bereich ähnlicher Anregungsenergie nebeneinander [D$^+$87], und [C$^+$89]. Bei einem Spin von $I = 30\hbar$ sollen drei Kernformen existieren. Eine nahezu sphärische yrast Konfiguration, eine triaxiale Konfiguration und etwa 2 MeV oberhalb der Yrastlinie die superdeformierte Konfiguration. Im Bereich I=40–50$\hbar$ wird erwartet, daß die superdeformierte Konfiguration yrast wird. ^{144}Gd wurde bei vergleichsweise niedrigen Drehimpulsen mittels (α,4n) und (^{28}Si,4n) Reaktionen bereits eingehend untersucht. Gegenstand der Untersuchungen waren die Teilchen-Loch Anregungen [LJR$^+$84] und die 10$^+$ Isomere [D$^+$84] [GBB$^+$88]. Bis heute wurden bereits eine Reihe von Anstrengungen zur Suche nach Superdeformation in ^{144}Gd unternommen. Diese waren bisher jedoch alle ohne Erfolg geblieben [VNB$^+$86], [SBL$^+$87], [GBB$^+$88].

Der Zweck unserer Experimente war die Untersuchung der Hochspin-Zustände in ^{144}Gd, besonders unter dem Aspekt nach einer superdeformierten Kerngestalt zu suchen.

4.3.1 Die diskreten SD Banden

Zur hochauflösenden Spektroskopie schneller Übergänge wurde ein Experiment mit dünnem Target durchgeführt. Die Kerne wurden in einer ^{108}Pd(^{40}Ar,4n)^{144}Gd Reaktion erzeugt. Das dünne Target bestand aus zwei selbsttragenden ^{108}Pd Folien mit einer Dicke von jeweils 0,5 mg/cm^2, die einen Abstand von ≈0,6 mm hatten. Die in der Reaktion erzeugten Rückstoßkerne wurden 15 mm hinter dem Target in einer 8 mg/cm^2 dicken ^{197}Au Catcherfolie gestoppt. Damit ist es möglich, die prompte und die verzögerte γ-Strahlung mit dem γ-Kalorimeter zu messen, aber nur die prompte γ-Strahlung in den Ge-Detektoren nachzuweisen. Die benutzte Strahlenergie betrug E_{beam} = 182 MeV.

Nur die prompten $\gamma\gamma$-Ereignisse mit hoher Summenenergie und Fold wurden in eine Korrelationsmatrix sortiert. Die sortierte EγEγ-Matrix besteht aus 50·10^6 Koinzidenzen. Die Energien der darin enthaltenen Übergänge wurden mit $F = 1$ auf Dopplerverschiebungen korrigiert. In der Matrix hat der 4n-Kanal ^{144}Gd einen Anteil von 33%. Die konkurrierenden Kanäle sind im wesentlichen ^{143}Gd (5n), ^{145}Gd (3n), ^{144}Eu (p3n), ^{142}Sm (α2n), ^{141}Sm (α3n) und ^{140}Sm (α4n). Diese sind durch die Wahl der Sortierbedingungen in der Matrix um etwa einen Faktor 3 gegenüber dem Anteil in den Rohdaten unterdrückt.

In Abb. 4.31, der $\gamma\gamma$-Korrelationsmatrix für ^{144}Gd, erkennt man die Gratstruktur parallel zur Diagonalen als Hinweis auf auf eine kollektive Rotation. Aus dem Schnitt senkrecht zur Diagonalen der Matrix erhält man einen Energieabstand der bei etwa 900 keV beginnenden Gratstruktur von etwa 50 keV (vergleiche Abb. 4.32). Das dynamische Trägheitsmoment beträgt entsprechend 80$\hbar^2$/MeV. Dieses Verhalten läßt bei hohen Drehimpulsen eine kollektive Rotation mit großer Deformation vermuten.

Zwei Rotationsbanden geringer Intensität konnten gefunden werden. Die 12 Übergänge der ersten Bande erstrecken sich über den Energiebereich von 1100–1700 keV. Die zweite Bande besitzt 9 Übergänge mit Energien von 900 bis 1300 keV. Die Banden sind nur sehr schwach bevölkert. Einzelne Übergänge der SD Banden sind von intensiven, tiefliegenden Übergängen aus verschiedenen Ausgangskanälen überlagert. Die Erzeugung eines Summenspektrums ist dadurch zusätzlich erschwert worden. Gemessen an der Intensität des 4n-Kanals haben die SD Banden nur jeweils einen Anteil von $< 0,5\%$. Abb. 4.33 zeigt die Summenspektren dieser beiden Banden. Die Energien der Übergange beider Banden sind in Tab. 4.11 angegeben. Abb. 4.34 ist eine nichtlineare Darstellung der Summenspektren. In Tab. 4.12 ist ein mittlerer Energieabstand von 57,1 und 51,6 keV angegeben. Aus den entsprechenden Trägheitsmomenten von 70,1 und 77,5 $\hbar^2$/MeV errechnet sich das Verhältnis $\Theta^{(2)}/\Theta_0$. Damit kann die Kerndeformation von $c/a > 1,57$ und $1,78$ berechnet werden. Dieses Achsenverhältnis bestätigt das Vorliegen einer superdeformierten Kerngestalt bei beiden Banden.

Das dynamische Trägheitsmoment für die Übergänge beider Banden wurde bestimmt. In Fig. 4.35 ist der Verlauf dargestellt.

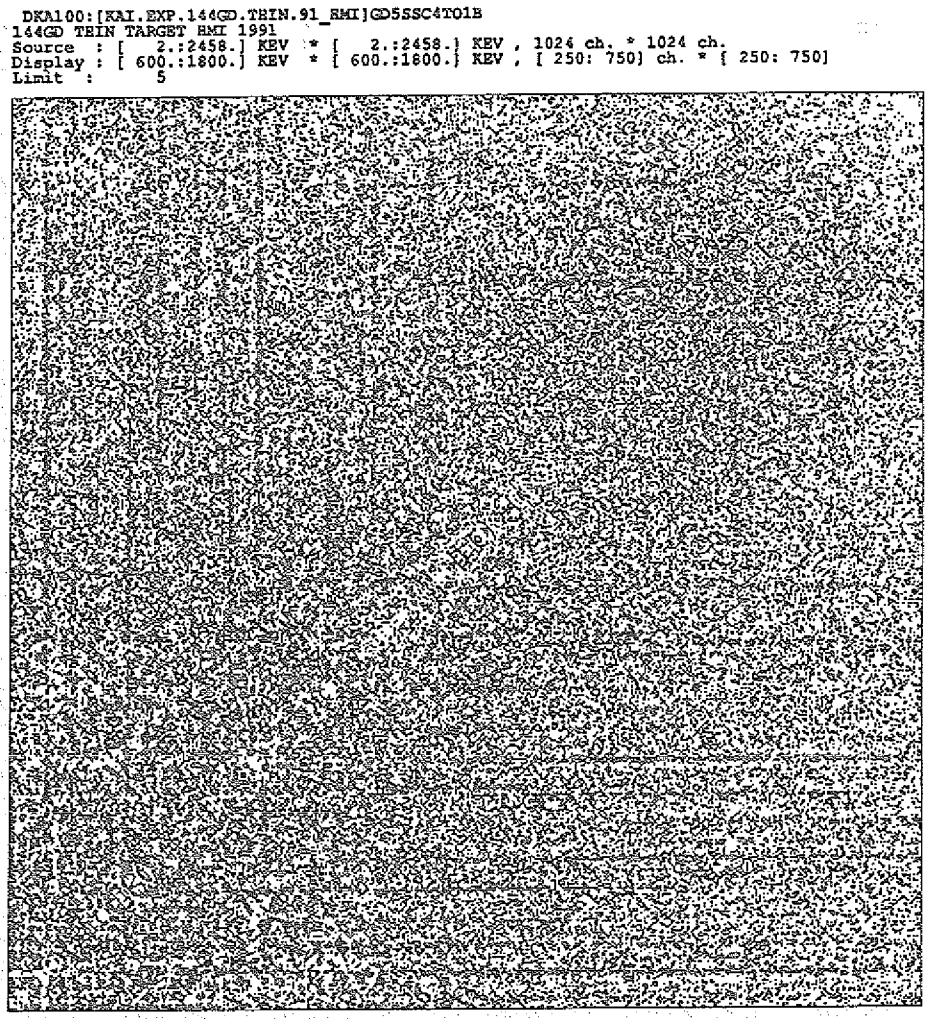


Abbildung 4.31: $\gamma - \gamma$-Korrelationsmatrix für die Reaktion ^{108}Pd(^{40}Ar,4n).

4.3.2 Das erweiterte Niveauschema von ^{144}Gd

In der von uns verwendeten (HI,xn) Reaktion werden Zustände in ^{144}Gd mit wesentlich höherer Anregungsenergie und Spin erzeugt, als dies in den Experimenten, die zum Aufbau des Niveaudiagrammes durchgeführt wurden der Fall ist [MBD+78] [LJR+84]. Um das Niveauschema von ^{144}Gd zu erweitern, wurde ein Experiment mit Target und Backing durchgeführt. Die von den gestoppten Kernen emittierten γ-Übergänge können daher mit optimaler Energieauflösung gemessen werden. Es wurde ein 1,0 mg/cm^2 dickes ^{108}Pd Target auf einem 11 mg/cm^2 starken ^{197}Au Backing verwendet. Die benutzte Strahlenergie betrug

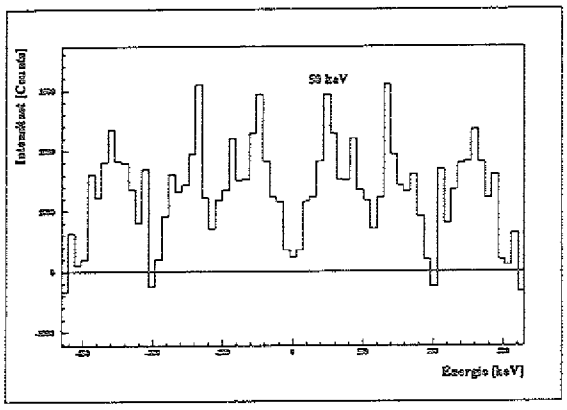


Abbildung 4.32: Schnitt durch die $\gamma - \gamma$-Korrelationsmatrix für die Reaktion ^{108}Pd(^{40}Ar,4n).

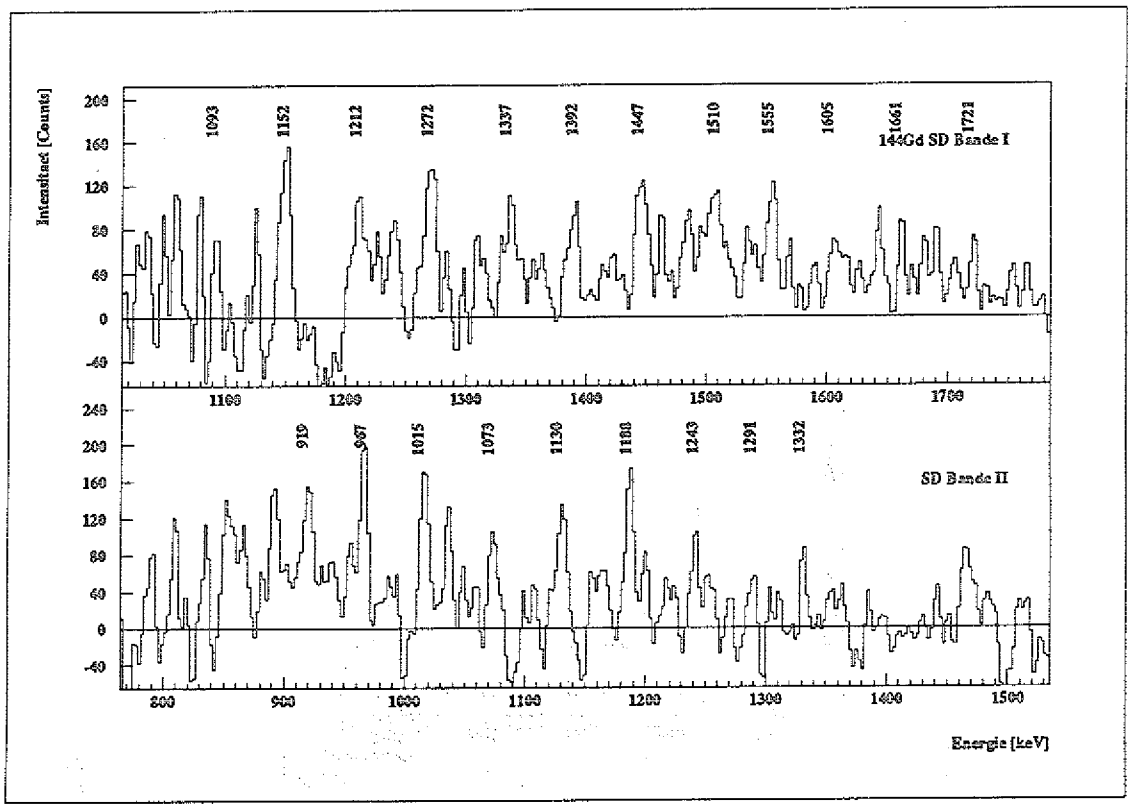


Abbildung 4.33: Die SD Banden für die Reaktion ^{108}Pd(^{40}Ar,4n).

E_{beam} = 182 MeV. Mit diesem Aufbau werden auch die Übergänge unterhalb des 145 ns

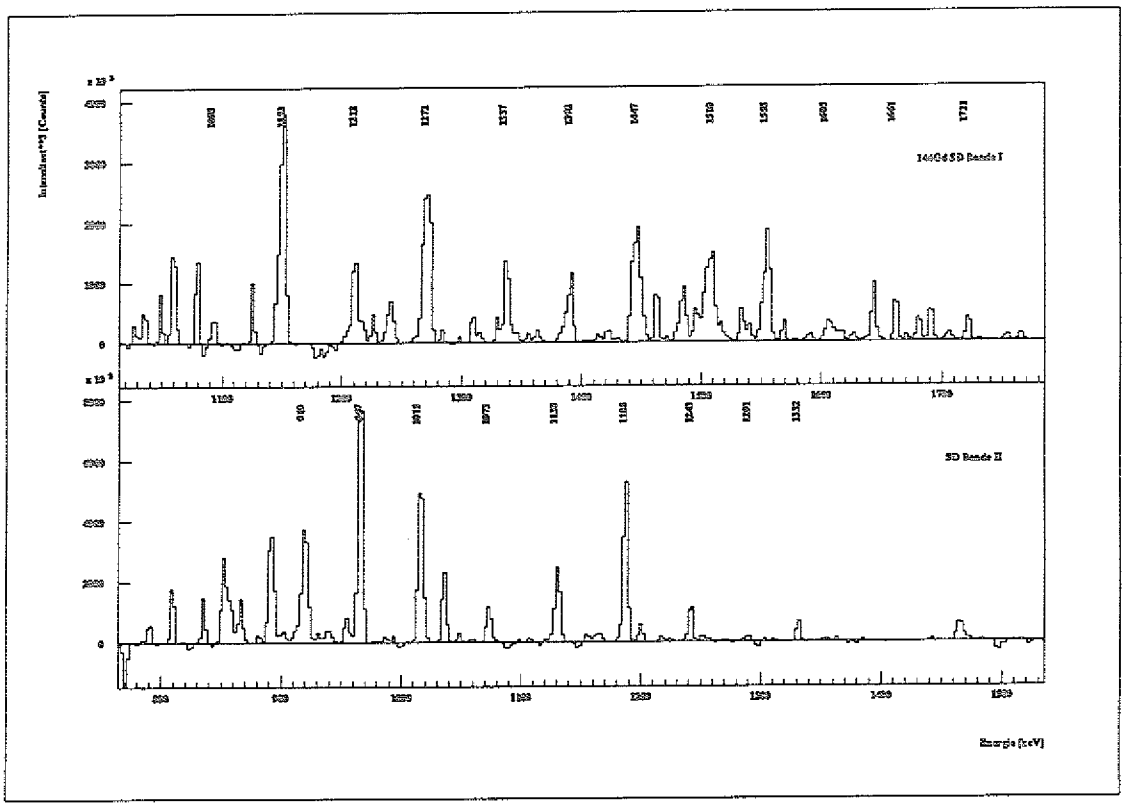


Abbildung 4.34: Die SD Banden für die Reaktion ^{108}Pd(^{40}Ar,4n).

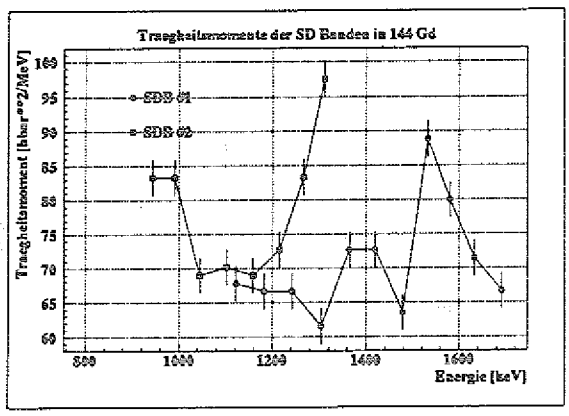


Abbildung 4.35: Die Trägheitsmomente der SD Banden in ^{144}Gd.

Isomers von den Ge Detektoren nachgewiesen. In 18% der zu $600 \cdot 10^6$ $\gamma\gamma$-Koinzidenzen entfalteten Ereignisse wurde der Kern ^{144}Gd über eine 4n Reaktion erzeugt.

^{144}Gd SD Banden	
I. Energie [keV]	II. Energie [keV]
1093	919
1152	967
1212	1015
1272	1073
1337	1130
1392	1188
1447	1243
1510	1291
1555	1332
1605	
1661	
1721	

Tabelle 4.11: Die Übergangsenergien der SD Banden in ^{144}Gd.

^{144}Gd SD Banden		
	I.	II.
ΔE_γ	57,1 keV	51,6 keV
ΔE_γ^{Grat}	50±4 keV	
$\Theta^{(2)}$	70,1 $\hbar^2$/MeV	77,5 $\hbar^2$/MeV
Θ_0	54,6 $\hbar^2$/MeV	
$\Theta^{(2)}/\Theta_0$	1,28	1,42
$(c/a)_{rigid}$	1,57	1,78
$(c/a)_{liquid}$	2,75	2,89

Tabelle 4.12: Eigenschaften der SD Banden in ^{144}Gd.

Die Sortierbedingungen wurden so gewählt, daß der ^{144}Gd-Kanal bevorzugt wird. Dazu wurden nur prompte Ereignisse mit einer Fold>18 und hinreichend großer Summenenergie verwendet. Insbesondere wurde der ^{144}Gd-Kanal dadurch verstärkt, daß eine Koinzidenz der Ereignisse mit mindestens zwei im γ-Kalorimeter nachgewiesenen verzögerten γ-Quanten gefordert wurde. Dabei wurde ausgenutzt, daß ^{144}Gd ein 10^+ Isomer mit einer Halbwertszeit von 145 ns aufweist. In den ebenfalls erzeugten Nachbarkernen gibt es keine Isomere. Die Forderung nach einer verzögerten Fold$\geq$ 2 ist daher ein sehr starkes Selektionskriterium. Damit wurde in der $\gamma-\gamma$-Korrelationsmatrix ^{144}Gd zu 60% enthalten. Dem entspricht ein sehr hohes Unterdrückungsverhältnis von etwa 6,8 für die nicht zum Kern

^{144}Gd gehörenden Koinzidenzen.

Das Niveauschema des Kernes ^{144}Gd, wie es sich aus der Auswertung dieses Experimentes ergibt, ist in Fig. 4.36 gezeigt. Aus den bisherigen Untersuchungen von ^{144}Gd sind nur wenige Übergänge oberhalb des 10^+ Isomers bekannt [LJR+84]. Aus den Daten unserer Messung konnten etwa 100 Übergänge im Niveauschema von ^{144}Gd eingordnet werden. Die eingeordneten Übergänge erstrecken sich bis zu Zuständen mit Spin $I = 28$ und einer Anregungsenergie von etwa 11 MeV. Die komplexe, sehr unregelmäßige Struktur des Niveauschemas ist typisch für einen annähernd sphärischen Kern, in dem mehrfache Teilchen-Loch-Anregungen dominieren. Darüber hinaus existieren eine Vielzahl schwacher Übergangssequenzen in ^{144}Gd, die durch die zu geringe Koinzidenzintensität nicht im Niveauschema plaziert werden konnten. Für die stärksten γ-Übergänge wurde eine Winkelkorrelationsanalyse (Bestimmung von DCO-Verhältnissen) durchgeführt, um die Multipolarität festlegen zu können [Utz93]. Oberhalb des 10^+ Isomers beginnen zwei intensive Kaskaden aus gestreckten M1 bzw. E2 Übergängen. Die Suche nach neuen Isomeren in ^{144}Gd oberhalb des bekannten 145 ns Isomers ist ohne Ergebnis geblieben.

