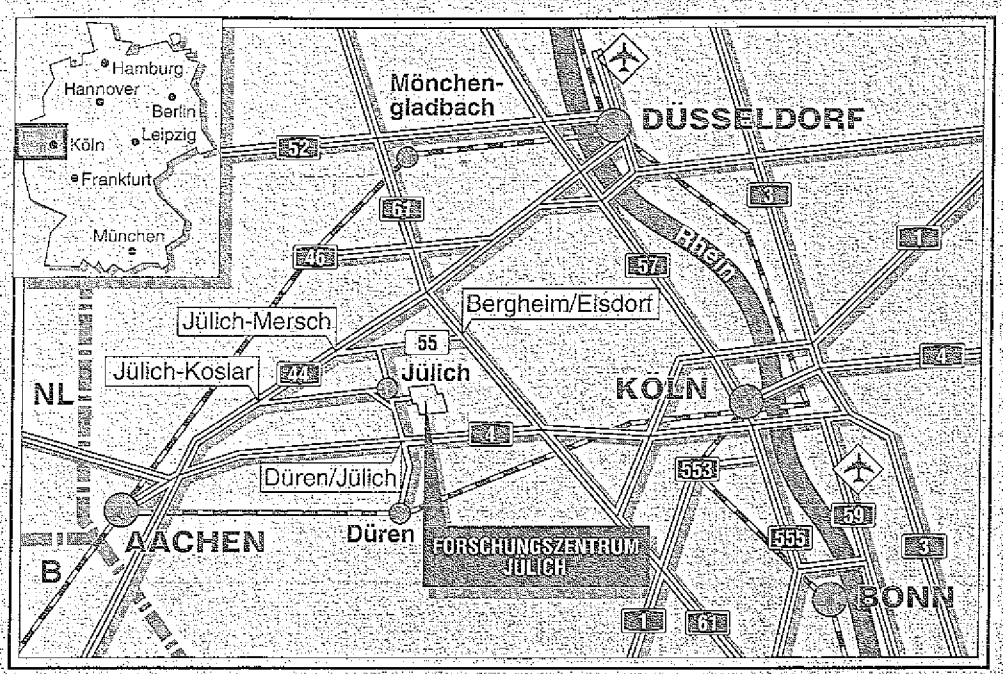
FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

Institut für Kernphysik

Superdeformation in ^{144}Gd und Entwicklung eines Softwarepakets zur Datensortierung

Philipp Hoernes



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3069
ISSN 0944-2952
Institut für Kernphysik Jül-3069

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}Gd und Entwicklung eines Softwarepakets zur Datensortierung

Philipp Hoernes

Abstract

An experiment to search for superdeformation in ^{144}Gd was performed using the ^{100}Mo(^{48}Ti,4n)^{144}Gd reaction at 221 MeV. The beam was delivered by the tandem accelerator at the INFN/LNL at Legnaro, γ-radiation was measured with the GASP array consisting of 40 compton supressed germanium detectors.

A new superdeformed band was found and clearly assigned to ^{144}Gd. This band shows a strong backbending in the $J^{(2)}$ moment of inertia at a rotation energy of 0.4 MeV. In good correlation with theoretical predictions this effect was interpreted as a crossing of proton quasiparticle levels.

A search for linking transitions out of the superdeformed band in ^{144}Gd was performed by summing each two γ-energies in coincidence with the band. Several candidates for two-step decay transitions were found and a absolute energy assignment for the band was made. Also possibilities for the absolute spins could be set up.

A software package for sorting data delivered by second generation spectrometers was developed and documented.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Der Atomkern hat die Menschen seit seiner Entdeckung fasziniert. Aber seine innere Struktur, und auch die Details der Natur der Kernkräfte sind erst in jüngerer Zeit der Forschung zugänglich geworden. Und gerade die Untersuchungen der Kernstruktur haben, teils überraschende, neue Ergebnisse geliefert und neue Fragen aufgeworfen.

Die allgemeine Verfügbarkeit von hochauflösenden Halbleiterdetektoren in Verbindung mit der Erzeugung hochangeregter Kerne durch schwerioneninduzierte Kernreaktionen ermöglichen die exakte experimentelle Überprüfung theoretischer Modelle und Konzepte. Die Entdeckung der Superdeformation bei hohen Drehimpulsen [18], also von Kernen mit einer zigarrenförmigen Deformation mit einem Verhältnis langer zu kurzer Achse von 2:1, war dabei der vielleicht spektakulärste Fund, wenn auch nur die Bestätigung einer lange existierenden theoretischen Vermutung. Die bei der genaueren Untersuchung superdeformierter Kernzustände gefundenen Effekte riefen dagegen Erstaunen hervor. So zum Beispiel die Existenz von Banden in verschiedenen Kernen, die bis fast an die Grenze der Auflösung über viele Übergänge hinweg identische Energien aufweisen. Auch das noch ungelöste Problem des Zerfalls superdeformierter Banden, und die Existenz von Anregungsstrukuren im superdeformierten Zustand stellen eine Herausforderung an Theoretiker und Experimentalisten dar.

Die Anregung von Zuständen mit extrem hohem Drehimpuls, nahe der Stabilitätsgrenze, wird durch eine Schwerionenreaktion geleistet. Man arbeitet dabei mit Strahlenergien über der Coulombarriere, Projektil- und Targetkern verschmelzen also miteinander. In Abb. 1.1 ist der typische Lebenslauf eines so mit hohem Drehimuls angeregten Kerns dargestellt. Der durch die Fusion entstandene Kern ist hochangeregt und hat einen hohem Drehimuls, er rotiert schnell. Zunächst gibt der Kern seine Anregungenergie durch Teilchenemission ab, in der Regel werden zwei bis sechs Neutronen abgedampft. Sinkt die Energie unter die Bindungsenergie der Neutronen, so kühlt sich der Kern durch statistische Emission von γ-Quanten weiter ab. Bis zu diesem Zeitpunkt ist nun zwar sehr viel Energie, jedoch wenig Drehimpuls abgegeben worden, denn die Emission von Teilchen findet bevorzugt bei niedrigem Drehimpuls statt, und jedes statistische γ-Quant (also Photon) trägt nur einen Spin von $1\hbar$. Der Kern kann jetzt kalt rotierend vorliegen. Er hat also keine innere Anregung, seine gesamte Energie liegt in der Rotation. Weitere Energie kann dann

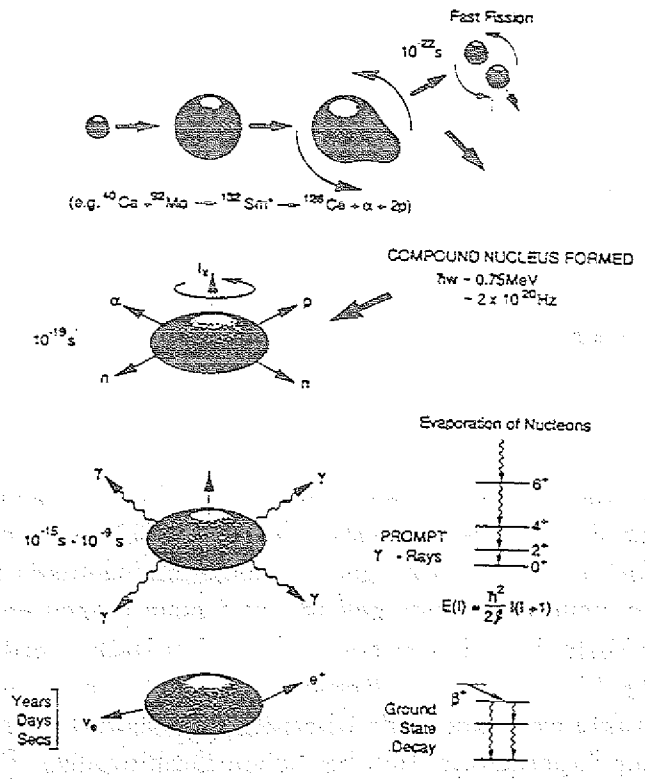


Abbildung 1.1: Zustände eines Kerns nach seiner Erzeugung durch Verschmelzung mit einem schweren Ion bei einer Energie von 4-5 MeV pro Nukleon.