4.3.3 Kernzuordnung der SD Banden

Durch die Auswertung des Experimentes mit Target und Backing verfügen wir über ein geeignetes Niveauschema, um eine Kernzuordnung der SD Banden vornehmen zu können. Die Koinzidenzen mit 711,5 keV, 1017,8 keV, 754,7 keV, 965,4 keV, 888,8 keV, 646,4 keV, 679,8 keV und 1216,6 keV im in Abb. 4.37 Summenspektrum der SD Bande I können als Übergänge in ^{144}Gd identifiziert werden. Es ist damit gelungen, die Bande I als SD Bande dem Kern ^{144}Gd zuzuordnen. Die Bande bevölkert die gestreckte E2 Kaskade bei Spins $I \geq 24$. Für die SD Bande II konnten keine Koinzidenzen gefunden werden, die eine eindeutige Zuordnung ermöglichen. Die starke Kontamination der Übergänge durch intensive, niedrigliegende Übergänge aus den Kernen ^{145}Gd und ^{143}Eu erlauben keine wiederspruchsfreie Zuordnung.

Die bekannten SD Banden in ^{145}Gd aus dieser Arbeit und aus ^{143}Eu [APH+93] konnten in den Daten jedoch nicht identifiziert werden. Es ist daher unwahrscheinlich, daß es sich bei der bevölkerten Bande II um eine SD Bande in einem der Kerne ^{145}Gd oder ^{143}Eu handelt.

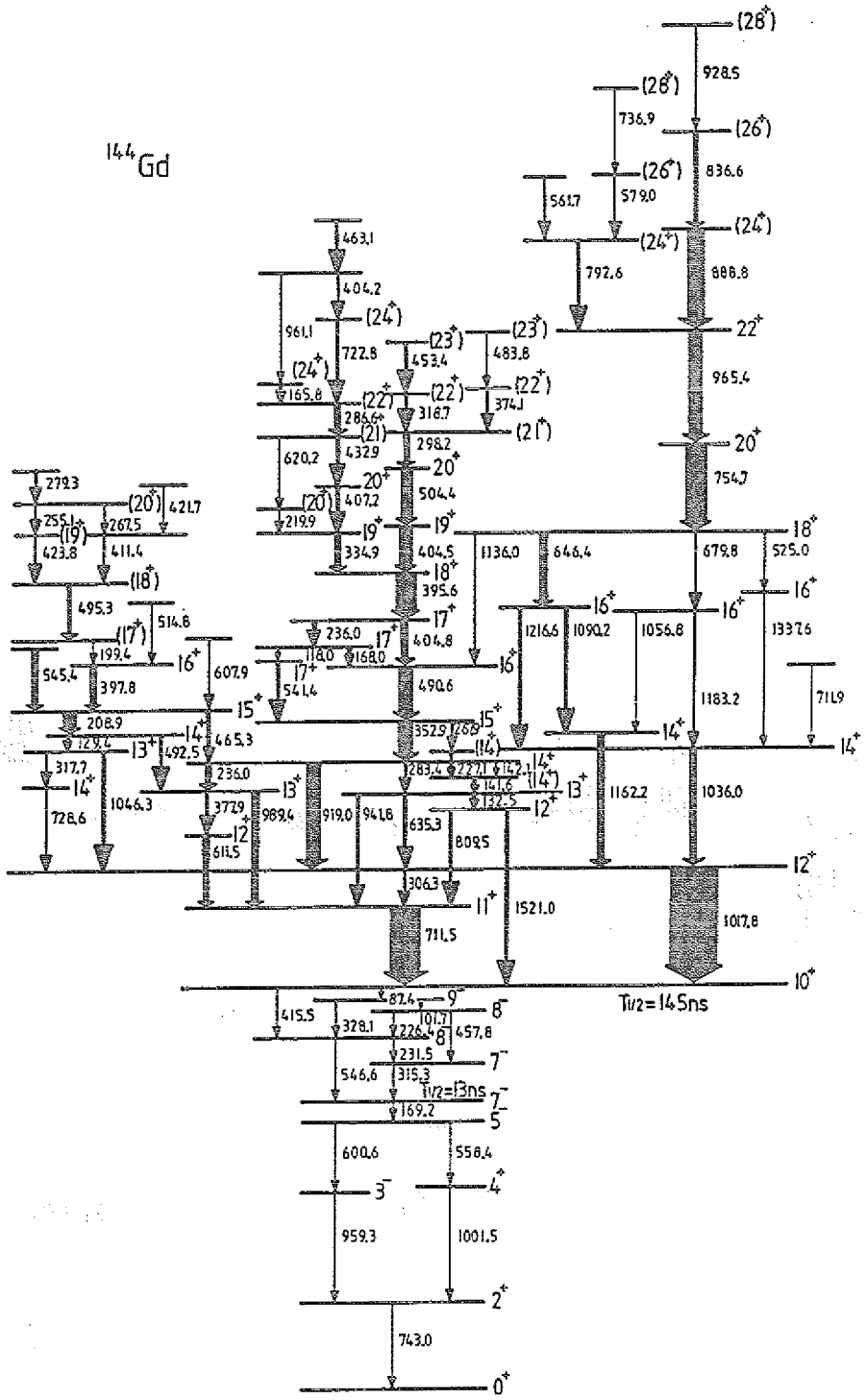


Abbildung 4.36: Das erweiterte Niveauschema des Kerns ^{144}Gd.

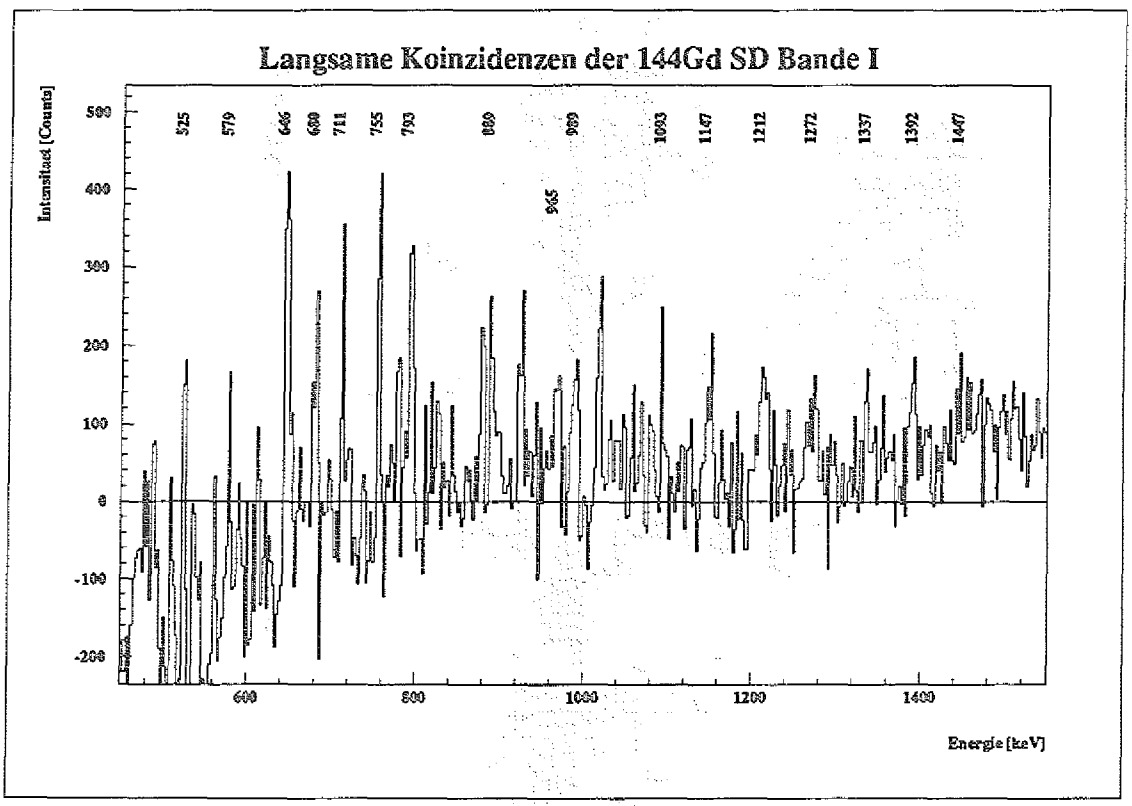


Abbildung 4.37: Koinzidenzspektrum der SD Bande I in ^{144}Gd.

Kapitel 5

Diskussion und Interpretation der Resultate

5.1 ^{146}Gd

Das Verhalten des dynamischen Trägheitsmomentes $\Theta^{(2)}$ für beide SD Banden in ^{146}Gd wurde bereits in Abb. 4.6 gezeigt. Es kann mit den Trägheitsmomenten der SD Banden in ^{147}Gd und ^{148}Gd verglichen werden. Dazu sind in Abb. 5.1 die Trägheitsmomente der beobachteten SD Banden dieser Kerne dargestellt.

Wie in ^{146}Gd, konnten auch in ^{147}Gd und ^{148}Gd zwei SD Banden nachgewiesen werden. Auch in diesen beiden Kerne zeigt jeweils eine der SD Banden eine Bandenkreuzung. In ^{147}Gd ist ist dies die Bande I und in ^{148}Gd die Bande II. Wir betrachten die stärkere Bande I als die yrast Bande und die schwächere Bande II als angeregte Bande. Zwischen den Energien der SD Übergänge in den Banden in ^{146,147,148}Gd bestehen interessante Relationen. Abb. 5.2 dient zum Vergleich der Übergangsenergien der diskutierten SD Banden. Darin ist der Energieunterschied ΔE_γ zwischen den nächstliegenden SD Übergängen der betrachteten Bande und der Referenzbande dividiert durch den Energieabstand ΔE_γ^0 der Übergänge innerhalb der Referenzbande in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz $\hbar\omega$ aufgetragen. Als Referenzbande wurde die SD Bande I in ^{146}Gd bei Energien unterhalb der Bandenkreuzung gewählt. Der aufgetragene Wert $\Delta E_\gamma / \Delta E_\gamma^0$ liegt nach Definition im Bereich zwischen $\approx -0{,}5$ und $\approx +0{,}5$. Für entartete Banden nimmt er den Wert 0 an, während er für Banden, für die der Mittelwert der Energien benachbarter γ-Übergänge mit den Übergangsenergien in der Referenzbande übereinstimmt, den Wert $+0{,}5$ oder $-0{,}5$ annimmt. Solche Banden werden im folgendem einfach als mittlere Banden bezeichnet. Es fällt auf, daß die SD Bande I in ^{146}Gd und die Bande II in ^{147}Gd entartet sind. Die Bande I in ^{147}Gd ist eine mittlere Bande bezüglich beider Banden. Die Energieabweichungen sind $\leq$4 keV und damit etwas größer als die bei den Paaren ^{151}Tb–^{152}Dy und ^{150}Gd–^{151}Tb gefundenen Abweichungen [BBC+90]. Auch diese Abweichung ist jedoch deutlich geringer, als die aufgrund der unterschiedlichen Massen der Kerne erwartete, zum Trägheitsmoment

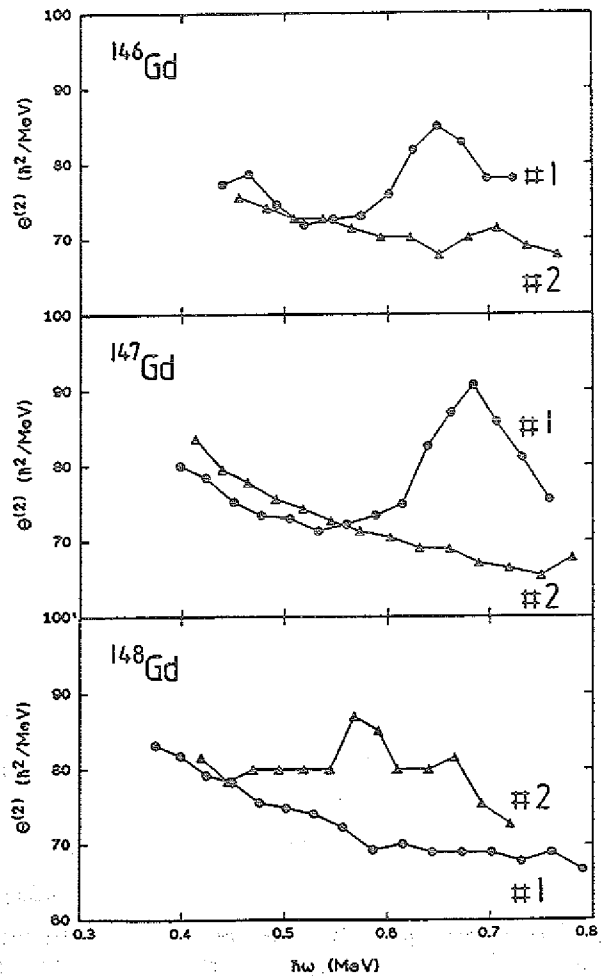


Abbildung 5.1: Die dynamischen Trägheitsmomente $\Theta^{(2)}$ der SD Banden in ^{146,147,148}Gd in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz $\hbar\omega$.

$\Theta(\propto MR^2 \propto A^{5/3})$ proportionale Abweichung. Diese Abweichung würde bei Übergangsenergien von $\approx$1 MeV $\approx$11 keV betragen. Auch die Bande I in ^{148}Gd kann als mittlere Bande zur Bande I in ^{146}Gd betrachtet werden. Da die Massenzahl sich aber um zwei ändert, sind auch die Abweichungen der Energie etwa doppelt so groß. Bande II in ^{146}Gd wird nicht als mittlere Bande betrachtet, obwohl die Abweichungen ähnliche Werte haben wie bei Bande I in ^{148}Gd. Da aber zwei Banden in demselben Kern verglichen werden, werden Abweichungen erwartet, wenn es sich um mittlere Banden handelt. Die Bande II in ^{148}Gd ist weder entartet noch mittlere Bande, da sie eine völlig andere Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz zeigt, als sämtliche anderen betrachteten Banden. Die beiden SD Banden I und II in ^{147}Gd sind Signaturpartner, nicht jedoch die SD Banden in ^{146}Gd oder ^{148}Gd.

Das Auftreten von entarteten und mittleren Banden ist unerwartet. Um es zu erklären,

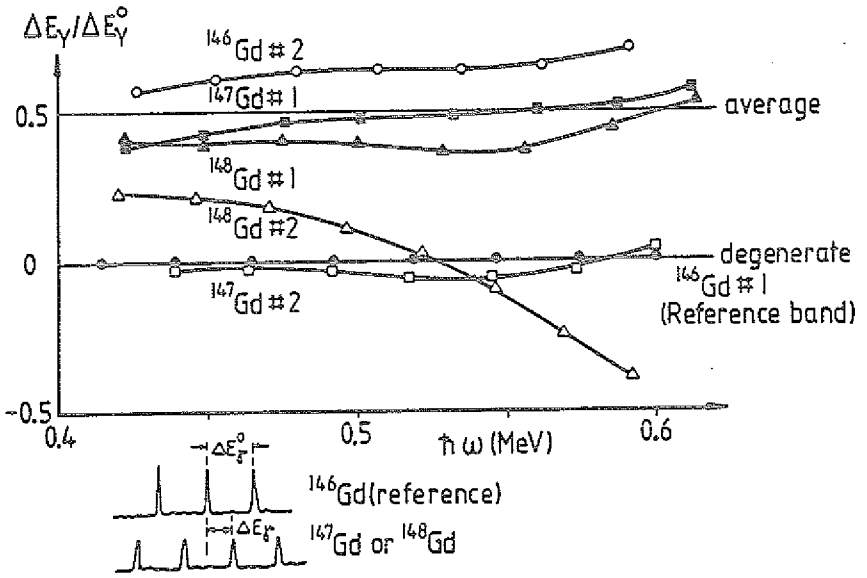


Abbildung 5.2: Darstellung des Energieverhältnisses $\Delta E_\gamma/\Delta E_\gamma^0$ für die SD Banden in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz $\hbar\omega$. Die SD Bande I in ^{146}Gd wurde als Referenzbande gewählt.

werden die SD Banden durch

$$E = \frac{\hbar^2}{2\Theta}(I-i)(I-i+1)$$

mit einem festen Alignment i parametrisiert. Wie dadurch in benachbarten Kernen mit ungerader und gerader Massenzahl bei einem angenommenem Alignment von $i = \frac{1}{2}$ entartete und mittlere Banden auftreten können, ist in Abb. 5.3 dargestellt.

Die Quantisierung des Alignments ist unerwartet. Sie kann im Rahmen des Pseudo-Spin Formalismus [RDH73] [BHM82] erklärt werden. Danach erfordert das konstante Alignment die Ausrichtung des Spins s einiger Nukleonen, während die Bahndrehimpulse an die Symmetrieachse gekoppelt bleiben. Die Tatsache, daß die beiden SD Banden I in ^{146,148}Gd mittlere Banden sind, weiß man, daß eine Bande gerade Spins und die andere ungerade Spins besitzen muß.

Mit den beobachteten Bandenkreuzungen und den entarteten bzw. mittleren Banden in den Kernen ^{146,147,148}Gd kann man die Konfigurationen dieser Banden diskutieren. Das Frequenzverhalten des dynamischen Trägheitsmomentes $\Theta^{(2)}$ der Banden bei denen keine Kreuzung auftritt, kann durch eine $\pi 6^2 \nu 7^1$ Konfiguration erklärt werden. Die beobachteten Bandenkreuzungen werden wahrscheinlich durch die Kreuzung des [642 5/2] und des [651 1/2] Neutronenzustandes, die für $N = 80$ bei ϵ =0,5–0,6 direkt über der Fermikante liegen, erklärt. Die Routhians der Einteilchenzustände sind für die bei ^{146}Gd vorliegende Deformation in Abb. 5.4 dargestellt. Folgt man dem niedrigsten Zustand ($\alpha = 1$) durch die Kreuzung, so erhält man eine Zunahme im dynamischen Trägheitsmoment bei

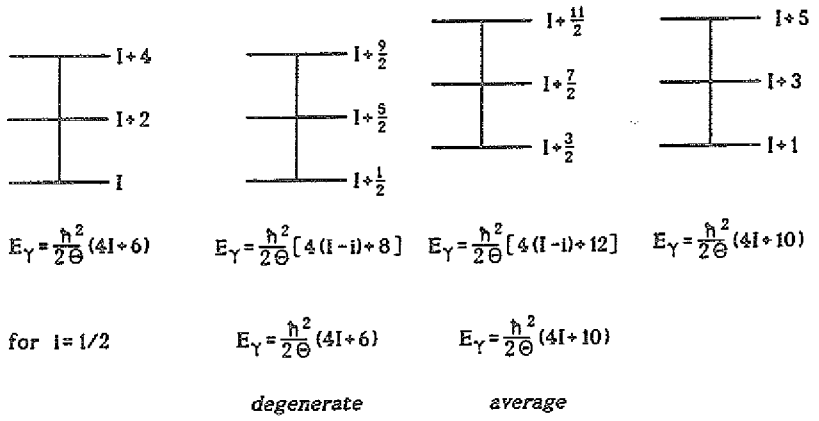


Abbildung 5.3: Schematisches Diagramm zur Erklärung des Auftretens von entarteten und mittleren Banden.