Quelle: [20]

nur durch Übergänge in niedrigere Rotationszustände abgegeben werden, dies erfolgt durch Emission von E2-($\Delta I = 2$)-Strahlung. Und genau diese E2-Übergänge sind das Objekt der Untersuchung. Denn ihre Energien enstprechen ja genau den Abständen der einzelnen Rotatorniveaus, Eigenschaften wie Trägheitsmoment und Rotationsenergie werden direkt verfügbar. Man wird im weiteren (Kapitel 5) sehen, wieviel Strukturinformation aus diesen Daten gewonnen werden kann.

Nun muß man sich vor Augen halten, daß nur etwa 1% aller in der Reaktion erzeugten Kerne, die nicht sofort durch Spaltung wieder verloren gehen, wirklich in einen superdeformierten Zustand gelangen. Der Rest ist entweder gar nicht in hohen Drehimpuls angeregt worden oder zerfällt über normaldeformierte Rotationsbanden. Die Anforderungen an Detektorsysteme sind dementsprechend extrem: Aus dem durch die Vielzahl von abgestrahlten γ-Quanten gebildeten Untergrund muß ein so kleiner Anteil herausgehoben und dann noch möglichst genau vermessen werden können. Um also erfolgreiche Messungen durchführen zu können, wird man einen möglichst hohen Raumwinkel mit effektiven Detektoren ausfüllen müssen, damit ein möglichst großer Anteil der abgestrahlten Quan-

ten überhaupt erfaßt wird. Diese Detektoren müssen eine hohe Granularität besitzen, also aus vielen einzeln auslesbaren Teilen mit kleinem Raumwinkel bestehen, damit die gleichzeitig emittierten γ-Quanten auch getrennt registriert werden können. Ein kleiner Raumwinkel pro Einzeldetektor hält auch den Effekt der Dopplerverbreiterung klein, der bei Schwerionenexperimenten nicht vernachlässigt werden kann. Bei einer typischen Rückstoßgeschwindigkeit der erzeugten Kerne von 4% der Lichtgeschwindigkeit führt die Dopplerverbreiterung zu Linienbreiten von einigen keV. Das intrinsische Auflösungsvermögen der Germaniumdetektoren selbst, das etwa 2.5 keV Halbwertsbreite bei einer γ-Energie von 1 MeV beträgt, ist also nicht der limitierende Faktor.

Um diese Anforderungen erfüllen zu können, benutzt man mehrere Compton-unterdrückte Germanium-Detektoren in einer 4π-Anordnung. Solche Detektoren bestehen aus großen hochauflösenden Germanium-Detektoren und aus sie umgebenden Anti-Compton-Detektoren aus BGO. BGO (Bismutgermanat) weist als Szintillatorkristall vor allem eine sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für γ-Strahlung auf. Findet nun im Germaniumkristall eine nicht erwünschte Compton-Streuung statt, so wird das gestreute Quant mit hoher Wahrscheinlichkeit im BGO-Detektor nachgewiesen und das Ereignis elektronisch unterdrückt. Bei dem für das hier disktuierte Experiment benutzten GASP-Spektrometer werden 40 solche Detektoren verwendet. Gegenüber Spektrometern der ersten Generation (OSIRIS,TESSA III) bei denen 6-12 kleinere Detektoren zur Verfügung standen, ist mit um das zwanzigfache gesteigerter Empfindlichkeit eine deutlich genauere Untersuchung der Kerne möglich.

Das bereits im Bau befindliche Spektrometer EUROBALL III stellt schließlich die dritte Generation von Vieldetektorspektrometern dar (Abb. 1.2). Es zeichnet sich vor allem durch die Verwendung neuartiger Detektorsysteme wie den CLUSTER- und CLOVER-Detektoren aus, die bisher unerreichte Nachweiswahrscheinlichkeiten sowie höchste Auflösung bei reduziertem Untergrund bieten werden. Da die sehr hohen Kosten für den Aufbau dieses Spektrometers nicht mehr von einem Land allein getragen werden kann, wird es innerhalb einer europäischen Kollaboration entwickelt und aufgebaut [17].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich nun mit der Auswertung eines Experiments mit dem GASP-Spektrometer. Ziel war die Suche nach superdeformierten Strukturen im Kern ^{144}Gd.

Im folgenden wird, nach einer theoretischen Einführung, die Auswertung im Detail beschrieben. Die Ergebnisse werden diskutiert und mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Es schließt sich eine Dokumentation des zur Auswertung entwickelten Softwarepakets SOPHIE an.

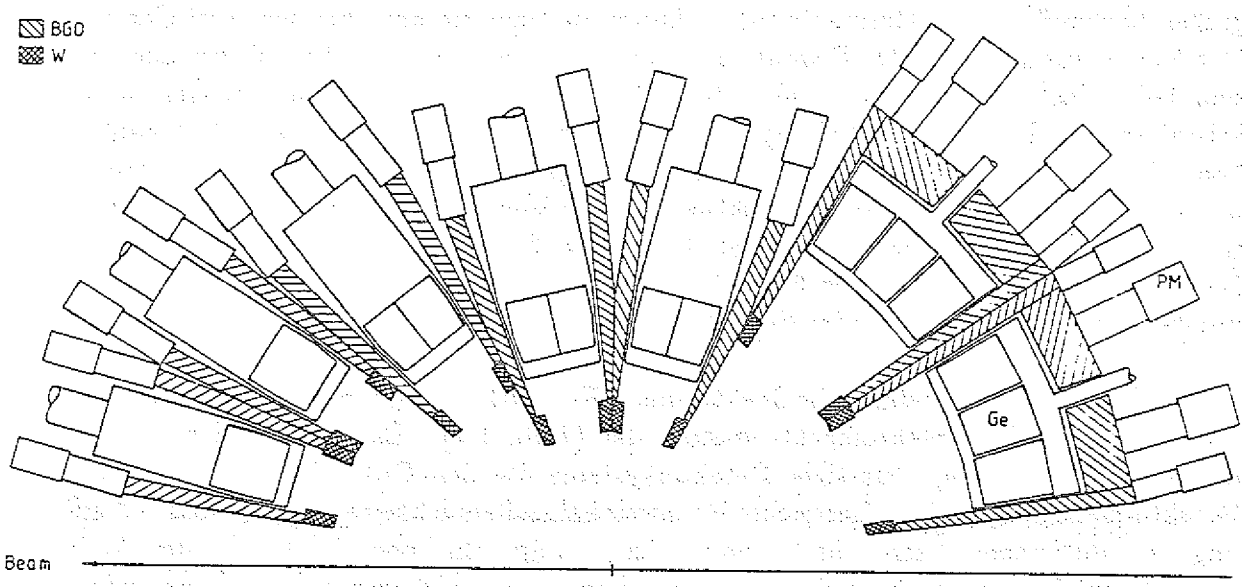


Abbildung 1.2: Schnitt durch ein 2π-Segment des Euroball Spektrometers.

Man erkennt die drei verschiedenen Detektortypen, aus denen Euroball III zusammengesetzt ist: In Rückwärtsrichtung (relativ zum Strahl) CLUSTER-Detektoren, unter 90°-Winkeln CLOVER-Detektoren, und in Vorwärtsrichtung konventionelle Germaniumdetektoren.