$\hbar\omega$ =0,6 MeV. Dies entspricht dem bei der SD Bande I in ^{146}Gd gefundenem Verhalten. Das unterstützt die vorgeschlagene Konfiguration. Der Signaturpartner der Bande wird durch das Anheben eines Neutrons aus dem $\alpha = -1/2$ in den $\alpha = +1/2$ Zustand des zuletzt zu füllenden $N = 6$ Neutronenzustand erreicht. Für diesen Neutronenzustand erwartet man eine geringere Zunahme des dynamischen Trägheitsmomentes als bei der $\alpha = 1$ Bande. Experimentell ist keine Zunahme von $\Theta^{(2)}$ gefunden worden. Das obige Verhalten kann im Rahmen des als Szenarion I bezeichneten Besetzungsschemas in Tab. 5.5 erklärt werden. Es ist für die Kerne $^{146-149}$Gd eingetragen. Mit den Besetzungen des Szenario I sollten alle SD Banden I in den drei Isotopen eine Bandenkreuzung zeigen. Nach den experimentellen Daten ist das aber für ^{148}Gd nicht der Fall. Desweiteren wird ein Signaturpartner für ^{146,148}Gd, nicht aber für ^{147}Gd erwartet. Die experimentellen Ergebnisse für die SD Banden II widersprechen dem gerade. Daher wird das Szenario II vorgeschlagen, das ebenfalls in Tab. 5.5 angegeben ist. Nach Szenario II sollten die SD Banden I in ^{146,147}Gd, nicht aber in ^{148}Gd eine Kreuzung zeigen, da für ^{148}Gd die [642 5/2] und [651 1/2] Zustände vollständig besetzt sind. Das stimmt mit den experimentellen Beobachtungen überein. Nur für ^{147}Gd erwartet man, daß die angeregte Bande ein Signaturpartner ist, wie man dies auch experimentell gefunden hat. Man erwartet für den Signaturpartner in ^{147}Gd keine Bandenkreuzung, da die theoretisch erwartete Zunahme des dynamischen Trägheitsmoments kleiner ist als in der Bande I. Die Bandenkreuzung in Bande II von ^{148}Gd kann durch das Anheben eines Neutrons in den [770 1/2] Zustand erklärt werden. Damit wäre auch das Abfallen des $\Delta E_\gamma/\Delta E_\gamma^0$ Verhältnisses mit ansteigender Rotationsfrequenz bei dieser Bande erklärt. Tatsächlich zeigt die SD Bande I in ^{149}Gd ein ähnliches Verhalten. Bei diesem Kern ist der [770 1/2] Zustand bei beiden Szenarios besetzt.

Die experimentellen Ergebnisse bei den SD Banden in ^{146,147,148}Gd können mit Szenario II erklärt werden. Abschließend kann festgestellt werden, daß die [642 5/2] und [651 1/2] Neutronenorbitale mit $\alpha = -1/2$ als Ursache für die Bandenkreuzung identifiziert werden können.

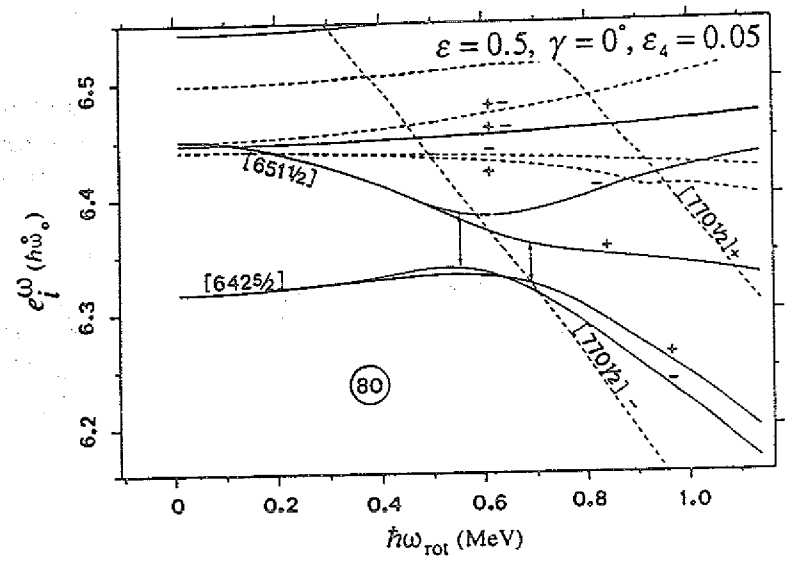


Abbildung 5.4: Die Neutronen Einteilchen-Routhians für die bei ^{146}Gd vorliegende Deformation.

A	Scenario I					Scenario II				
	[642 5/2]		[651 1/2]		[770 1/2]	[642 5/2]		[651 1/2]		[770 1/2]
	α=-	α=+	α=-	α=+	α=-	α=-	α=+	α=-	α=+	α=-
146	*				*	*	*			
147	*	*			*	*	*	*		
148	*	*	*		*	*	*	*	*	
149	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*

Abbildung 5.5: Besetzung der Neutronenzustände bei zwei möglichen Szenarien.

5.2 ^{144}Gd

Für den Kern ^{144}Gd wurden Rechnungen im deformierten Schalenmodell mit einem Woods-Saxon-Potential unter Berücksichtigung der Paarkorrelationen durchgeführt [NWJ89]. In den Rechnungen wurde ein Minimum in der Potentialenergiefläche für eine Deformation von $\beta_2 \approx 0{,}48$ und $\beta_4 \approx 0{,}05$ bereits bei Spins von $I = 8\hbar$ gefunden. Die Deformation wird von der $N = 80$-Lücke im Neutronen-Einteilchenspektrum stabilisiert, wie man in Abb. 5.6 sieht. Für die Protonen liegt der erste $N = 6$ Zustand gerade an der Fermikante. Im $\pi_{i13/2}$ Zustand tritt bei $\hbar\omega \approx 0{,}45$ MeV eine Kreuzung auf, wie es Abb. 5.7 zeigt. Diese Kreuzung zeigt sich sehr deutlich im Anstieg des dynamischen Trägheitsmomentes in Abb. 5.8 bei $\hbar\omega \approx 0{,}4$ MeV. Durch den Einfluß der $N = 6$ Quasiprotonen mit einem großen Quadrupolmoment, steigt die Quadrupoldeformation des Kerns nach der Kreuzung

auf $\beta_2 \approx 0{,}51$ an. Eine weitere Kreuzung wird durch die Ausrichtung der $N = 7$ Neutronen bei einer Rotationfrequenz von $\hbar\omega \approx 0{,}75$ MeV auf.

Die von uns bestimmten Trägheitsmomente der SD Bande in ^{144}Gd sind zusammen mit den Ergebnissen der theoretischen Rechnungen aus [NWJ89] in Abb. 5.8 eingetragen. In dem Frequenzbereich, in dem experimentelle Daten vorliegen stimmen diese mit den berechneten dynamischen Trägheitsmomenten gut überein. In dem Bereich bei $\hbar\omega \approx 0{,}75$ MeV deutet der Anstieg des gemessenen Trägheitsmomentes auf die bei dieser Rotationsfrequenz vorhergesagte Bandenkreuzung hin. Der Verlauf des Trägheitsmomentes ist aus dem Experiment nur bei Rotationsfrequenzen über $\approx 0{,}5$ MeV bekannt. Betrachtet man das Verhalten des theoretisch vorhergesagten Trägheitsmomentes unterhalb von 0,5 MeV, so stellt man eine sehr starke Schwankung von 60–120$\hbar^2$/MeV fest. Diese starke Variation ist der Grund, der es sehr erschwert Übergänge der SD Bande bei niedrigeren Rotationsfrequenzen zu identifizieren, da die bei der Analyse benutzten Methoden von einem annähernd konstanten Trägheitsmoment ausgehen. Mit unseren experimentellen Daten können wir die in [NWJ89] durchgeführten Rechnungen für das dynamische Trägheitsmoment des Kerns ^{144}Gd bestätigen.

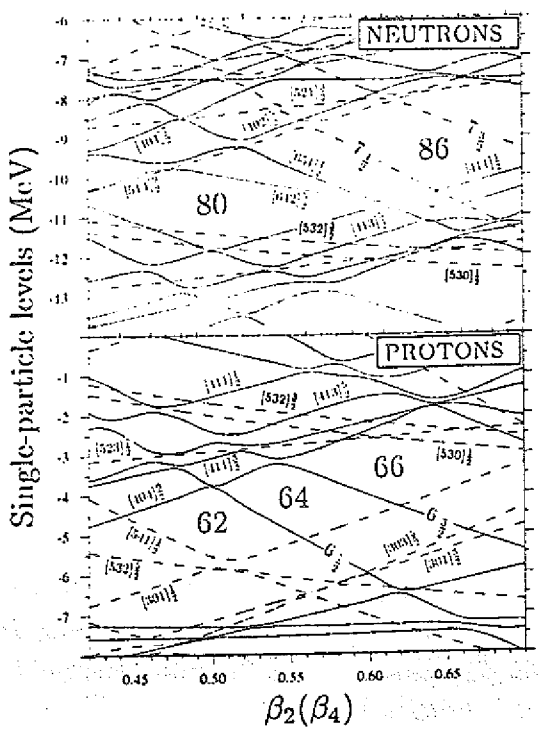


Abbildung 5.6: Die Einteilchenzustände im Woods-Saxon Potential für Neutronen (oben) und Protonen (unten) als Funktion der Deformation $\beta_2(\beta_4)$. Die Zustände sind mit den asymptotischen Nilssonquantenzahlen $[Nn_z\Lambda]\Omega$ gekennzeichnet.

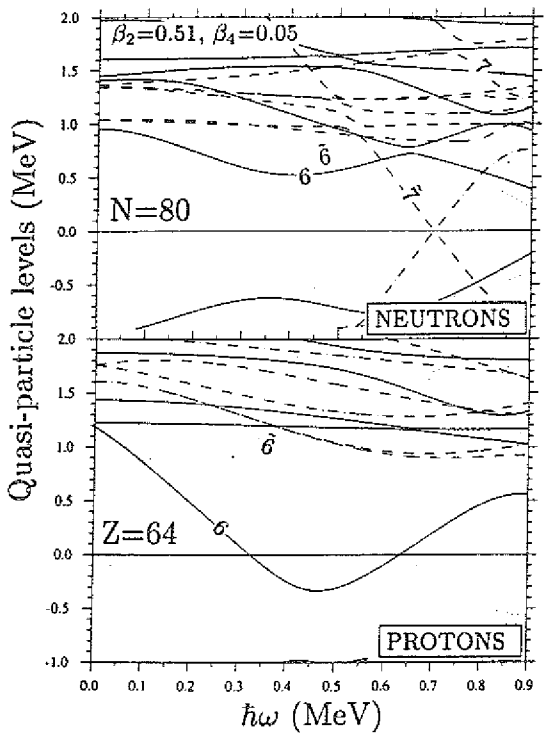


Abbildung 5.7: Quasiteilchen-Routhians für den Kern ^{144}Gd bei einer Deformation von $\beta_2 = 0,51, \beta_4 = 0,05$.

5.3 ^{145}Gd

Die dynamischen Trägheitsmomente der in den Kernen ^{144,145,146}Gd gemessenen SD Banden sind in Abb. 5.9 nebeneinander dargestellt. Bei der Interpretation von ^{145}Gd hat man einen Nachteil durch die Tatsache, daß weniger Übergänge als bei den anderen Banden bekannt sind. Durch die geringe Statistik sind die Werte des dynamischen Trägheitsmoments mit einer großen Unsicherheit behaftet. Für ^{145}Gd kann mit den vorhandenen Daten daher nicht entschieden werden ob eine Bandenkreuzung auftritt. Es ist daher auch nicht möglich, die Konfiguration des SD Kerns zu bestimmen.

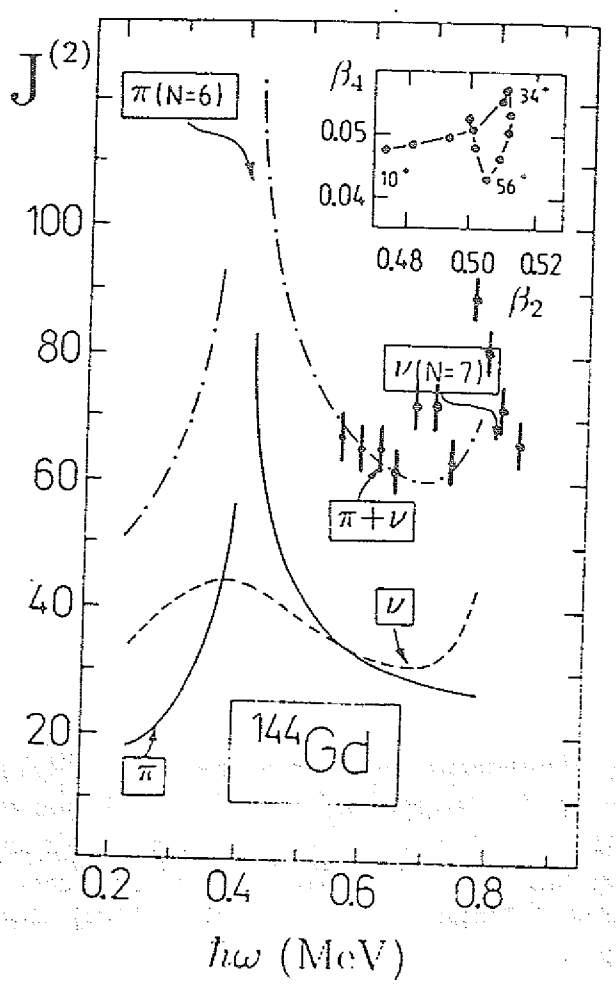


Abbildung 5.8: Verlauf des dynamischen Trägheitsmomentes $\Theta^{(2)}$ für ^{144}Gd.

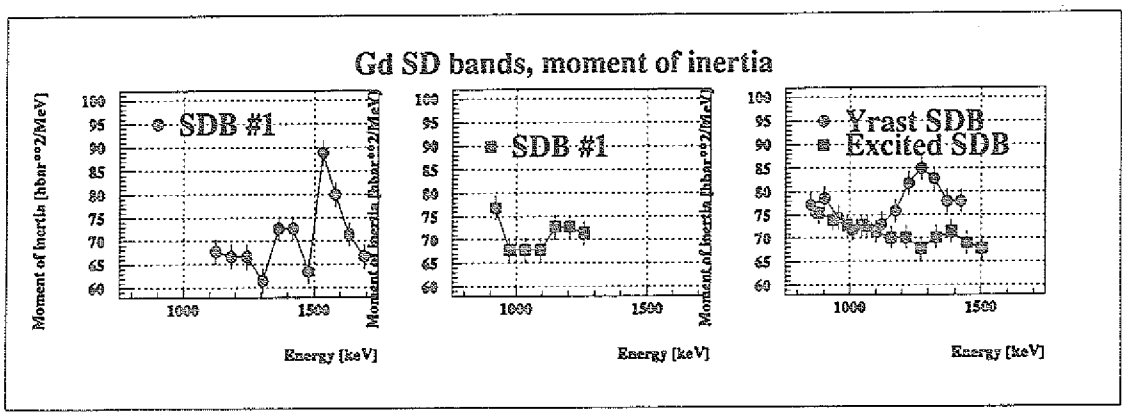


Abbildung 5.9: Die Trägheitsmomente der SD Banden in ^{144,145,146}Gd.

Kapitel 6

Entwicklung eines gekapselten Ge-Detektors

Die Untersuchung von Kernzuständen mit großen Drehimpulsen unter Verwendung von γ-spektroskopischen Methoden hat in den letzten Jahren durch die Entdeckung einer Vielzahl neuer und unerwarteter Phänomene, zu denen insbesondere die Superdeformation gehört, eine Renaissance erfahren. Um die dabei aufgeworfenen neuen Fragestellungen im Detail untersuchen zu können, müssen in Zukunft Kernzustände bei hohen Anregungsenergien oder extremen Werten des Spinzs untersucht werden. Dazu ist ein Präzisions-γ-Spektrometer erforderlich. Im Rahmen einer internationalen Zusammenarbeit soll im EUROBALL-Projekt ein solches 4π-Detektorsystem mit erheblich verbesserten Eigenschaften realisiert werden. Von G. Hebbinghaus und R.M. Lieder ist zur Realisierung ein CLUSTER-Detektor vorgeschlagen worden [EB888] [GL92].

Die Problematik bei der Verbesserung bestehender γ-Spektrometer besteht in der begrenzten Größe der Ge-Kristalle. Die Qualität eines Spektrometers kann durch die Energieauflösung, das "peak to total" Verhältnis P/T und die Photoansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{ph} angegeben werden. Die beiden letzteren Größen können nur dadurch verbessert werden, daß die effektive Größe der Ge-Kristalle des Detektors vergrößert wird. Die Größe der hochreinen Ge-Kristalle ist jedoch begrenzt. Auch von zukünftigen Weiterentwicklungen in der Kristallzüchtung kann man keine Vergrößerung der Kristalle auf Durchmesser von über 100–120 mm erwarten, ohne Qualitätsmängel in der Reinheit in Kauf zu nehmen. Bisher bestehen Anti-Compton-Spektrometer aus einem Ge-Detektor und einen ihn umgebenden Szintillationsdetektor. Mit einer solchen Anordnung kann festgestellt werden, ob im Ge-Detektor ein Photeffekt oder eine unerwünschte Comptonstreuung stattgefunden hat, da das gestreute γ-Quant im Szintillationsdetektor nachgewiesen wird, wie dies in Kap. 3.4 beschrieben wurde. Die Verbesserungsmöglichkeiten für diesen Detektortyp erscheinen weitgehend ausgeschöpft. Ein Ausweg ist die Entwicklung und Verwendung zusammengesetzter Detektoren. Hierbei wird nicht mehr jeder einzelne Ge-Kristall von einem individuellem Anti-Compton Detektor umgeben, sondern mehrere Ge-Kristalle besitzen einen umgebenden Anti-Compton Detektor. Durch das somit größere effektive Ge-Volumen ist

eine Verbesserung der Qualität des Detektors möglich. Der CLUSTER-Detektor ist eine mögliche Realisierung eines zusammengesetzten Detektors. Er besteht aus 7 großen "hexakonischen" HPGe-Kristallen, deren ursprünglich zylindrische Grundform zum Target hin hexagonal angeschliffen ist. Die erreichte Packung der Detektorkristalle ist damit sehr kompakt. Gemeinsam sind die Ge-Detektoren seitlich und nach hinten von einem BGO-Anti-Compton Detektor umgeben. Abb. 6.1 zeigt ein Schnittmodell des CLUSTER-Detektors. Durch die Verwendung von CLUSTER-Detektoren dieser Geometrie ist es möglich, einen Anteil von 65% des gesamten Raumwinkels von 4π durch Germanium abzudecken. Dadurch kann eine sehr hohe Ansprechwahrscheinlichkeit des CLUSTER-Detektors erreicht werden. Wenn die Energie eines γ-Quants in zwei benachbarten Ge-Detektoren absorbiert wird, so können diese beiden Energien aufsummiert werden (*add-back mode*). Durch diesen *add-back mode* erhält man eine höhere Photopeak-Ansprechwahrscheinlichkeit als mit einem einzelnen Compton-unterdrückten Ge-Detektor. Das peak-to-total Verhältnis für einen CLUSTER-Detektor mit Anti-Compton Detektor beträgt $(P/T)_{suppr.} = 0,78$. Bei Experimenten am Strahl tritt aufgrund der Geschwindigkeit der Rückstoßkerne eine Dopplerverbreiterung auf, deren Größe vom Detektoröffnungswinkel abhängt. Der Öffnungswinkel des CLUSTER-Detektors ist mit $\Omega = 0,91\%$ größer, als bei den bisherigen Anti-Compton-Spektrometern. Diese Dopplerverbreiterung kann jedoch verringert werden, wenn man annimt, daß der Detektor, in dem die meiste Energie deponiert wurde, als erster getroffen wurde. Aus Simulationsrechnungen geht hervor, daß diese Annahme für 98% der Ereignisse richtig ist.

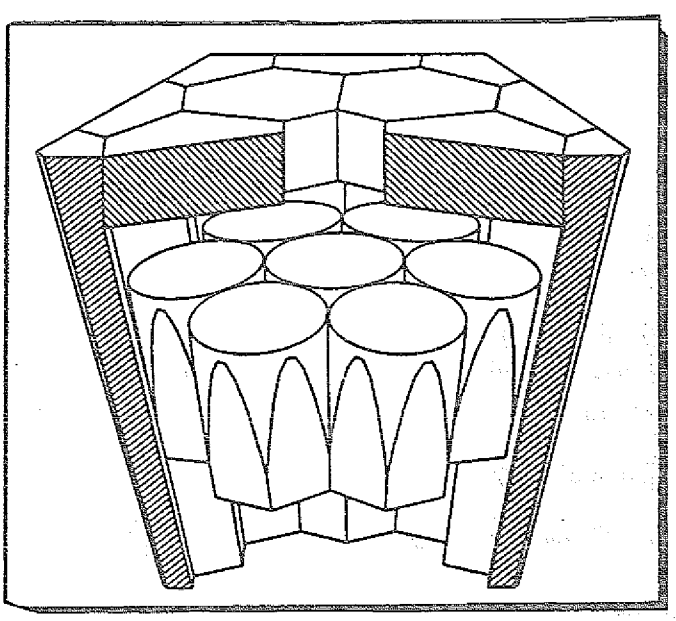


Abbildung 6.1: Cluster-Detektor

Bei den verwendeten Ge-Kristallen handelt es sich um das größte und dabei reinste Material, das gegenwärtig hergestellt werden kann. Die Zuverlässigkeit der Detektoren wird durch die Oberflächenpassivierung begrenzt und stellt einen nicht zu vernachlässigenden

Faktor dar. Beim Einbau in den Kryostaten beträgt die Erfolgsquote, einen funktionsfähigen Detektor zu erhalten daher deutlich weniger als 100%. Es ist unvermeidlich, daß Ge-Detektoren, die zur *in beam*-Spektroskopie benutzt werden, durch die schnellen Neutronen aus der Reaktion geschädigt werden. Die entstehenden Gitterdefekte in der Kristallstruktur können durch Ausheizen des Kristalls regeneriert werden. Durch dabei freiwerdende Ausgasungen organischer Komponenten im Kryostaten oder durch Öldampf der Vakuumpumpen ist dabei eine Schädigung der passivierten Kristalloberfläche möglich. Die Erfolgsrate beim Ausheilen der Neutronenschäden beträgt > 95%. Würden alle Ge-kristalle in einem gemeinsamen Kryostaten betrieben, würde eine unpraktikable, weil zu geringe Erfolgsquote erzielt. Um den CLUSTER-Detektor zu realisieren, ist es erforderlich, die einzelnen Ge-Kristalle mit einer Kapselung zu versehen, bevor sie in einen gemeinsamen Kryostaten eingebaut werden. Dadurch kann jeder Detektor individuell getestet werden, bevor der — nunmehr unkritische — Einbau erfolgt.

Bei der Entwicklung des Verfahrens zur Kapselung von Ge-Detektoren müssen eine Reihe von Voraussetzungen erfüllt werden.

- Schutz der hochempfindlichen Detektoroberfläche. Dazu muß der Ge-Kristall unter Ultrahochvakuum (UHV) eingeschlossen werden. Das UHV muß während der gesamten Lebensdauer des Detektors von einigen Jahren beibehalten werden.

- Minimierung der Wechselwirkung der zu messenden γ-Strahlung mit der Kapsel. Die Menge verwendeter Werkstoffe soll minimal sein.

- Kompakte Bauform. Der Abstand zweier Kristalle innerhalb des CLUSTER-Detektors soll minimal sein. Entsprechend dünn muß die Wandstärke der Kapsel sein. Zwischen der Ge-Oberfläche und der Wand soll nur ein minimaler Abstand sein.

- Möglichkeit zur einfachen Regeneration von Neutronenschäden. Der Ge-Kristall muß dazu bei einer Temperatur von etwa 150 ^{0}C ausgeheizt werden können. Die Kapselung muß auch bei dieser Temperatur ihre Funktion efüllen.

- Die Kapsel muß einen Getter enthalten, der bei der Arbeitstemperatur von etwa -196 ^{0}C und der Ausheiztemperatur wirksam ist und während der Lebensdauer des Detektors (ca. 10 Jahre) seine Pumpwirkung behält.

- Montage an einen Kühlrahmen.

- Realisierung einer "hexakonischen" Form. Eine kompakte Packung der Ge-Detektoren innerhalb eines zusammengesetzten Detektors kann mit der herkömmlichen, zylindrischen Form der Detektoren nicht erreicht werden. Im Beispiel des CLUSTER Detektors werden 7 hexakonische Detektoren eingesetzt, mit denen eine sehr dichte Packung des Germaniums erreicht wird.

- Beachtung detektortechnischer Grundsätze. Insbesondere zählen dazu die Vermeidung von Detektorrauschen, Kriechströmen und Mikrophonie.

Die technische Ausführung des Detektors ist derart, daß der Kristall in einer Kapsel untergebracht ist, die durch einen Deckel verschlossen wird. Abb. 6.2 zeigt eine schematische Darstellung des gekapselten Detektors. Das ultrahochvakuumdichte Verschließen der Kap-

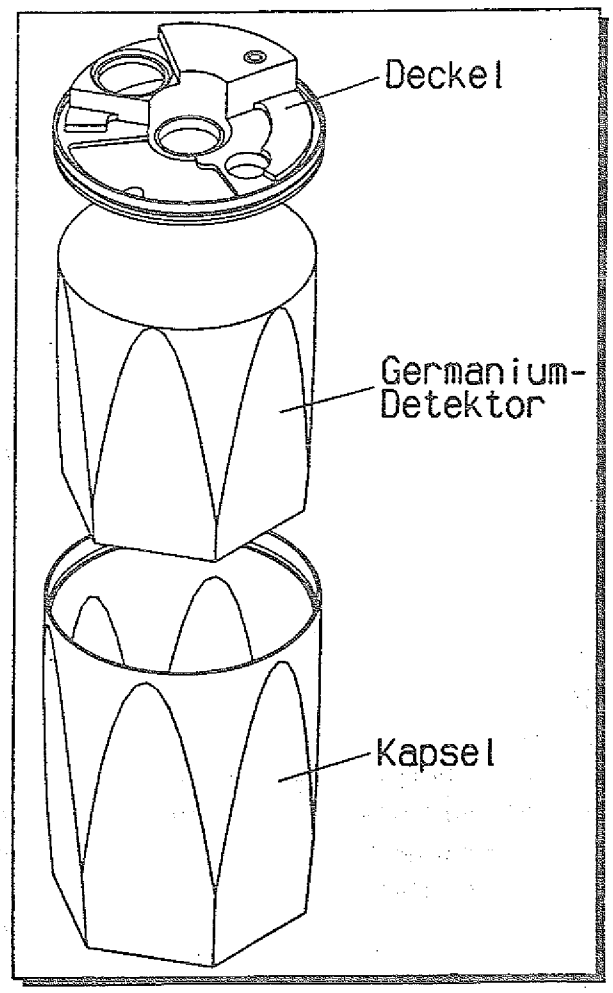


Abbildung 6.2: Gekapselter Detektor

sel geschieht dabei durch Elektronenstrahlschweissen. Durch die spezielle Ausführung des Überganges zwischen Kapsel und Deckel ist sichergestellt, daß während des Schweissens kein verdampftes Material auf der Detektoroberfläche abgelagert werden kann. Es verbleiben keine Lufteinschlüsse in der Schweissnaht, die später zu einer erhöhten Leckrate führen könnten. Die Dimensionierung der Schweissnaht ist so ausgelegt, und die Schweissung selbst wird so ausgeführt, daß der Kristall durch die beim Schweissen auftretende Wärmeentwicklung nicht in Mitleidenschaft gezogen werden kann. Nach dem Verschweissen der Kapsel kann durch ein am Deckel angesetztes Rohr mit einer Pumpe das Vakuum hergestellt werden. Das Ausgasen der Oberflächen in der Kapsel wird während dieser Phase durch zusätzliches Aufheizen beschleunigt. Das Versiegeln der Kapsel geschieht mittels "pinch-off". Dabei wird in einem Arbeitsschritt mit einer Spezialzange das Rohr

zur Pumpe durch Abdrücken vakuumdicht verschlossen und mechanisch durchtrennt. In ausgiebigen Tests hat sich die "pinch-off" Technik als zuverlässige und praktikable Methode erwiesen. Auch nach dem Versiegeln der Kapsel, insbesondere während der Ausheizphasen, läuft in der Kapsel eine Ausgasung ab. Um das anfallende Restgas zu absorbieren, wird ein Gettermaterial in der Kapsel eingesetzt. Dabei handelt es sich um einen elektrisch zu aktivierende Getter. Der Getter besitzt auch bei hohen Temperaturen ein großes Pumpvermögen. Zur Aktivierung wird der Getter elektrisch aufgeheizt. Das führt dazu, daß die Verunreinigungen der Oberfläche die bei der vorhergehenden Lagerung an der Luft entstanden sind abgebrannt werden. Danach besitzt der Getter seine volle Absorptionsfähigkeit. Beim Einbau des Getters in die Kapsel wird darauf geachtet, daß die bei der Aktivierung freiwerdenden Materialien nicht auf die Oberfläche des Ge-Kristalls gelangen können. Die quantitative und qualitative Analyse des in der Kapsel vorhandenen Restgases ermöglichte es, einen optimalen Getter zu wählen. Dessen Arbsorptionsvolumen und Pumpgeschwindigkeit sind dem Zweck angepaßt, wobei auf ein minimales Volumen des Getters geachtet wurde. Die erforderliche Pumpgeschwindigkeit muß bei den hohen Temperaturen während des Ausheizens der Neutronenschäden eingehalten werden können, da gerade dann die Ausgasung des in der Kapsel befindlichen Materials am höchsten ist. In Testreihen wurde ermittelt, daß das Absorptionsvermögen des Getters groß genug ist, um die während der Detektorlebensdauer anfallenden Ausheizzyklen sicher zu überstehen. Die Getteraktivierung erfolgt vor dem pinch-off.

Zur Konstruktion der Kapsel wurden Festigkeitsrechnungen mit der Finite Elemente Methode (FEM) durchgeführt. Die Spannungsverteilung im Material wurde in diesen Rechnungen bestimmt. Der unterschiedliche Druck im Inneren und Äußeren der Kapsel wurde dabei berücksichtigt. Den veränderten Materialeigenschaften bei niedrigen wie hohen Temperaturen konnte in den FEM Simulationen Rechnung getragen werden. Aufgrund der Ergebnisse der FEM Rechnungen wurde AlMg4,5Mn als Material für die Kapsel gewählt. Aluminium als Hauptbestandteil der Legierung ist wegen der geringen Ordnungszahl günstig, da die Wechselwirkung mit γ-Strahlung geringer als bei schwereren Elementen ist. Die Eigenschaften sind gerade für Ultrahochvakuumanwendungen gut geeignet. Die spezielle Legierung hat eine Zusammensetzung von Al mit einem Zusatz von 4,0–4,9% Mg, 4,0-5,0% Cu, 0,05–0,25% Br und 0,6–1.0% Mn. Der für die Wandstärke des Kapsel maßgebliche Elastizitätsmodul ist für alle Al Legierungen etwa konstant. Die Festigkeit und die Streckgrenze sind bei dieser Legierung aber besonders hoch. Auch bei 150 ^{0}C wird die Streckgrenze des Materials nicht erreicht. Auch bei diesen Temperaturen ist eine plastische Verformung ausgeschlossen. Aus den Ergebnissen der FEM-rechnungen entnimmt man, daß die Seitenwände der Kapsel durch die hexakonische Form besonder stabil sind. Die maximale Durchbiegung tritt am Boden der Kapsel auf und beträgt $\approx 0,22\ mm$. Die Stärke der Kapselwand beträgt nur 0,7 mm.

Um die hexakonische Form der Kapsel unter hoher Maß- und Formgenauigkeit herstellen zu können, wurde sie mit Funkenerosion produziert. Der Deckel der Kapsel ist so konstruiert, daß er an einem Kühlrahmen großflächig montiert werden kann. Die damit erreichte hohe Wärmeleitung ermöglicht es, die Detektorwärme beim Einkühlen schnell über den

Kühlfinger abzuführen und tiefe Temperaturen zu erreichen.

Im Deckel der Kapsel befinden sich zwei elektrische Durchführungen. Während der äußere Kontakt des Ge-Kristalls auf Masse liegt, wird der innere Kontakt über die erste Durchführung herausgeführt. Über diese Durchführung wird die zum Betrieb notwendige Hochspannung an den Kristall angelegt und das Detektorausgangssignal aus der Kapsel dem Vorverstärker zugeführt. Eine zweite Durchführung dient dazu, die Spannung an den elektrisch zu aktivierenden Getter anzulegen. Beide Durchführungen müssen mehrfache, hohe Anforderungen gleichzeitig erfüllen. Es mußte eine Technik zur Verbindung der keramischen Durchführungen mit dem Aluminiumdeckel gefunden werden, die UHV Ansprüchen genügt. Sie muß so ausgeführt sein, daß über den Temperaturbereich von -196 ^{0}C bis 150 ^{0}C keine Schäden durch Haarrisse auftreten. Die Durchführung und die Verbindungstechnik sollen wiederum auf kleinstem Raum und mit minimalem Materialaufwand realisiert werden. Eine kommerzielle Durchführung wurde dafür ausgewählt, und mittels Reibschweißen und Elektronenstrahlschweißen mit dem Deckel verbunden.

Der FET des Vorverstärkers kann auf der Kapsel montiert werden. Der FET wird somit unmittelbar mit dem Detektor im Kryostaten auf LN_2 Temperatur gekühlt. Der Vorverstärker muß in AC-Kopplung betrieben werden, damit der Detektor zusammen mit der Kapsel auf Massepotential gelegt werden kann. Damit wird die Arbeit mit mehreren gekapselten Detektoren innerhalb eines Kryostaten wesentlich vereinfacht.

Die Prototypentwicklung des hexagonalen gekapselten Ge-Detektors erfolgte in drei Schritten:

- Herstellung eines hexagonalen Ge-Detektors.
- Kapselung eines zylindrischen Ge-Detektors.
- Kombination der Technologie aus beiden obigen Schritten zur Realisierung des hexagonalen gekapselten Ge-Detektors.

Bei der Herstellung des hexagonalen Ge-Detektors sind wir von einem koaxialem n-Typ Detektor ausgegangen. Die Eigenschaften dieses Detektors, wie Energieauflösung, Zeitaufßoung und die Ansprechwahrscheinlichkeit wurden bestimmt. Erst danach wurde der Kristall in eine hexagonale Form geschliffen. Dieses Vorgehen wurde gewählt, um zwischen den Kristalleigenschaften und dem Einfluß der hexagonalen Form unterscheiden zu können. Sowohl der zylindrische, als auch der hexagonale Detektor zeigen eine sehr gute Energieauflösung und eine symmetrische Linienform. Aus der Untersuchung der Linienform des hexagonalen Detektors kann man schließen, daß die Störung des elektrischen Feldes durch die hexagonale Form keinen negativen Einfluß auf die Eigenschaften des detektors hat. Auch die Zeitauflösung beträgt bei beiden Detektoren mit etwa 5–9 ns, wie es für große koaxiale Detektoren typisch ist.

Der Prototyp eines gekapselten Detektors wurde in Zusammenarbeit des Instituts für Kernphysik und der Zentralabteilung für Technologie des Forschungszentrums Jülich, des Instituts für Kernphysik der Universität Köln und der französischen Firma Intertechnique,

Straßburg gebaut. Seit Februar 1991 steht er für den Experimentbetrieb zur Verfügung. Die Eigenschaften des Ge-Detektors wurden vor dem Einbau in die Kapsel bestimmt, um sie mit den nach der Kapselung erreichten Werten vergleichen zu können. Dabei konnte gezeigt werden, daß die Kapselung auf die Eigenschaften des Ge-Detektors keinen negativen Einfluß hat. Für den Prototyp wurde ein Ge-Detektor der Firma Intertechnique mit einer relativen Ansprechwahrscheinlichkeit von 25% verwendet. Mit dem AC-gekoppeltem Vorverstärker hat er eine Energieauflösung von 2,0 keV bei einer γ-Energie von 1,33 MeV. Der gekapselte Detektor wurde mehrfachen Temperaturzyklen zwischen flüssig Stickstoff- und Raumtemperatur unterzogen, ohne daß dadurch Schäden aufgetreten sind. Im Oktober 1991 wurde der Detektor einer Neutronenstrahlung ausgesetzt, wie sie bei den Experimenten auftritt, in denen gekapselte Detektoren eingesetzt werden sollen. Die Bestrahlung wurde am FN-Tandem der Universität Köln mit einer Fusion-Verdampfungs-Reaktion vorgenommen, bei der eine Dosis von $2 \cdot 10^9$ n/cm^2 erreicht wurde. Der Ge-Detektor zeigte daraufhin eine Neutronenschädigung, die man an der unsymmetrischen Linienform mit einer abgeflachten niederenergetischen Flanke bei einer reduzierten Energieauflösung von 2,5 keV erkennt. Daraufhin wurde der gekapselte Detektor aus dem Kryostaten ausgebaut, und bei einer Temperatur von 106 ^{0}C in einem konventionellem Ofen während 3 Stunden regeneriert. Durch die Regeneration konnte die symmetrische Peakform mit einer Energieauflösung von 2,0 keV wiederhergestellt werden.

Die Vorteile des gekapselten Detektors folgen aus einer grundsätzlichen Überlegung. Jeder Ge-Detektor wird aus zwei Gründen im Vakuum betrieben. Zum ersten muß die höchstreine und empfindliche Kristalloberfläche geschützt werden. Ohne ein hervorragendes Vakuum würde die Oberfläche sehr schnell verschmutzt werden, und der Detektor somit funktionsuntüchtig werden. Der zweite Grund ist, daß die gute Auflösung des Detektors nur erreicht wird, wenn er mit LN_2 bei niedrigen Temperaturen betrieben wird. Aus thermischen Gründen wird er daher innerhalb eines Kryostaten in einer Vakuumumgebung betrieben. Bei einem herkömmlichen Detektor erfüllt ein Vakuum diese beiden Aufgaben. Demgegenüber sind beim gekapselten Detektor das Detektorvakuum und das Kryovakuum entkoppelt. Die offensichtlichen Vorteile des gekapselten Detektors, die aus dieser Entkoppelung resultieren, sind:

- Schutz der hochempfindlichen Detektoroberfläche. Die Kapsel des Detektors bleibt während der gesamten Lebenszeit des Systems versiegelt. Auch bei der kritischen Phase der Regeneration des Kristalls, bleibt die Kristalloberfläche ungefährdet, da während des Ausheizens des Detektors keine externe Pumpe zur Aufrechterhaltung des Vakuums angeschlossen wird.

- Leichte Handhabung.

- Leichte Austauschbarkeit. Innerhalb eines zusammengesetzten Detektors kann ein Ge-Detektor ausgetauscht werden, ohne die Funktion der anderen Detektoren im gleichen Kryostaten zu gefährden. Ein zusammengesetzter Detektor wie der CLUSTER erreicht erst durch die Verwendung der gekapselten Detektoren eine praktikable Zuverlässigkeit im Experimentbetrieb.

- Problemlose Regeneration von Neutronenschäden. Sie kann in einem Standardofen erfolgen. Im Vergleich zur Regeneration eines konventionellen Detektors ist die Regeneration gekapselter Detektoren mit einem wesentlich geringerem Zeitaufwand verbunden. Dazu kommt, daß mehrere Detektoren gleichzeitig in einem Ofen ausgeheizt werden können. Zur Vorbeugung einer Oxidation des Aluminiums bei hohen Temperaturen an der Luft kann der Detektor dabei unter Edelgasatmosphäre gehalten werden, ohne das Verfahren spürbar zu erschweren.

- Beliebiges Zusammenfügen zu CLUSTER-Detektoren und anderen Geometrien.

Die Kapselung von Germanium-Detektoren ist eine Schlüsseltechnologie für die Realisierung zusammengesetzter Ge Detektoren, auf denen das Design des 4π-γ-Spektrometers EUROBALL basiert. Mit den Ergebnissen aus dem Betrieb des Prototyps eines gekapselten Detektors konnte die Beherrschung dieser Technologie eindrucksvoll vorgeführt werden. Darüber hinaus lassen die deutliche Vorteile des gekapselten Detektors einen Einsatz als Standarddetektor in vielen Bereichen außerhalb der 4π-Spektrometer erwarten.

Seit 1991 wurde der hexakonische gekapselte Ge-Detektor entwickelt. Aufgrund der komplizierten Geometrie mußten eine ganze Reihe zusätzlicher technischer Probleme gelöst werden. So mußte das Kapselvolumen hinter dem Ge-Detektor reduziert werden, um die Größe des Anti-Compton-Detektors zu reduzieren. Eine spezielle Kristallschleifvorrichtung mußte konstruiert werden, um die zylindrischen Ge-Kristalle in die hexakonische Form schleifen zu können. Bis heute sind 8 funktionstüchtige hexakonische gekapselte Ge-Detektoren hergestellt worden. Ein hexagonaler gekapselter Ge-Detektor ist in Abb. 6.3 abgebildet.