Quelle: [17]

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen der Superdeformation

2.1 Das Bild vom Kern

Ein Atomkern ist ein Ensemble einiger bis einiger hundert Nukleonen, zwischen denen komplexe, teilweise noch nicht im letzen Detail verstandene, Wechselwirkungen bestehen. Eine exakte analytische Beschreibung eines solchen Systems ist mathematisch unmöglich, und auch eine numerische Lösung unter Berücksichtigung aller Parameter scheint wenig erfolgversprechend.

Will man also theoretische Vorhersagen leisten, wird man dem zu untersuchenden Phänomen angemessene, vereinfachte Modellvorstellungen benutzen müssen. Dabei haben sich in der Vergangenheit zwei, scheinbar physikalisch gegensätzliche, Ansätze herauskristallisiert. Es sind dies zum einen kollektive Modelle, die den Kern als ganzes, analog zu einem klassischen Objekt beschreiben und zum anderen Einteilchen-Ansätze, die von quantenmechanischen Wellenfunktionen einzelner Nukleonen ausgehen.

Man wird sehen, daß man, um Phänomene wie Superdeformation zu verstehen, diese beiden diametralen Ansätze zusammenfügen oder gemeinsam behandeln muß.

2.2 Kollektive Kernmodelle

Das grundlegende kollektive Modell ist das Flüssigkeitstropfenmodell, kurz LDM (Liquid Drop Model) genannt. Es geht von der Vorstellung eines Kerns aus, bei dem Einteilcheneffekte keine Rolle spielen, der eine scharf definierte Oberfläche hat, und der als ganzes Bewegungen ausführt. Dies entspricht etwa einem Tropfen Flüssigkeit, der sich in der Schwerelosigkeit befindet, und nur von inneren Kräften beeinflußt wird. Ausgehend von dieser Vorstellung in Kombination mit empirisch gewonnenen Parametern erhält man die Bethe-Weizsäcker-Formel:

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

Die hier sämtlich positiven Parameter sind dabei wie folgt zu verstehen: a_V Volumenenergie (durch die anziehende Kraft); a_O Oberflächenenergie (Eine Analogie zur Oberflächenspannung bei Flüssigkeiten); a_C Coulombenergie (abstoßend); a_A Asymetrieenergie (Kerne mit gleichviel Neutronen und Protonen sind energetisch bevorzugt); $\delta(A)$ Korrekturkonstante der Paarkräfte (berücksichtigt den Unterschied zwischen gg-, ug- und uu-Kernen).

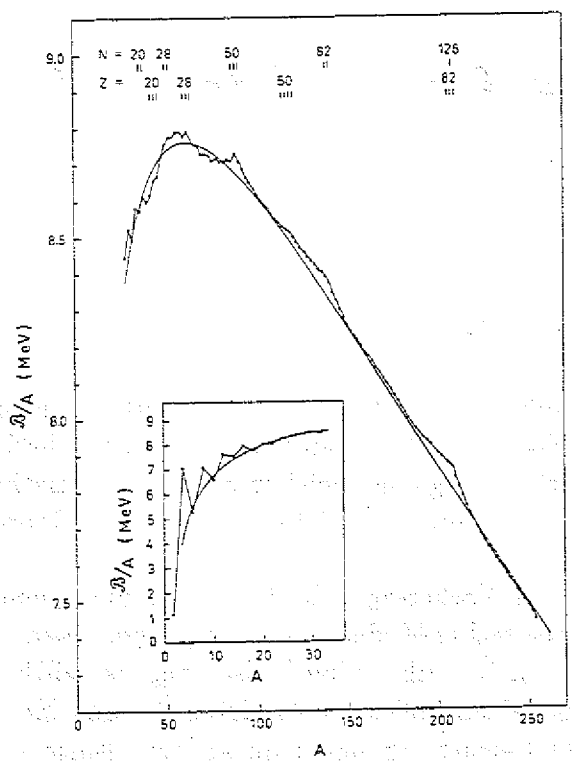


Abbildung 2.1: Experimentelle Werte der Bindungsenergie im Vergleich mit Berechnungen mit der Bethe-Weizsäcker-Formel.

Quelle: [4]

Mit dieser Formel gelingt bereits eine gute Beschreibung der real vorkommenden Bindungsenergien, wie in Abb. 2.1 gesehen werden kann [2]. Eine Beschreibung der Oberfläche geschieht im LDM durch Entwicklung nach Kugelflächenfunktionen:

$$R(\theta,\phi) = R_0[1 + a_{00} + \sum_{\lambda\geq 1}\sum_{\mu=-\lambda,\lambda} a^*_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi)] \tag{2.2}$$

Beschränkt man sich auf die Entwicklung bis zu Quadrupoldeformationen, und vernachlässigt die nur die Translation beschreibenden Koeffizienten mit $\mu = 1$, so erhält man eine anschaulich nachvollziehbare Parametrisierung deformierter Kerne:

$$a_{20} = \beta\cos\gamma \tag{2.3}$$

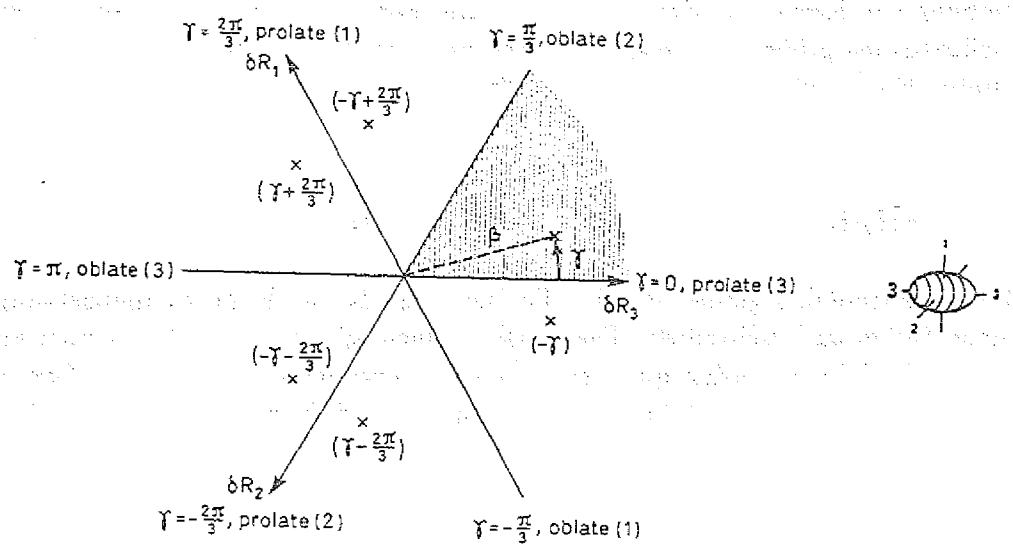


Abbildung 2.2: Darstellung der Kerndeformationen in der $\beta - \gamma$-Ebene.

Quelle: [3]

$$a_{22} = a_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\beta \sin\gamma$$