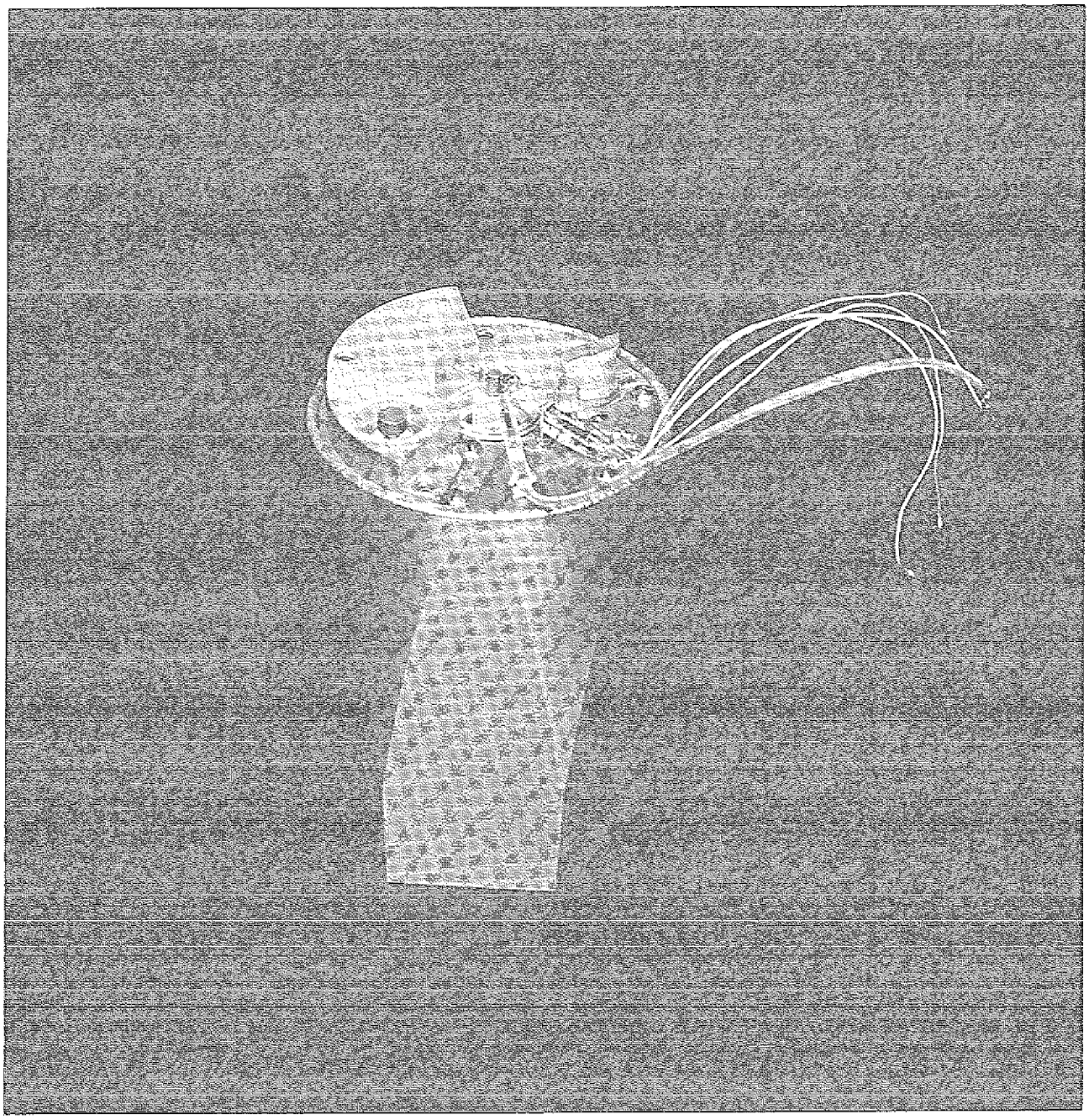


Abbildung 6.3: Der hexagonale gekapselte Ge-Detektor.

Anhang A

Niveaudiagramme der Gd Kerne

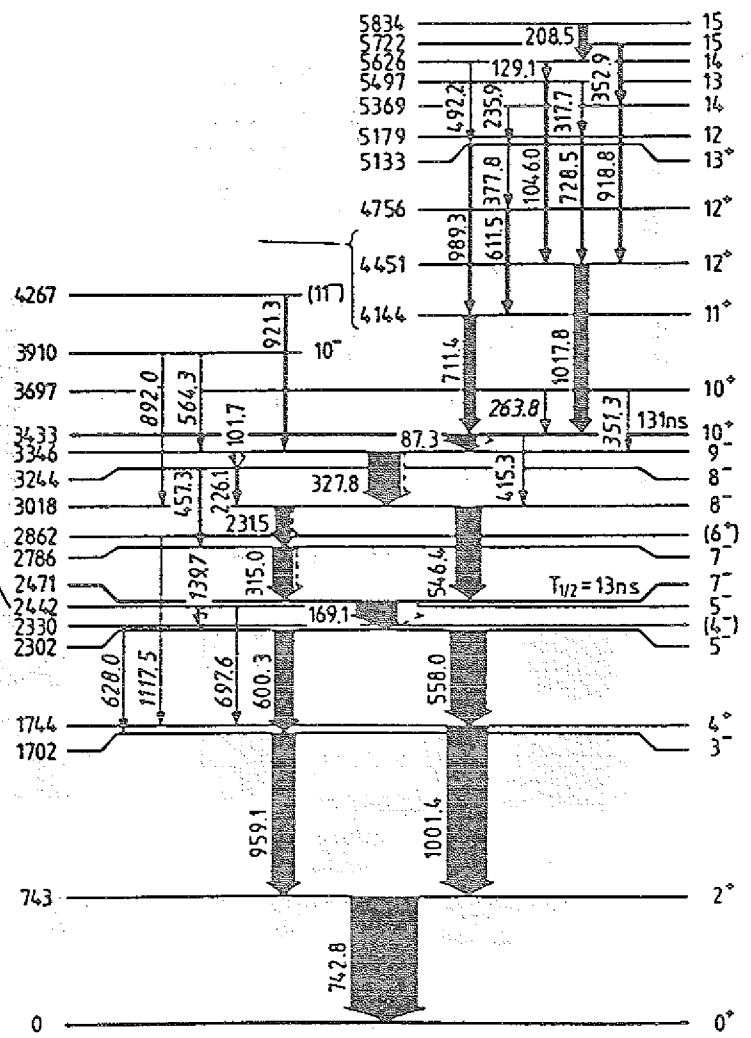


Abbildung A.1: Niveaudiagramm des Kerns ^{144}Gd aus einer (α,4n) und (^{3}He,3n) Reaktion nach [LJR+84]. Ein Isomer mit $T_{1/2} = 131\ ns$ liegt bei $I^\pi = 10^+$.

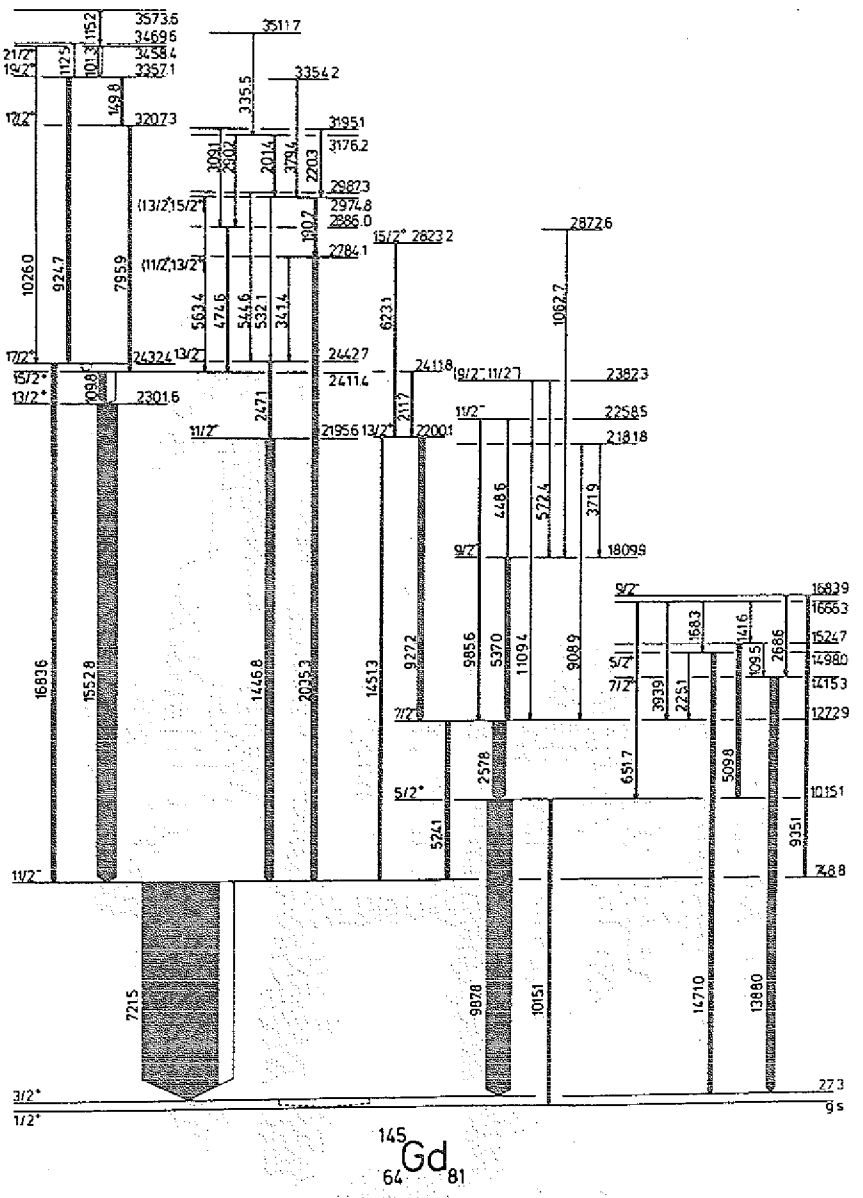


Abbildung A.2: Niveaudiagramm des Kerns ^{145}Gd aus einer (^{3}He,2n) Reaktion nach [BHZ+83].

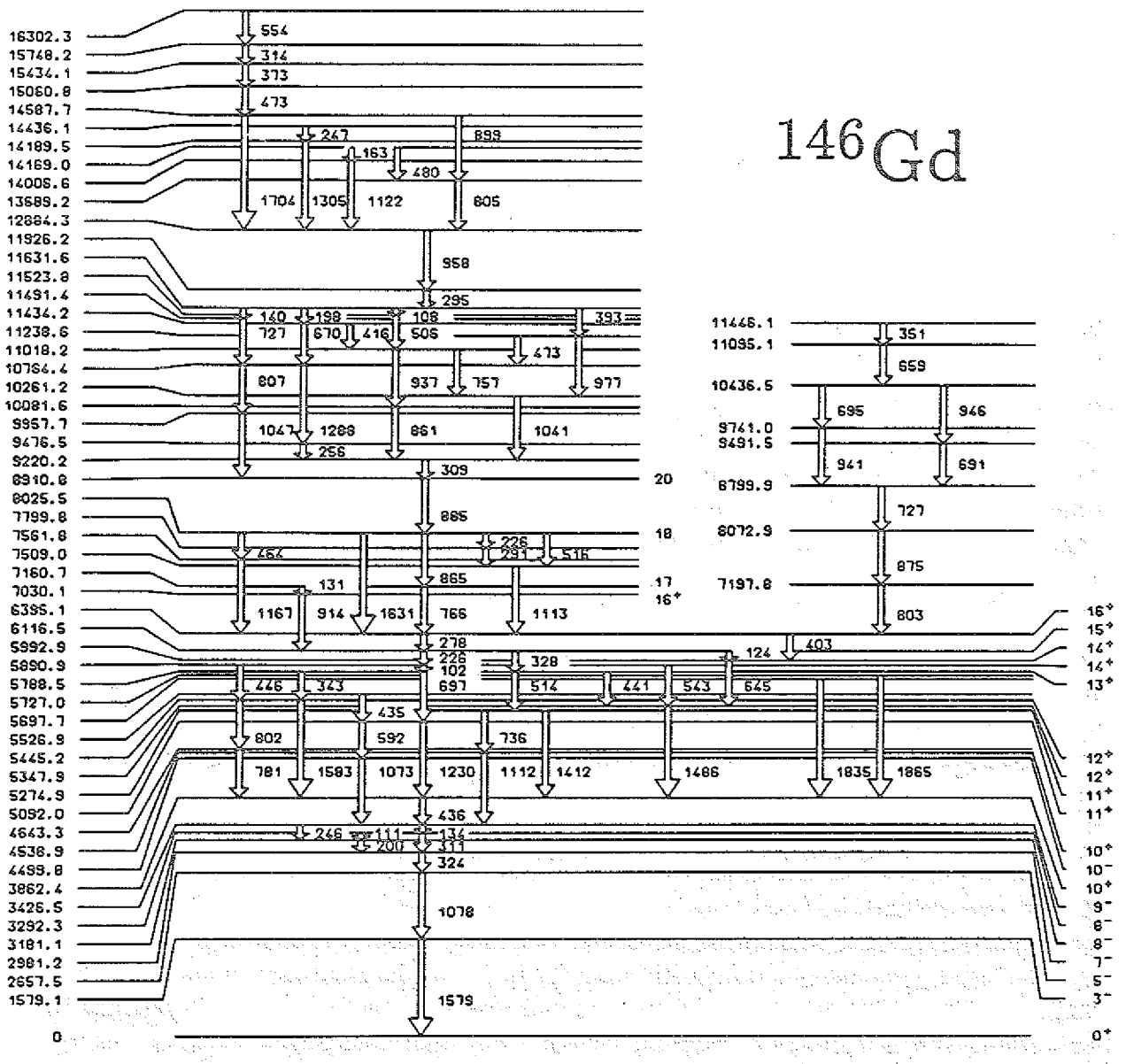


Abbildung A.3: Niveaudiagramm des Kerns ^{146}Gd nach [W+89]. Der $I = 20$ Zustand bei E=8910.8 keV ist ein Isomer mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 4{,}3$ ns.

Anhang B

Die MATRIX Programmbibliothek

Mit der *MATRIX* Programmbibliothek steht ein neues Werkzeug zur Off-line Analyse von Datensätzen aus Koinzidenzexperimenten zur Verfügung.

Die experimentellen Möglichkeiten und Methoden der γ-Spektroskopie haben sich über die letzten Jahre hinweg weiterentwickelt. Das ursprüngliche *OSIRIS* Detektorsystem aus 12 ACS ist um einen BGO-Ball aus 48 Elementen erweitert worden [Heb88]. Ein Particle Identification Telescope soll die Messung von Teilchen-γ-Koinzidenzen ermöglichen [PIT]. Ein Detektor zur Identifikation der Rückstoßkerne ist in Kombination mit *OSIRIS* bereits im Einsatz [REC]. Der Einsatz eines *CLUSTER* Detektors [CLU] der zunächst in Verbindung mit *OSIRIS* benutzt werden kann ist in nächster Zukunft möglich.

Diese bereits verfügbaren oder demnächst zum Einsatz kommenden zusätzlichen Detektoren eröffnen neue experimentelle Möglichkeiten. Um die so gewonnenen Informationen aus den Experimenten auch ausnutzen zu können, ist auch eine Weiterentwicklung der Analyse nach den Experimenten erforderlich. Ein wesentlicher Schritt in der Analyse der neuen Experimente ist zwar auch weiterhin noch die Untersuchung von E_γ-E_γ Koinzidenzmatrizen. Die möglichen Bedingungen zur Erstellung dieser sind jedoch enorm gewachsen. Entsprechend der Verfeinerung der Experimente, wird die Software zur Analyse verbessert.

Es gibt zwei wesentliche Forderungen an die Auswertesoftware. Zunächst wird von den Programmen eine größere Flexibilität gefordert. Das heißt konkret, es soll möglich sein, nicht nur wie bisher gewohnt mit standardisierten E_γ-E_γ Koinzidenzmatrizen in einer Auflösung von $(4k)^2$ 2byte Einträgen zu arbeiten. Ergebnisse kann man vielmehr auch aus der Untersuchung von Energie-Zeit-, Summenenergie-Fold- oder Energieverlust-Gesamtenergie-Matrizen gewinnen. Diese haben im allgemeinen jedoch eine geringere Auflösung als die bisher verwendeten E_γ-E_γ Koinzidenzmatrizen. Dies führt zu einer quantitativen Forderung nach einer größeren Flexibilität der Programme. Desweiteren gibt es eine Reihe von Fragestellungen, die im Prinzip mit verfügbaren Programmen gelöst werden können. Dabei ist der zu investierende Arbeitsaufwand, um zu dem gewünschten Ergebnis zu gelangen, jedoch unverhältnismäßig groß. Dazu gehört zum Beispiel das Optimieren der Fenster bei der Erzeugung von Summenspektren von SD Banden deren Übergänge an der Intensitäts-

grenze der Messung liegen. Es ist wünschenswert, daß Ergebnis einer Veränderung in den gesetzten Fenstern möglichst unmittelbar, d. h. auf dem Bildschirm, sichtbar zu machen. Dies ist bei den existierenden Programmen nicht der Fall. Um diese Funktion zu erfüllen müssen qualitativ andere Programme erstellt werden. Bei der Implementierung neuer Programme konnte desweiteren von der wesentlich verbesserten Hardware von Computern Gebrauch gemacht werden. Das betrifft die Größe des zur Verfügung stehenden Platzes im Hauptspeicher, der Plattenspeicherkapazität, der CPU Leistung sowie der grafischen Ausgabemöglichkeiten.

B.1 Bestehende Datenformate

B.1.1 Das SHOWPLOT oder IKP Spektrumformat für eindimensionale Histogramme

Das SHOWPLOT oder IKP Spektrumformat für eindimensionale Histogramme wird von einigen existierenden Programmen verwendet. Dazu gehören neben SHOWPLOT auch die Programme GATE, das Memphis Online Display Programm MPS_DISP und SPECFIT. Dieses Format unterstützt nur Integer*4 Einträge. Ein Datenvektor der Länge length Data(1,...,length) wird als

```
+----+----+. . .+----+----+----+. . .+----+----+----+----+----+. . .+----+
|len |              |      T E X T      |   D A T A ( 1 ... LENGTH)   |
+----+----+. . .+----+----+----+. . .+----+----+----+----+----+. . .+----+
  1    2              9                    89                      89+LENGTH
 (longword number)
```

mit

```
     1 longword LENGTH
     7 longwords nicht benutzt
    20 longwords TEXT
(80 characters comment)
LENGTH longwords DATA (1...LENGTH)
```

abgespeichert.

B.1.2 Das GATE Format für zweidimensionale Histogramme

Die Programme GATE und PINUS benutzen ein Format für zweidimensionale Matrizen. Wird eine Matrix M(I,J) als File gespeichert, so werden alle Einträge mit einem festen I als ein Record I gespeichert.

```
+--------+--------+. . .--------+
+ M(1,1) | M(1,2) |      M(1,*) |      +                 record no. 1
+--------+--------+. . .--------+
+ M(2,1) | M(2,2) |      M(2,*) |      +                 record no. 2
+--------+--------+. . .--------+
.        .        .            .
.        .        .            .
.        .        .            .
+--------+--------+. . .--------+
+ M(*,1) | M(*,2) |      M(*,*) |      +                 last record
+--------+--------+. . .--------+
```

Die einzelnen Einträge werden unformatiert gespeichert. Die Filestruktur besteht aus "fixed length records" auf die im "direct access" zugegriffen wird. Hilfsinformationen, oder Kommentare werden bei diesem Format nicht gespeichert. Das GATE Programm unterstützt symmetrische Integer*2 Matrizen, sowie beliebige Integer*4 Matrizen.