Trägt man die möglichen Deformationen in eine $\beta - \gamma$-Ebene auf, so ergibt sich bei $\gamma = 0°$ prolate Deformation, bei $\gamma = 60°$ oblate Kerngestalt (Abb. 2.2). Dazwischen liegen triaxial deformierte Kerne. In anderen Bereichen dieser Ebene wiederholen sich die gleichen Kernformen mit jeweils anderer Symmetrieachse.
Eine kollektive Rotation kann nur stattfinden, wenn die Rotationsachse nicht mit der Symmetrieachse übereinstimmt, sonst würden ununterscheidbare Zustände ineinander überführt - eine quantenmechanisch sinnlose Operation. Bei einer Rotation um die 1-Achse wäre der Drehimpuls also bei $\gamma = 0°, 60°, -120°$ kollektiv, bei $\gamma = 120°, -60°$ auf Einteilchenspins zurückzuführen. (Abb. 2.2)
Die Rotation eines so beschriebene Tropfens kann auf zwei verschiedene Weisen erfolgen: Als Rotation aller Nukleonen mit der selben Frequenz wie beim starren Körper (**rigid rotator**) oder als Bewegung eine idealen Flüssigkeit, bei der nur ein Teil der Nukleonen der Rotation folgt (**irrotational flow**). Bei der Messung realer Rotationsspektren erhält man meist Ergebnisse, die auf ein Verhalten zwischen diesen Extremen hindeuten.

Es ist anzumerken, daß im LDM die Existenz stabiler Deformationen im Grundzustand nicht erklärt werden kann, da ein Flüssigkeitströpfchen ja immer bei sphärischer Gestalt minimale Energie hat. Das LDM ist grundsätzlich unfähig, die durch Schaleneffekte verursachten Änderungen der Bindungsenergie zwischen einem Kern und seinen Nachbarkernen, also Kernen mit einem Nukleon mehr oder weniger, zu erklären. Abgesehen davon wird die totale Bindungsenergie sehr gut wiedergegeben. Auch zeigen sich Mängel des LDM bei

der Beschreibung von Kernen, in denen aufgrund ungerader Protonen- oder Neutronenzahl Einteilcheneffekte eine größere Rolle spielen. Erweiterungen des LDM beinhalten deshalb, allerdings unter Einbeziehung von Ideen aus dem Schalenmodell, die Beschreibung von solchen Kernen durch Kopplung des Valenznukleons mit dem Rumpf [2].

2.3 Einteilchenorientierte Modelle

Allen Einteilchen-Modellen gemeinsam ist die Idee, den Kern als Zusammensetzung von Einteilchenzuständen zu beschreiben. Die Einwirkungen aller anderen Nukleonen auf die Bahn eines Einzelteilchens werden quasi gemittelt und ergeben ein scheinbares Zentralpotential. Quantenmechanische Verfahren wie die Hartree-Fock-Methode liefern die theoretische Rechtfertigung für solches Vorgehen. Ein möglicher Ansatz für ein solches Potential, der auch experimentell gestützt wird, ist das Saxon-Woods-Potential:

$$V(r) = -V_0[1 + exp(\frac{r - R_0}{a})]^{-1} \tag{2.4}$$

$$\text{mit } R_0 = 1.2 \text{ fm } A^{1/3}$$

$$V_0 \approx 50 \text{ MeV}$$

$$a \approx 0.5 \text{ fm}$$

$$V_{ls} = \text{const.} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \vec{l}\vec{s} \tag{2.5}$$

Unter zusätzlicher Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung der Nukleonen (2.5) können mit diesem Modell die „magischen Zahlen" , also die Kerne besonders hoher Bindungsenergie, korrekt vorhergesagt werden (Abb. 2.5). Diese allein auf Schaleneffekte zurückzuführenden Zahlen beschreibt das Schalenmodell besser als rein kollektive Modelle, die Werte für die gesamte Bindungsenergie stehen dafür in krassem Widerspruch mit der Wirklichkeit.

Nun sind aber viele Kerne, vor allen zwischen den „magischen" Nukleonenzahlen, bereits im Grundzustand deformiert. Das **Nilsson-Modell** [6] kommt dieser Tatsache durch Verwendung eines räumlich anisotropen Potentials entgegen. Die Deformation definiert nun ein ausgezeichnetes körperfestes Koordinatensystem, dessen Orientierung in einem äußeren System berücksichtigt werden muß (Abb. 2.3).