B.2 Das MATRIX Datenformat

B.2.1 Matrizen

Die Information eines zweidimensionalen Histogramms wird in zwei Files gespeichert. Die Dateneinträge stehen in einem Datenfile, mit dem Defaultfiletyp *.MAT. Zusatzinformationen über die Matrix sind als Kennung ("matrix tag") in einem getrennten File gespeichert. Dieser hat den Defaultfilenamen *.MAT_TAG.

```
*.MAT
*.MAT_TAG
```

Der Datenfile *.MAT

Alle Einträge mit festem I einer Matrix M(I,J) werden als ein Record, bestehend aus den Einträgen M(I,1), ..., M(I,*) gespeichert. Die einzelnen Einträge werden unformatiert gespeichert. Die Filestruktur besteht aus fixed length records auf die im direct access zugegriffen wird. Aus der Größe der einzelnen Einträge und der Größe der Matrix ergibt sich die Record-Länge. Das Format des Datenfiles ist daher aufwärtskompatibel zu dem oben beschriebenen Format der Programme GATE und PINUS. Die Beschränkung auf Integer*4 Einträge und symmetrische Matrizen entfällt jedoch.

```
+--------+--------+. . .--------+
+ M(1,1) | M(1,2) |      M(1,*) |      +                 record no. 1
+--------+--------+. . .--------+
+ M(2,1) | M(2,2) |      M(2,*) |      +                 record no. 2
```

```
+--------+--------+. . .--------+
.        .        .             .
.        .        .             .
.        .        .             .
+--------+--------+. . .--------+
+ M(*,1) | M(*,2) |      M(*,*) |      +                last record
+--------+--------+. . .--------+
```

Der Matrix Tag File *.MAT_TAG

Der MATRIX_TAG enthält folgende Informationen, die bei der Arbeit mit Matrizen nützlich sein können:

- Eine Überschrift
- Einen Kommentar
- Für die x- y- und z-Achse der Matrix
  - Die auf dieser Achse aufgetragene Größe
  - Die benutzte physikalische Einheit
  - Die Eichung, bestehend aus
    - der Art der verwendeten Eichung
    - den Eichparametern
  - Die Anzahl der Kanäle oder Einträge dieser Achse
- Der Datentyp der Einträge

Die gewünschte Eichung wird durch maximal 10 Parameter bestimmt. Die analytische Form kann beliebig sein. Fest implementiert sind

- Eine lineare Eichung Für die Option CALIB_TYPE='LINEAR' wird eine Eichung der Form physikalische Größe = CALIB_PARAMETER(1) + CALIB_PARAMETER(2)*Kanal benutzt.
- Eine logarithmische Eichung Für die Option CALIB_TYPE='LOG' wird eine Eichung der Form physikalische Größe = $10^{Kanal/CALIB\_PARAMETER(1)}$ benutzt.

Einen "Kanal 0" gibt es nicht. Der erste Kanal wird immer als "Kanal 1" bezeichnet. Dadurch entspricht die Recordnummer der Kanalzahl.

Die implementierten Datentypen sind

- Integer*2

- Integer*4
- Real*4

Eine Erweiterung ist möglich.

Die Anzahl der Kanäle oder Einträge der z-Achse ist nicht relevant und kann beliebig gewählt werden.

Diese Informationen werden als eigener File gespeichert.

```
+--------------+
+ matrix_tag  +          *.MAT_TAG
+--------------+
```

Für das Beispiel einer 4k*4k großen $E_\gamma E_\gamma$ Koinzidenzmatrix aus Integer*2 Einträgen mit einer linearen Eichung E_γ = 0,6 keV/channel * Kanalnummer + 0,0 keV sieht der Matrix_Tag File wie folgt aus:

```
ENERGY VS. ENERGY CORRELATION MATRIX
This is an example for the formatted matrix tag of an 4k*4k energy gamma-gamma
matrix of INTEGER*2 type.
DESCR  3
DESCR  4
DESCR  5
DESCR  6
DESCR  7
DESCR  8
DESCR  9
DESCR  10
ENERGY 1
KEV
LINEAR
  0.0000000E+00  0.6000000      0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00
  0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00
        4096
ENERGY 2
KEV
LINEAR
  0.0000000E+00  0.6000000      0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00
  0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00
        4096
INTENSITY
COUNTS
LINEAR
  0.0000000E+00   1.000000      0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00
  0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00  0.0000000E+00
```

```
        1024
INTEGER*2
```

Die Informationen werden formatiert gespeichert. Daher kann der *.MAT_TAG mit einem Texteditor erstellt, geprüft und modifiziert werden. Innerhalb eines FORTRAN Programms kann die gesamte Information des Files MAT_TAG als eine strukturierte Variable vom Typ MATRIX_TAG bearbeitet werden. Die Definition ist

```
STRUCTURE /AXIS_TAG/
  CHARACTER*80 NAME
  CHARACTER*10 UNITS
  CHARACTER*10 CALIB_TYPE
  REAL*4 CALIB_PARAMETER(1:10)
  INTEGER*4 NUMBERS
END STRUCTURE

STRUCTURE /MATRIX_TAG/
  CHARACTER*80 NAME
  CHARACTER*128 DESCRIPTION(1:10)
  RECORD /AXIS_TAG/ X, Y, Z
  CHARACTER*10 Z_TYPE
END STRUCTURE
```

Diese Definition ist in der MATRIX.TLB Textlibrary gespeichert und kann mit

```
INCLUDE 'MATRIX(TAG)'
```

in einem FORTRAN Programm zur Verfügung gestellt werden. Um eine Variable A mit dem Typ MATRIX_TAG benutzen zu können, braucht sie dann nur mit

```
RECORD /MATRIX_TAG/ A
```

definiert zu werden.

B.2.2 Vektoren

Anders als bei 2D Histogrammen, die aus zwei Files bestehen, wird alle Information des Eindimensionale Histogramms in einem File gespeichert. Dieses Datenformat wird als Vektor bezeichnet. Der Defaultfiletyp hierfür ist *.VEC. Analog zu dem Datenformat der bestehenden Programme besteht ein Vektor aus einem SHOWPLOT_HEADER:

```
STRUCTURE /SHOWPLOT_HEADER/
  INTEGER*4 LENGTH, ID(2:7)
  CHARACTER*(80) TEXT
END STRUCTURE
```

dem die Dateneinträge folgen. Hierfür stehen, wie schon bei den zweidimensionalen Histogrammen, unterschiedliche Datentypen zur Verfügung. Der zweite Record des Vektors ist ein MATRIX_TAG.

```
+-----------------+-------------------. . .-------------+
+ Showplot_header |        Data                         +      record no. 1
+-----------------+--+-----------------. . .-------------+
+ Matrix_tag        +                                          record no. 2
+-------------------+
```

Es scheint überflüssig, dieses zusätzliche Format zu verwenden, da eindimensionale Histogramme einfacher als ein Sonderfall der zweidimensionalen Histogramme angesehen werden können, deren erste Achse aus einem einzelnen Kanal besteht. Um jedoch die Kompatibilität zu den bestehenden Programmen zu gewähren, die mit eindimensionalen Histogrammen im SHOWPLOT Format arbeiten, wird dieses dazu aufwärtskompatible Format gewählt. Intern werden Vektoren in Matrizen umgewandelt. Diese werden von den Matrizenroutinen bearbeitet und das Ergebnis wird wieder im Vektorformat gespeichert.

B.3 Benutzung der MATRIX Routinen

Die Programme der MATRIX Bibliothek sind so strukturiert, daß das Hauptprogramm ein Benutzerinterface für die Ein- und Ausgabe bildet. Dieses ruft ein Unterprogramm auf, in dem die eigentlichen Funktionen durchgeführt werden. Damit sieht die Struktur der meisten Programme wie folgt aus:

```
PROGRAM SAMPLE_MAIN

  WRITE 'ENTER ALL YOUR INPUTS...'
  READ  INPUTS

  CALL SAMPLE (INPUTS,OUTPUTS)

  WRITE OUTPUTS

END


SUBROUTINE SAMPLE (INPUTS,OUTPUTS)

  .
  .
  .
```

```
END
```

Der Vorteil einer solchen Untergliederung ist, daß ein Programm sowohl interaktiv benutzt werden kann,

```
$ run sample
ENTER ALL YOUR INPUTS... <input>
OUTPUTS
```

als auch von einem FORTRAN Programm aus als Unterprogramm aufgerufen werden kann.

```
file USER_PROGRAM.FOR
        .
        .
        .
        CALL SAMPLE (INPUT, OUTPUT)
        .
        .
        .
```

Das Benutzerprogramm muß dafür lediglich mit den in der Matrix Objektbibliothek MATRIX.OLB gebunden werden.

```
$ FOR USER_PROGRAM
$ LIN USER_PROGRAM, MATRIX/LIB
$ RUN USER_PROGRAM
```

Die Ein- und Ausgabe der Programme aus der Matrix Bibliothek ist mit den Kanälen INPUT und OUTPUT vebunden. Um interaktiv vom Terminal aus arbeiten zu können, sollten die logischen Namen, z. B. im LOGIN.COM als

```
$ DEFINE        INPUT           SYS$INPUT
$ DEFINE        OUTPUT          SYS$OUTPUT
```

definiert werden. Analog hierzu kann so auch eine Verbindung zu einem File für die Eingabe oder die Ausgabe hergestellt werden.

Solche Files, die bei der Bearbeitung mit der MATRIX Bibliothek nur gelesen werden sollen, können vom Benutzer vor unbeabsichtigtem Verlust z. B. durch

```
$ SET/PROTECTION=(S,O:RE,G,W) *.MAT;*
```

geschützt werden. Die Programme der MATRIX Bibliothek öffnen solche Files mit der Option "Readonly". Um eine optimale Nutzung der Programme bei unterschiedlicher Hardware zu ermöglichen, ist bei speicherintensiven Anwendungen eine Anpassung des benutzten physikalischen Speichers vorgesehen. Dadurch kann beispielsweise eine Matrixsymmetrisierung schneller ausgeführt werden, wenn entsprechend mehr physikalischer Speicher zur Verfügung gestellt wird. Neu erzeugte Matrizen werden, wo dies möglich ist, als File in aufeinanderfolgenden Blocks auf der Platte abgespeichert. Dadurch ist bei der Erzeugung wie auch bei jeder folgenden Bearbeitung ein schneller Zugriff sichergestellt. Einem "abstürzen" von Routinen durch mangelnden Speicherplatz während des Schreibens von Files auf die Platte wird vorgebeugt. Bereits beim Öffnen eines Files wird der nötige Platz für den ganzen File reserviert, soweit die Größe bekannt ist.

B.4 Verfügbare Routinen

APPEND_VECTOR_TAG

Anhängen eines Tag an einen existierenden SHOWPLOT File

CH, PH

Umrechnung einer physikalischen Größe in eine Kanalzahl, entsprechend einem angegebenen axis_tag Eichung und umgekehrt.

COPENHAGEN_SUBTRACTION

Durchführung eines Untergrundabzuges nach der Kopenhagener Methode.

FORMAT_MATRIX, UNFORMAT_MATRIX

Herstellen einer (un)formatierten Version einer Matrix.

FORMAT_VECTOR, UNFORMAT_VECTOR

Herstellen einer (un)formatierten Version eines Vektors.

MATRIX_ARITHMETIC

Diverse aritmetische Operationen mit Matrizen.

MATRIX_PROJECTIONS

Erzeugung der Matrixprojektionen.

MATRIX_SHEARING

Scheren einer Matrix. Darunter versteht man die Transformation einer Matrix M(x,y) in eine Matrix M'(x',y')=M(x,y-x). Das bedeutet, der x-Achse von M' entspricht die Diagonale von M.

MATRIX_SYMMETRIZE

Herstellen einer Matrix M' aus M mit M'(x',y')=M(x,y)+M(y,x). Der zur Verfügung gestellte physikalische Speicherplatz kann angegeben werden.

MATRIX_TO_VECTOR, VECTOR_TO_MATRIX

Konversion zwischen Matrix und Vektor.

MATRIX_TRANSPOSE

Herstellen einer Matrix M' aus M mit M'(x',y')=M(y,x).

MATRIX_XYZ_REDUCE_BY

Kompression der x- und y- Kanalzahlen einer Matrix um einen festen Faktor. Änderung des Datentyps der Einträge.

MATRIX_XY_PART

Extrahieren einer Teilmatrix aus einer Gesamtmatrix.

MATRIX_Z_EXTREMA

Suche der Extrema der Einträge einer Matrix.

MATRIX_Z_STATISTICS

Suche der Extrema der Einträge einer Matrix. Erstellung einer Dichteverteilung der z-Achse einer Matrix.

READ_MATRIX, WRITE_MATRIX

Lesen einer Matrix vom File in den virtuellen Speicher, bzw. schreiben vom virtuellen Speicher in einen File.

READ_MATRIX_PART

Lesen einer Teilmatrix vom File in den virtuellen Speicher.

READ_MATRIX_TAG, WRITE_MATRIX_TAG

Lesen oder schreiben eines Matrix_Tag.

READ_VECTOR, WRITE_VECTOR

Lesen eines Vektor vom File in den virtuellen Speicher, bzw. schreiben vom virtuellen Speicher in einen File.

VECTOR_COMPRESS

Komprimieren eines Vektors.

VECTOR_SMOOTH

Smoothing eines Vektors.

VECTOR_Y_EXTREMA

Finden der Extrema innerhalb eines Vektors.

Anhang C

Das ClusterGate Programm

Das ClusterGate Programm CG dient dazu Schnitte in zweidimensionalen Datensätzen zu erzeugen. Die wesentlichen Eigenschaften, besonders im Vergleich mit anderen bestehenden Programmen ähnlicher Aufgabenstellung sollen kurz dargestellt werden.

Das in der Definition der MATRIX Programmbibliothek zugrundegelegte Datenformat wird vollständig unterstützt. Konkret hat das zur Folge, daß die Einsatzmöglichkeiten sehr universell sind. Wie dies in ?? beschrieben ist, können die zu bearbeitenden zweidimensionalen Datensätze sowohl von ihrer Dimensionierung als auch von der Art der Einträge sehr unterschiedlich sein. Die implizite Kalibrierung des MATRIX Formates ermöglicht die Kommunikation mit dem Benutzer durch den Austausch physikalischer Größen anstelle von Kanalnummern.

Das MATRIX Datenformat wird unterstützt. Dadurch können Matrizen beliebiger Größe bearbeitet werden. Diese müssen nicht quadratisch sein. Die Kalibration des MATRIX Datenformates wird genutzt. Dadurch ist es möglich, sämtliche Ein- und Ausgaben in Benutzerkoordinaten, d. h. in physikalischen Größen zu machen. Der Benutzer braucht die Umrechnung in Kanäle nicht selbst zu kennen. Es stehen alle Datentypen für Einträge zur Verfügung.

Bei der Benutzung von Mate Farbterminals (Tektroniks) werden gleichzeitig auf dem Bildschirm dargestellte Spektren verschiedenfarbig wiedergegeben. Wird eine monochrome VAXstation benutzt, so wird der Bildaufbau entsprechend so eingerichtet, daß die Spektren vertikal deutlich getrennt dargestellt werden. Dies geschieht durch die Verwendung unterschiedlicher Setups für die verschiedenen Ausgabegeräte, die in den entsprechenden *.window_setup Files definiert ist.

Dargestellt werden koennen x-Achsen Spektren der Projektion, der als Gate gesetzten Kanäle, der als Untergrundbereich gesetzten Kanäle. Es können y-Achsen Spektren der Projektion, und der erhaltenen Spektren dargestellt werden. Die erhaltenen Spektren wiederum können das aktuell bearbeitete Spektrum, sowie das bisher erzeugte Summenspektrum sein.

Das Ergebnis eines gesetzten Gates wird in Echtzeit berechnet und dargestellt. Diese Methode ist schnell, bequem, ergonomisch und macht es in vielen Fällen unnötig Spektren auf Papier zu plotten.

Eine Erweiterung ist die Option, mit mehreren Matrizen simultan zu arbeiten. Die Auswertung von Experimenten mit Target und Backing wird damit sehr vereinfacht. Auch bei Experimenten, die mit einem dünnen Target ausgeführt wurden, kann ein Vorteil erzielt werden. Eine möglich Anwendung ist es, simultan die erzeugten Gates in Matrizen zu vergleichen, die mit unterschiedlicher Summenenergie-Fold Bedingung oder unterschiedlichem Zeitfenster sortiert wurden.

Das ClusterGate Programm besitzt eine Schnittstelle, mit der eine bearbeitete Gate Definition abgespeichert werden kann. Umgekehrt ist es möglich, vorhandene Gatedefinitionen zu laden und mit dem Programm weiter zu bearbeiten. Damit ist sichergestellt, daß Ergebnisse reproduzierbar sind, da die exakte Definition jedes Summenspektrums jederzeit abrufbar ist. Ferner kann ein und dieselbe Gatedefinition auf verschiedene Matrixcluster angewandt werden. Das gilt, wie sich aus der Nutzung des MATRIX Standards ergibt, natürlich auch für Matrizen verschiedenr Kalibration, aus verschiedenen Experimenten.

C.1 Files zur Benutzung des Programms ClusterGate

C.1.1 CG.FOR

Der Quellcode des Programmes steht im File CG.FOR.

C.1.2 CG.COM

CG.COM wird zum kompilieren und binden einer lauffähigen Version des Programmes benutzt.

C.1.3 CG_SETUP.COM

Durch die Ausführung von CG_SETUP.COM wird das Default Verzeichnis für ClusterGate definiert. Das Programm selbst wird mit CG gestartet.

C.1.4 *.MAT, *.MAT_TAG, *_X.VEC, *_Y.VEC

Die zu bearbeitenden Histogramme müssen im MATRIX Datenformat vorliegen. Neben dem dazugehörenden *.MAT und *.MAT_TAG Files werden die Projektionen jeder der

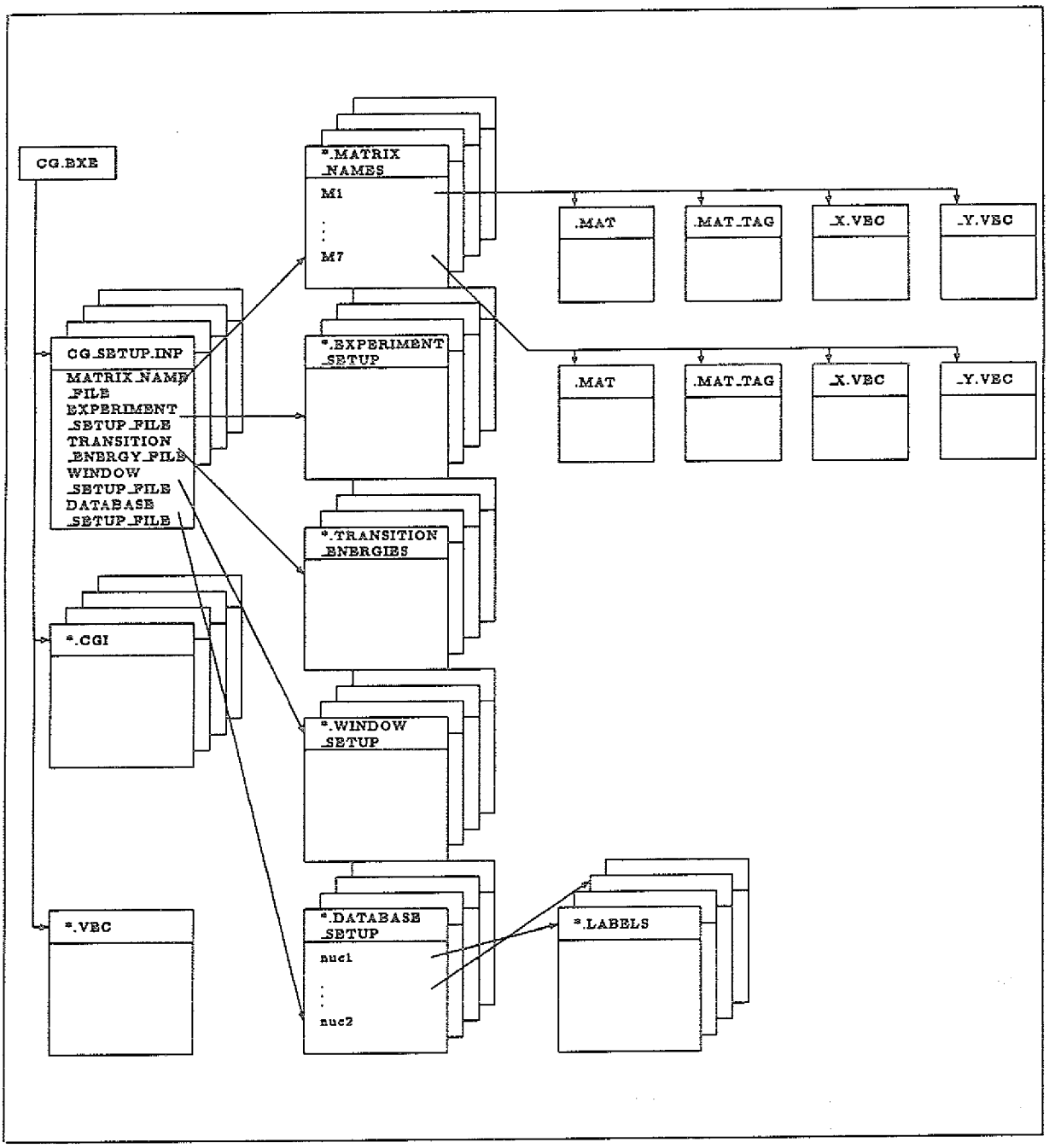


Abbildung C.1: Die ClusterGate Filestruktur

Matrizen benötigt. Diese müssen unter dem Namen *_X.VEC und *_Y.VEC vorliegen. Sie werden am günstigsten mit dem Programm MATRIX_PROJECTIONS der MATRIX Programmbibliothek erzeugt.

C.1.5 *.MATRIX_NAMES

Der File *.MATRIX_NAMES enthält die Namen von Matrix Files die von ClusterGate gleichzeitigt bearbeitet werden sollen. Für die Analyse des Matrixclusters aus den Koinzidenzen der Vorwärtsdetektoren (G2) gegen eine beliebige andere Detektorgruppe (G1, ..., G7) können die Namen als File 145GD_FORWARD.MATRIX_NAMES zusammengefaßt werden:

```
7                                   ! NUM_MATRICES
MATRIX_FILE (1...NUM_MATRICES) :
$10$DKA400:[KAI.EXP.145GD.THICK.90_HMI.SORT4.MATRICES]145GD_G2_G1
$10$DKA400:[KAI.EXP.145GD.THICK.90_HMI.SORT4.MATRICES]145GD_G2_G2
$10$DKA400:[KAI.EXP.145GD.THICK.90_HMI.SORT4.MATRICES]145GD_G2_G3
$10$DKA400:[KAI.EXP.145GD.THICK.90_HMI.SORT4.MATRICES]145GD_G2_G4
$10$DKA400:[KAI.EXP.145GD.THICK.90_HMI.SORT4.MATRICES]145GD_G2_G5
$10$DKA400:[KAI.EXP.145GD.THICK.90_HMI.SORT4.MATRICES]145GD_G2_G6
$10$DKA400:[KAI.EXP.145GD.THICK.90_HMI.SORT4.MATRICES]145GD_G2_G7
```

Im ersten Record wird die Anzahl benutzter Matrizen angegeben. Der zweite Record ist ein Kommentar. Ab dem dritten Record folgen in einzelnen Records die Filespezifikationen.

C.1.6 *.EXPERIMENT_SETUP

THIN_TARGET.EXPERIMENT_SETUP, THICK_TARGET.EXPERIMENT_SETUP

```
0.0262 ! v/c of recoil nucleus at t=0.
1.0 2.0 ! intrinsic resol. and statist. resol. of Ge detectors
0.0 ! recoil cone opening angle
7 ! number of detectors
Angle of detector 1..., opening of detector 1...
25.0     4.
38.3     4.
63.1     4.
90.0     4.
116.9    4.
141.7    4.
155.0    4.
```

Die ersten drei Record werden nicht genutzt. Record 4 gibt die Anzahl benutzter Matrizen an. Record 5 ist ein Kommentar. Ab Record 6 folgen die Winkel der Detektoren zur Strahlrichtung. Die Angabe des Öffnungswinkels wird derzeit von ClusterGate noch nicht benutzt.

C.1.7 *.WINDOW_SETUP

Für die Benutzung von ClusterGate von verschiedenen Terminals stehen unterschiedliche Konfigurartionen für die Bildschirmausgabe zur Verfügung. Diese Berücksichtigen die Unterschiede in der Auflösung des Bildschirms sowie die Möglichkeit Spektren farblich voneinander abzuheben. Dies sind im einzelnen: ATARI.WINDOW_SETUP, MATE.WINDOW_SETUP und VAX3100.WINDOW_SETUP.

C.1.8 *.TRANSITION_ENERGIES

Vor dem Start von ClusterGate werden die Energien der zu untersuchenden Übergänge in einem File *.TRANSITION_ENERGIES definiert.

```
13
Transition energies: 146Gd yrast superdeformed band
826.7 1.0
878.5 1.0
929.4 1.0
983.1 1.0
1038.8 1.0
1093.9 1.0
1148.7 1.0
1201.4 1.0
1250.3 1.0
1297.4 1.0
1345.7 1.0
1397.0 1.0
1448.3 1.0
```

Record 1 gibt die Anzahl der definierten Übergänge an. Record 1 ist ein Kommentar. Ab Record 3 folgen die Energien. Die zweite Angabe nach jeder Energie ist für spätere Optionen vorgesehen. Sie gibt den F Faktor des Überganges an.

C.1.9 *.CGI

Definitionen von Clustergates können gespeichert werden. Sie liegen dann als formatierter Textfile vor und können somit editiert werden. Clustergate Definitionsfiles können von ClusterGate wiederum eingelesen werden.

13

```
  826.7000        1.000000
  878.5000        1.000000
  929.4000        1.000000
  983.1000        1.000000
  1038.800        1.000000
  1093.900        1.000000
  1148.770        1.000000
  1201.400        1.000000
  1250.300        1.000000
  1297.400        1.000000
  1345.700        1.000000
  1397.000        1.000000
  1448.300        1.000000


Detector :            1   90.00000     degree to the beam
          1   90.00000
Transition :            1   826.7000     keV
          1   826.7000
Gate in keV        :
  821.4000       829.8000
Bgd  in keV        :
  771.6000       790.2000
Bgd  in keV        :
  796.8000       799.8000
Bgd  in keV        :
  810.6000       813.0000
Bgd  in keV        :
  832.2000       841.8000
Bgd  in keV        :
  851.4000       857.4000
Transition :            2   878.5000     keV
          2   878.5000
Gate in keV        :
  876.0000       881.4000
Bgd  in keV        :
  824.4000       841.8000
Bgd  in keV        :
  850.8000       857.4000
Bgd  in keV        :
  864.6000       867.6000
Bgd  in keV        :
```

```
  889.2000        901.2000
 Bgd  in keV        :
  906.0000        920.4000
 Transition :            3   929.4000     keV
           3   929.4000
.
.
.
 Transition :           13   1448.300     keV
          13   1448.300
 Gate in keV        :
  1443.000        1449.000
 Bgd  in keV        :
  1425.600        1440.600
 Bgd  in keV        :
  1459.200        1477.200
 END
```

Der *.CGI File beginnt mit der Definition der Übergangsenergien. Dies entspricht dem *.TRANSITION_ENERGIES File. Darauf folgt die Angabe der Bereiche für Gate und Untergrund jedes einzelnen Überganges in jeder der Matrizen.

C.1.10 *.VEC

Mit ClusterGate erzeugte Spektren und Summenspektren können als Vektoren gespeichert werden.

C.1.11 *.DATA_BASE_SETUP

In den Spektren können Markierungen gesetzt werden. Sie bestehen aus der Angabe der Position (Energie) der Marke und einem Text. Dadurch können bekannte Übergänge entsprechend ihrem Ausgangskanal im Spektrum gekennzeichnet werden.

SAMPLE.DATA_BASE_SETUP

```
db:144GD_KNOWN.labels
db:145GD_more.labels
db:146GD_KNOWN.labels
db:142SM_KNOWN.labels
db:110pd.labels
db:197au.labels
db:207bi.labels
db:27al.labels
```

C.1.12 CG_SETUP.INP

CG_SETUP.INP wird von ClusterGate benutzt, um festzustellen, welcher *.MATRIX_NAMES, *.EXPERIMENT_SETUP, *.TRANSITION_ENERGIES, *.WINDOW_SETUP und .DATA_BASE_SETUP File benutzt werden soll.

```
CGDIR:DS10_SHEARED.MATRIX_NAMES
CGDIR:THIN_TARGET.EXPERIMENT_SETUP
CGDIR:RIDGE.TRANSITION_ENERGIES
CGDIR:VAX3100.WINDOW_SETUP
CGDIR:SAMPLE.DATA_BASE_SETUP
```

C.2 Bedienung

In Abb. C.2 ist eine Bildschirmkopie während der Benutzung des Programmes ClusterGate wiedergegeben. Im Grafikfenster sind vier Energiespektren angezeigt. Das unterste Spektrum zeigt die Totalprojektion der Matrix auf die x-Achse. Auf dieser Achse können die Gates gesetzt werden. Unterhalb des Spektrums zeigen zwei Linien an, auf welche Kanäle das Gate gelegt ist und welche Kanäle den Bereich für den Untergrundabzug bilden. In diesem Fall ist ein Gate bei etwa 983 keV gesetzt worden. Der Bereich zwischen ≈990 keV und ≈1030 keV wird für den Untergrundabzug benutzt. Die drei darüberliegenden Spektren sind (von unten nach oben) die Totalprojektion der Matrix auf die y-Achse, die Summe aller Gatespektren auf sämtliche Übergänge in allen benutzten Matrizen und das momentan bearbeitete einzelne Gatespektrum eines Überganges in einer Matrix. Die Eingabe der Kommandos erfolgt im Textfenster. Dort wird auch die Nummer und der Filename der momentan bearbeiteten Matrix bzw. des Detektors und die Nummer sowie Energie des Überganges angegeben.

Die einzelnen Kommandos des ClusterGate Programmes sind:

- GATE: Lesen oder schreiben einer Gate Definition.
  - READ *filename*: Einlesen einer Gate Definition aus einem *.CGI File.
  - INITIALIZE: Erzeugen aller Gatespektren entsprechend einer eingelesenen Gate Definition.
  - WRITE *filename*: Abspeichern einer Gate Definition in einem *.CGI File.
- SPECTRUM: Abspeichern des erzeugten Gatespektrums als File.
  - WRITE *filename*
- EDIT Editieren eines einzelnen Gates.

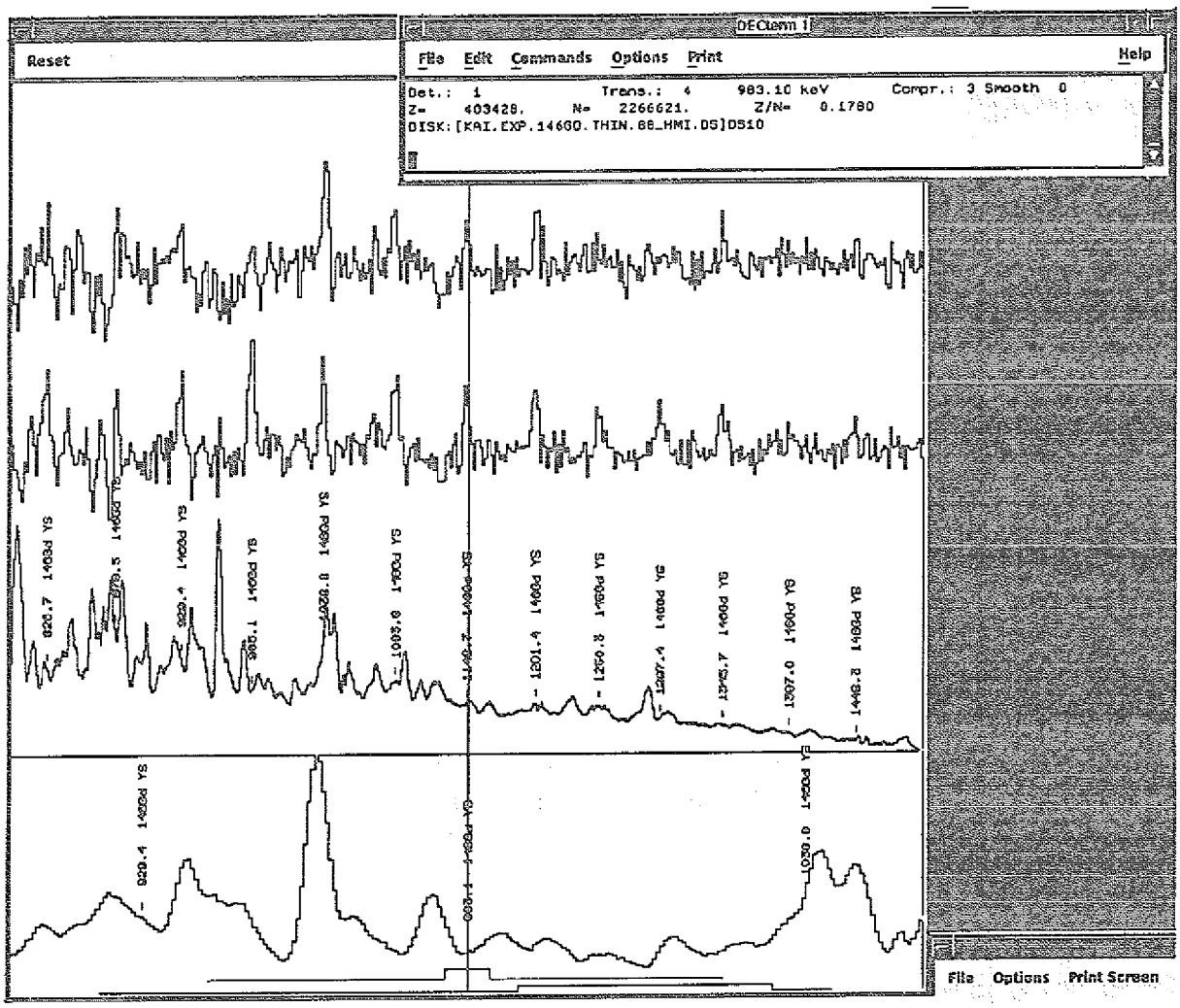


Abbildung C.2: Bildschirmausgabe bei der Benutzung des ClusterGate Programmes.

- G «CR» G «CR»: Alle Kanäle des Gates in dem durch die zweimalige Eingabe von G «CR» markierten Intervalles werden zwischen zurückgesetzt und gesetzt oder umgekehrt umgeschaltet.
- B «CR» B «CR»: Analog zu G «CR» G «CR», aber für den Untergrund.
- M oder X: Ausgabe der Markerposition in der x-Projektion.
- Y: Ausgabe der Markerposition in der y-Projektion.
- C: Löschen der Gate Definition für das editierte Gate.
  - G: Rücksetzen der Gate Kanäle.
  - B: Rücksetzen der Untergrund Kanäle.
  - A: Rücksetzen der Gate Kanäle und der Untergrund Kanäle.

- SET
  - TRANSITION #t: Auswahl des zu editierenden Überganges.
  - DETECTOR #d: Auswahl des zu editierenden Detektors, bzw. der entsprechenden Matrix.
  - X - X_SPEC_USER_WINDOW WIDTH: Einstellung der Breite des x-Fensters.
  - Y - SPEC_USER_WINDOW: Einstellung des Bereichs für das y-Fenster.
    - CENTR *centroid*: Auswahl des Mittelpunktes des y-Fensters.
    - TRANS #t: Auswahl des Überganges, der in der Mitte des y-Fensters liegen soll.
    - WINDOW [low, high]: Eingabe der Grenzen des y-Fensters.
    - DEFAULT_Y_WINDOW_WIDTH *width*: Eingabe der Breite des y-Fensters.
- R *compression_factor, smooth*: Einstellung des Kompressionsfaktors und der Glättung der Spektren in den y-Fenstern.
- E: Verlassen des Edit Modus.

- EXIT

Anhang D

Die PLOT10_TO_GKS Programmbibliothek

Viele bestehende Programme greifen zur Erzeugung von Grafik auf die PLOT10 Bibliothek [PLO76] zurück. Diese dient dazu, Grafik auf Tektronix Terminals darzustellen. Neben den Tektronix Terminals werden zunehmend VAXstations eingesetzt. Auf den neu eingeführten VAXstations kann diese Software nicht mehr benutzt werden, da die PLOT10 Bibliothek diese nicht unterstützt. Die praktikabelste Methode, bestehende Programme auf den VAXstations verfügbar zu machen, ist die Bereitstellung einer Crosslibrary. Dadurch ist es unnötig, in den Quellcodes der Programme Änderungen vorzunehmen. Es ist in den meißten Fällen lediglich erforderlich, den existierenden Objektcode neu zu binden. Dabei muß jedoch die bisher benutzte PLOT10 Bibliothek durch die neue PLOT10_TO_GKS Bibliothek ersetzt werden.

Die Funktion der PLOT10_TO_GKS Bibliothek ist einfach. Ruft das Anwendungsprogramm ein Unterprogramm von PLOT10 auf, so wird anstelle der Routine aus PLOT10 eine gleichnamige Routine aus PLOT10_TO_GKS gebunden. Die PLOT10_TO_GKS Routine führt dann die Grafikoperationen aus. Dabei werden die GKS Routinen benutzt.

Es stehen bisher nicht sämtliche Module aus PLOT10 in der Crosslibrary zur Verfügung. Da von den anzupaßenden Programmen nur ein Teil der Module aus PLOT10 überhaupt benutzt wird, wurde zunächst nur dieser Teil in PLOT10_TO_GKS implementiert. Darin liegt aber keine Einschränkung des Konzeptes der Crosslibrary. Vielmehr kann sie jederzeit problemlos um weitere Module ergänzt werden, wenn es erforderlich sein sollte.

Durch die Anbindung an GKS ist es möglich sämtliche von GKS unterstützten Formate wie zum Beispiel Postscript zu nutzen.

Die Funktion soll am Beispiel der Routine ERASE verdeutlicht werden. Das Anwendungsprogramm ruft die Routine ERASE auf, wie sie in PLOT10 definiert ist.

```
CALL ERASE
```

Beim Binden des Objektfiles wird anstelle von ERASE aus PLOT10 jedoch ERASE aus PLOT10_TO_GKS aufgerufen

```
$ LIN GATE, PLOT10_TO_GKS/LIB
```

Die angebundene Routine ERASE aus PLOT10_TO_GKS verbindet dann in diesem Fall lediglich mit dem entsprechenden Modul aus GKS.

```
SUBROUTINE ERASE

IMPLICIT NONE
INCLUDE 'SYS$LIBRARY:GKSDEFS.FOR'

CALL GKS$CLEAR_WS (1, GKS$K_CLEAR_CONDITIONALLY)

END
```

Die Anbindung eines Anwendungsprogrammes an Plot10

Anwendung ⟶ Plot10 ⟷ Terminal

wird durch eine Bindung mit PLOT10_TO_GKS ersetzt. Dieses benutzt einen Treiber für das Terminal oder PostScript.

Anwendung ⟶ Plot10_TO_GKS ⟶ GKS ⟷ Terminal

Anwendung ⟶ Plot10_TO_GKS ⟶ GKS ⟶ PostScript

Die folgenden Programme sind auf diese Weise für VAXstations unter GKS verfügbar:

- GATE
- SPECFIT
- SHOWPLOT

Als zukünftigen Schritt ist eine analog aufgebaute Calcomp_to_GKS Crosslibrary denkbar, um die Ausgabe von Programmen wie SHOWPLOT an GKS und damit an neuere Hardware wie Laserdrucker anzugliedern.

Anhang E

Das Coca Programm

Eine bei der Durchführung von OSIRIS Experimenten ständig wiederkehrende Aufgabe ist es, den Zustand der eingebauten Ge-Detektoren zu kontrollieren. Deren Qualität leidet unter der bei den Experimenten herrschenden Neutronenstrahlung. Durch die Neutronenschäden entstehen Fehlstellen in der Einkristallstruktur der Kristalle. Dies führt zu einer schlechteren Energieauflösung der Detektoren. Nach einigen Wochen Strahlbetrieb wird diese im allgemeinen nicht mehr tolerierbar sein. Der Detektor wird dann ausgetauscht und der Neutronenschaden wird durch Ausheizen behoben. Durch dieses Anealing wird die Gitterstruktur des Kristalls weitgehend wiederhergestellt.

Um den Zeitpunkt für den Austausch der Detektoren zu bestimmen, ist es notwendig, die Auflösung der Detektoren zu überwachen. Im allgemeinen geschieht dies unmittelbar vor und nach jeder Strahlzeit. Als Kriterium wird die Energieauflösung und die Linienform bei einer Quellenmeßung mit ^{60}Co benutzt. Die Energieauflösung $\Delta E_\gamma / E_\gamma$ wird aus der vollen Halbwertsbreite (FWHM) der 1332 keV Linie bestimmt. Bei Neutronenschäden ist desweiteren eine von der Gaussform abweichende Gestalt der Linie auffällig. Die Linie wird unsymmetrisch, die niederenergetische Flanke ist breiter. Dies wird im Spektrum wahrgenommen. Eine quantitative Größe dafür ist das Verhältnis der vollen Breite bei einem Zehntel des Maximums (FWTM), zur vollen Halbwertsbreite (FWHM). Für eine Gaussform wird hier FWTM/FWHM = 1,83 erwartet.

Mit einem Vielkanalanalysator und einem Taschenrechner ist es jederzeit problemlos möglich, die Größen FWHM und FWHM/FWTM eines einzelnen Detektors zu bestimmen. Dies geschieht für jeden der 12 Detektoren einzeln. Zunächst ist es notwendig, den jeweiligen Detektor vom bestehenden Datenerfassungssystem abzukoppeln, um ihn am Vielkanalanalysator anzuschließen. Danach folgt die Quellenmeßung mit der ^{60}Co Quelle. Da meistens noch Justierungen der Analogelektronik eine Verbesserung der Energieauflösung erlauben, wird eine mehrfache Messung sinnvoll sein.

Das Verfahren scheint nicht optimal, da die meistens bereits bestehende Verkabelung der Detektoren mehrfach geändert werden muß. Außerdem kann nur ein Detektor zu einer Zeit gemessen werden, obwohl ein Experiment-Datenerfassungssystem zur Verfügung steht, mit

dem es möglich ist, Spektren aller 12 Detektoren parallel aufzunehmen. Die numerischen Schritte zur Bestimmung der Energieeichung und der Werte von FWHM sowie FWTM geschieht von Hand und dauert länger als dies mit dem Experimentrechner der Fall wäre. Eine automatische Protokollierung der Werte ist nicht möglich.

Setzt man stattdessen das bestehende Datenerfassungssystem sowie den Experimentrechner ein, so beseitigt man diese Nachteile. Bei der Benutzung des OSIRIS Datenerfassungssystem Memphis-2000 erfolgt dies durch das Programm Coca (für Cobalt Calibration).

Das Vorgehen ist dann wie folgt:

1. Die Datenerfassung wird für einige Minuten aktiviert, um Einzelspektren des ^{60}Co Präparates für alle angeschloßenen Detektoren zu sammeln.

2. Die Spektren werden auf der Festplatte gespeichert.

3. Das Programm Coca wird aufgerufen. (In der entsprechenden DCL Kommandoprozedur in Abb. E.1 ist die Filespezifikation der obigen Spektren definiert.)

4. Der erzeugte File mit den Ergebnissen ist in Abb. E.2 gezeigt. Er wird mit dem Texteditor gelesen und kann ausgedruckt werden.

Das Programm Coca sucht im Spektrum zwei Linien, denen es die Energien der beiden ^{60}Co Übergänge, 1173 keV und 1332 keV, zuordnet. Aus der Position beider Linien ergibt sich die Energieeichung des Spektrums. Für beide Übergänge werden FWHM und FWTM sowohl in Kanälen als auch in keV, entsprechend obiger Eichung, bestimmt. Das Maximum ist dabei die gemessene maximale Anzahl von Ereignisse in einem einzelnen Kanal innerhalb der Fotolinie. Eine lineare Interpolation liefert die FWHM- und FWTM-Werte der Linie. Das Verhältnis FWHM/FWTM wird ausgegeben. Zur Beurteilung der Signifikanz des Spektrums und zum Vergleich der Zählraten der einzelnen Detektoren wird die Gesamtzahl der Ereignisse im Spektrum summiert. Aus dem bestimmten Maximum und der Breite der Linien wird die Fläche unter den Linien berechnet. Hierfür wird eine Gaussform angenommen. Mit der Bestimmung der Flächen im Fotolinie beider Übergänge und der Integration des gesamten Spektrums kann das Peak to Total Verhältnis (P/T) angegeben werden. Damit ist ein Test der Anti-Comptonunterdrückung möglich. Das Verhältnis der Flächen unter beiden Linien reflektiert die Abnahme der Ansprechwahrscheinlichkeit mit zunehmender Energie.

```
$ !FOR COCA
$ !LIN COCA
$ !PU COCA.*
$ DEFINE /USER_MODE SYS$OUTPUT COCA.TXT
$ RUN COCA
co2110.001
co2810.001
co2110.002
co2810.002
    .
    .
    .
co2110.012
co2810.012
$ EXIT
```

Abbildung E.1: Beispieldatei COCA.COM. Die Ausgabe erfolgt in einem File mit dem Namen COCA.TXT. Nach dem Aufruf des Programmes COCA werden die Spektrenfiles der 12 Detektoren .001–.012 gelesen.

```
                                   C O C A
                                   -------

Enter filename of spectrum from Co source measurement :
co2810.002
CO CALIBRATION AFTER EXPERIMENT
       8192 channels long.
MAXIMUM_1          6932 counts in ch.            4230
MAXIMUM_2          5934 counts in ch.            4805
Energy =   0.2770017    keV/ch * channel_no +    1.520630    keV

Resolution of the    1173.238     keV peak:
CH_FWHM       6.755371           FWHM       1.871250     keV
CH_FWTM       12.87256           FWTM       3.565721     keV
                             FWTM/FWHM       1.905529     (Gaussian is 1.8226)

Resolution of the    1332.514     keV peak:
CH_FWHM       7.169434           FWHM       1.985946     keV
CH_FWTM       13.56982           FWTM       3.758865     keV
                             FWTM/FWHM       1.892733     (Gaussian is 1.8226)
Integral         236935 counts
AREA_1            50133.00    AREA_2            45877.00
PEAK_TO_TOTAL      0.4052166
EFFICIENCY_LOSS    0.9151058
-------------------------------------------------------------------------------
```

Abbildung E.2: Beispiel für die Analyse von Kalibrierungsspektren mit dem Programm Coca.

Zusammenfassung

Die Kerne ^{144,145,146}Gd wurden mit Schwerionenreaktionen am VICKSI Beschleuniger des Hahn-Meitner-Instituts Berlin bei hohen Drehimpulsen erzeugt. Die mit dem OSIRIS Spektrometer gemessenen $\gamma\gamma$-Koinzidenzen wurden untersucht.

Der Kern ^{146}Gd wurde in einer ^{110}Pd(^{40}Ar,4n)^{146}Gd erzeugt. Neben der bekannten superdeformierten (SD) yrast Bande existiert eine angeregte SD Bande in ^{146}Gd, deren Intensität $\approx 0,7\%$ beträgt. Anders als bei der SD yrast Bande zeigt der Verlauf des dynamischen Trägheitsmomentes bei der angeregten SD Bande keinen Hinweis auf eine Bandenkreuzung, sondern hat ein nahezu konstantes dynamisches Trägheitsmoment von $\Theta^{(2)} \approx 71{,}0\ \hbar^2/\mathrm{MeV}$. Sowohl durch Koinzidenzen zwischen den Banden und bekannten Zuständen des Kerns ^{146}Gd, als auch durch eine Anpassung der gemessenen Übergangsenergien an ein theoretisches Modell kann der Ausgangsspin der angeregten SD Bande zu $\approx 33\hbar$ bestimmt werden. Die DSAM Messung der Lebensdauern der Zustände der SD Bande hat die Bestimmung des Quadrupolmoments der angeregten Bande zu $Q_0 = 8 \pm 2$ eb gestattet. Der Kern besitzt demnach ein Achsenverhältnis von $(c/a) = 1,41(10)$, und verhält sich wie ein starrer Rotor. Rechnungen im rotierenden Nilssonmodel können den Verlauf des dynamischen Trägheitsmoments wiedergeben.

Die Bestimmung des Quadrupolmomentes, die korrekte Kernzuordnung und die Identifikation der SD Bande in einem Experiment mit Target und Backing wurden aufgrund der geringen Intensität der Bande mit Hilfe einer neuen Analysemethode auf der Grundlage von Matrixclustern durchgeführt.

Mit einer ^{110}Pd(^{40}Ar,5n)^{145}Gd Reaktion wurden Hochspinzustände in ^{145}Gd bevölkert. Es wurden zwei SD Banden gefunden, von denen mindestens eine dem Kern ^{145}Gd zugeordnet werden kann.

Der Kern ^{144}Gd wurde mit einer ^{108}Pd(^{40}Ar,3n)^{144}Gd Reaktion untersucht. Die theoretisch vorhergesagte und experimentell bisher vergeblich gesuchte SD Bande im Kern ^{144}Gd konnte erstmals experimentell nachgewiesen werden. Zwei diskrete SD Banden wurden in dieser Reaktion entdeckt. Eine dieser Banden gehört eindeutig zum Kern ^{144}Gd. Das Niveaudiagramm des Kerns ^{144}Gd konnte wesentlich erweitert werden. Der Verlauf des dynamischen Trägheitsmoments bestätigt die Voraussagen der theoretischen Rechnungen im Woods-Saxon Modell.

Ein technisches Verfahren zur Kapselung von Ge-Detektoren wurde entwickelt und erfolg-

reich angewendet. Damit konnten die hexagonalen gekapselten Detektoren für die ersten CLUSTER Detektoren hergestellt werden. Die Kapselung von Ge-Detektoren ist eine Schlüsseltechnologie für die Realisierung zusammengesetzter Ge Detektoren, auf denen das Design des 4π-γ-Spektrometers EUROBALL basiert. Mit den Ergebnissen aus dem Betrieb des Prototyps eines gekapselten Detektors konnte die Beherrschung dieser Technologie gezeigt werden. Über die Nutzung im EUROBALL hinaus lassen die deutlichen Vorteile des gekapselten Detektors einen Einsatz als Standarddetektor in vielen Bereichen außerhalb der Hochspinspektrometrie erwarten.

Literaturverzeichnis

[APH+93] A. Ataç, M. Piiparinen, B. Herskind, J. Nyberg, G. Sletten, G. de Angelis, S. Forbes, N. Gjørup, G. Hagemann, F. Ingebretsen, H. Jensen, D. Jerrestam, H. Kusakari, R. Lieder, G. Martí, S. Mullins, D. Santonocito, H. Schnare, K. Strähle, M. Sugawara, P. O. Tjøm, A. Virtanen, and R. Wadsworth. Linking Transitions from the Superdeformed Band in ^{143}Eu. *Phys. Rev. Lett.*, 32:1069, February 1993.

[Ata92] A. Ataç, 1992. private Mitteilung.

[Bat10] H. Bateman. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 15:423, 1910.

[BBC+90] T. Byrski, F.A. Beck, D. Curien, et al. Observation of Identical Superdeformed Bands in N=86 Nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 64(14):1650–3, April 1990.

[BHA+92] J.A. Becker, E.A. Henry, A.Kuhnert, et al. Level spin for superdeformed nuclei near A=194. *Phys. Rev. C*, 46(3):889–903, September 1992.

[BHM82] A. Bohr, I. Hamamoto, and Ben R. Mottelson. Pseudospin in Rotating Nuclear Potentials. *Physica Scripta*, 26:267–272, 1982.

[BHZ+83] D. Bazzacco, A.M.I. Haque, K.O. Zell, W. Neumann, J. Eberth, P. von Brentano, and C. Protop. Excited States in 145Gd from the (3He,2n) Reaction, 1983. Z.Phys. A310, 65.

[Bla66] A.E. Blaugrund. Notes on Doppler-shift lifetime measurements, 1966. Nucl. Phys. 88, 501-512.

[BRH+90] J.A. Becker, N. Roy, E.A. Henry, et al. Observation of superdeformation in ^{192}Hg. *Phys. Rev. C*, 41(1):R9–R12, January 1990.

[C+89] R.R. Chasman et al., 1989. Phys. Lett.B219(1989) 227.

[CLU] cluster.

[CPS74] S. Cohen, F. Plasil, and W.J. Swiatecki. Equilibrium Configurations of Rotating Charged or Gravitating Liquid Masses with Surface Tension. II. *Annals of Physics*, 82:557–596, 1974.

[D+84] E. Dafni et al., 1984. Phys. Rev. Lett. 53, 2473.

[D+87] J. Dudek et al., 1987. Phys.Rev.Lett., 59, 1405.

[EB888] 1988. Communications to the EUROBALL Design Group Meeting, Köln, 11 Juli.

[Gav80] A. Gavron. Statistical model calculations in heavy ion reactions, 1980. Phys. Rev. C21, No.1 230-236.

[GBB+88] J. Gascon, F. Beck, T. Byrski, G. Duchene, B. Haas, J.C. Merdinger, A. Nourreddine, P. Taras, and J.P. Vivien. Moderately Deformed Bands in the Continuum of 144Gd, 1988. Z. Phys. A 329, 139.

[GL92] J. Gerl and R.M. Lieder. EUROBALL III, 1992.

[H+87] G. Hebbinghaus et al. Observation of superdeformation in the doubly closed-shell nucleus ^{146}Gd. *Phys. Rev. Lett.*, 59(18):2024–2027, November 1987.

[H+92] G.S. Hackman et al. A Superdeformed Rotational Band in ^{142}Sm, 1992. Ottawa.

[Heb88] G. Hebbinghaus. Kerngestaltsänderung bei hohen Drehimpulsen: Superdeformation in ^{146}Gd und Gestaltskoexistenz in ^{186}Pt, 1988. Dissertation, KFA Jülich, Jül-2208, Juni.

[HSRU+90] G. Hebbinghaus, K. Strähle, T. Rzaca-Urban, D. Balabanski, W. Gast, R.M. Lieder, H. Schnare, W. Urban, H. Wolters, E. Ott, J. Theuerkauf, K.O. Zell, J. Eberth, P. von Brentano, D. Alber, K.H. Maier, W. Schmitz, E.M. Beck, H. Hübel, T. Bengtsson, I. Ragnarsson, and S. Åberg. Superdeformed Band in ^{146}Gd. First Observation of Band Crossing. *Phys. Lett. B*, 240(3,4):311–316, April 1990.

[HW92] Xiao-Ling Han and Cheng-Li Wu. Nuclear superdeformation data tables. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 52(1):43–108, September 1992.

[J+90] V.P. Janzen et al., 1990. to be published in Proc. Int. Conf. on High Spin Physics and Gamma-Soft Nuclei, Pitt/Carnegie-Mellon (World Scientific).

[Lie89] R.M. Lieder. EUROBALL Design Studies, Workshop on Nuclear Structure at High Spins, 1989. March, Bad Honnef.

[LJR+84] M. Lach, J.Styczen, R.Julin, M.Piiparinen, H.Beuscher, P.Kleinheinz, and J.Blomqvist. The 10+ States of (nu h-11/2)-2 and (pi h-11/2)2 Character in the N = 80 Isotones 144Gd and 142Sm, 1984. Z. Phys. A 319, 235.

[LSS63] J. Lindhard, M. Scharff, and H.E. Schiott, 1963. K. Dan. Vidensk. Selsk., Mat.-Fys. Medd 33, (196) No.14.

[M+91] S. Mullins et al., 1991. Phys. Rev. Lett. 66, 1677.

[MBD+78] M.A.J. Mariscotti, H. Beuscher, W.F. Davidson, Y. Gono, H.M. Jager, R.M. Lieder, M. Muller-Veggian, A. Neskakis, D.R. Haenni, and D.R. Zolnowski. In-Beam Study of 144Gd, 1978. Nucl.Phys. A311, 395.

[MK84] Mayer-Kuckuk, 1984. Kernphysik, Stuttgart.

[N+77] S. Della Negra et al. Mechanism of Formation and Decay of the Compound Nuclei ^{150}Gd Produced by Two Entrance Channels (^{16}O+ ^{134}Ba) and (^{40}Ar+ ^{110}Pd), 1977. Z. Phys. A282, 65-73.

[NS70] L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, 1970. Nucl. Data Tables A7, 233.

[NWJ89] W. Nazarewicz, R. Wyss, and A. Johnson, 1989. Nucl. Phys. A503, 285.

[Ort86] EG&G Ortec, 1986. Nuclear Instruments and Systems Catalog.

[P+62] S. M. Polikanov et al. Spontaneous fission with an anomalously short period. I, 1962. Sov. Phys. JRTP 15, 1016.

[PIT] PIT.

[PLO76] PLOT-10, Terminal Control System, User's Manual, July 1976. Tektronix, Inc., Doc. No. 062-1474-00, reprinted.

[PMPB82] A. Pakkanen, J. Muhonen, M. Piiparinen, and J. Blomqvist. Medium-Spin Levels and the Character of the 20.4 ns 13/2+ Isomer in 145Gd, 1982. Nucl.Phys. A373, 237.

[Pü77] F. Pühlhofer. On the Interpretation of Evaporation Residue Mass Distributions in Heavy-Ion induced Fusion Reactions. *Nuclear Physics A*, 280:267, 1977.

[RDH73] R.D. Ratna Raju, J.P. Draayer, and K.T. Hecht. Search for a coupling scheme in heavy deformed nuclei: the pseudo SU(3) model. *Nuclear Physics A*, 202:433–466, 1973.

[REC] Recoildetektor.

[SBL+87] Y. Schutz, C. Baktash, I.Y. Lee, M.L. Halbert, D.C. Hensley, N.R. Johnson, M. Oshima, R. Ribas, J.C. Lisle, L. Adler, K. Honkanen, D.G. Sarantites, A.J. Larabee, and J.X. Saladin. Search for Superdeformed Shapes in 144Gd, 1987. Phys. Rev. C35, 348.

[Sen88] C. Senff. Bestimmung des Quadrupolmoments der superdeformierten Rotationsbande in ^{146} Gd, 1988. Diplomarbeit, Universität Bonn, Januar.

[Spo92] K. Spohr, März 1992. Diplomarbeit, KFA-Jülich, Institut für Kernphysik Jül-2594, ISSN 0366-0885.

[Str90] K. Strähle. Superdeformation in ^{146}Gd: Erste Beobachtung einer Bandenkreuzung. Jül-Spez 566, Forschungszentrum Jülich GmbH, Juni 1990. ISSN 0343-7639.

[T+86] P.J. Twin et al. Observation of a Discrete-Line Superdeformed Band up to 60h in ^{152} Dy, 1986. Phys. Rev. Lett. 57, 811.

[The93] J. Theuerkauf, 1993. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Köln.

[Utz93] S. Utzelmann. , 1993. Diplomarbeit, KFA-Jülich, Institut für Kernphysik Jül-, ISSN.

[VNB+86] J.P. Vivien, A. Nourreddine, F.A. Beck, T. Byrski, C. Gehringer, B. Haas, J.C. Merdinger, D.C. Radford, Y. Schutz, J. Dudek, and W. Nazarewicz. Search for Superdeformation Effects in 144Gd, 1986. Phys. Rev. C33, 2007.

[W+89] H. Wolters et al. High Spin States in the Doubly-Closed Shell Nucleus ^{146}Gd, 1989. Z. Phys. A333, 413-414.

[WZX+92] C.S. Wu, J.Y. Zeng, Z. Xing, et al. Spin determination and calculation of superdeformed bands in $A \sim 190$ region. *Phys. Rev. C*, 45(1):261–274, January 1992.

[ZC74] J.F. Ziegler and W.K. Chu, 1974. At. Data Nucl. Data Tables 13, 463.

[ZMW+91] J.Y. Zeng, J. Meng, C.S. Wu, et al. Spin determination and quantized alignment in the superdeformed bands in ^{152}Dy, ^{151}Tb and ^{150}Gd. *Phys. Rev. C*, 44(5):R1745–R1748, November 1991.

Danksagung

Meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. R.M. Lieder gilt mein besonderer Dank für seine Motivation, die ständige Bereitschaft zu hilfreichen Diskussionen und die Schaffung der angenehmen und fruchtbaren Arbeitsgemeinschaft, die für meine Arbeit wesentlich waren.

Allen Mitarbeitern der Kernspektroskopiegruppe möchte ich für ihre Unterstützung und die sehr gute Zusammenarbeit in allen Phasen, von der Planung der Experimente bis zur Interpretation der Ergebnisse, danken. Ich danke Herrn Dr. W. Gast, Herrn Dr. G. Marti, Herrn A. Georgiev und allen anderen Mitarbeitern, die sich unermüdlich für eine erfolgreiche Durchführung der OSIRIS Experimente eingesetzt haben. Frau Dr. T. Rzaca-Urban, Herrn Dr. H. Schnare und Herrn Dipl.-Phys. St. Utzelmann danke ich für die engagierte Mitarbeit bei der Auswertung der Experimente.

Den Mitarbeitern des Hahn-Meitner-Instituts Berlin und des Instituts für Kernphysik der Universität Köln danke ich für ihre Unterstützung und die Zusammenarbeit bei der Vorbereitung und der Durchführung der Strahlzeiten.

Ich danke Herrn H.M. Jäger, der durch technisches und diplomatisches Geschick zur Entwicklung des gekapselten Detektors beigetragen hat, wie auch den anderen der Entwicklung des gekapselten Detektors beteiligten Kollegen des ZAT, des IKP der Universität Köln und der Firma Intertechnique.

Dem Hahn-Meitner-Institut in Berlin und dem Niels-Bohr-Institut in Risø danke ich für die finanzielle Förderung bei der Durchführung der notwendigen Experimente und die Möglichkeit des intensiven Lernens während der NBI Summer Schools.

Bei der DV-Gruppe möchte ich mich besonders bei Herrn M. Karnadi bedanken, der jedes Computerproblem im handumdrehen für mich gelöst hat.

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-2789
Juni 1993
ISSN 0944-2952