Für die Beschreibung der Zustände in axial deformierten Kernen verwendet man entsprechend den folgenden Satz von Quantenzahlen:

$$[N n_z \Lambda] \Omega \pi \tag{2.6}$$

N : Anzahl der Oszillatorquanten

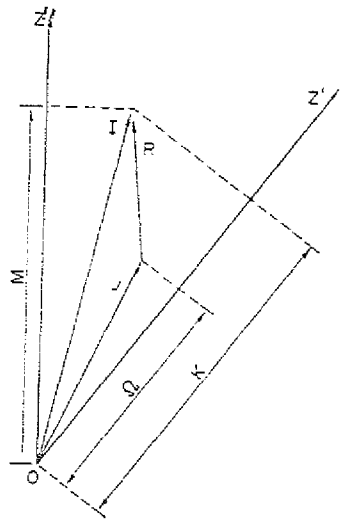


Abbildung 2.3: Die geometrischen Verhältnisse im Nilsson-Modell.
Z' ist die Körperachse, Z" definiert ein äußeres Koordinatensystem. $\vec{J}$ ist der innere Drehimpuls, $\vec{R}$ die Rotationsachse des ganzen Kerns. Der Gesamtdrehimpuls $\vec{I}$ zusammen mit M und K bildet einen vollständigen Satz guter (Drehimpuls-)Quantenzahlen.

Quelle: [3]

$$\begin{aligned} n_z &: \text{ Projektion von N auf die Symmetrieachse z} \\ \Lambda &: \text{ Projektion des Bahndrehimpulses auf z} \\ \Omega = \Lambda \pm \frac{1}{2} &: \text{ Projektion des Gesamtdrehimpulses} \\ \pi &: \text{ Parität} \end{aligned} \tag{2.7}$$

Die Verwendung dieses Satzes hat sich eingebürgert, sie sind jedoch nur im Falle großer Deformation und kleiner Spin-Bahn-Kopplung gute Quantenzahlen.

In Abb. 2.4 kann man die Zustandsenergien gegen die (axiale) Deformation aufgetragen, ein sogenanntes Nilsson-Diagramm, betrachten. Zur Beschreibung der Deformation sind in der Literatur eine ganze Reihe unterschiedlich definierter Größen, sogenannter „Deformations-Parameter" üblich. Im Anhang ist eine Auswahl oft verwendeter Definitionen zusammengestellt.

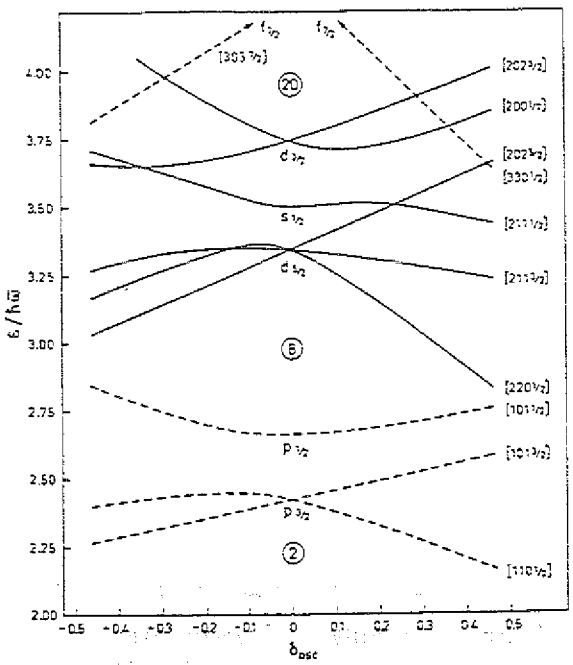


Abbildung 2.4: Nilsson-Diagramm

Quelle: [3]

2.4 Moderne Kernmodelle

Wie jetzt klar wird, haben Kerne Eigenschaften, die sich nicht allein durch eines der oben diskutierten Modelle beschreiben lassen. So ist ja allein die Tatsache, daß man überhaupt von festen Deformationen sprechen kann, ein kollektives Phänomen! Andererseits interessieren uns gerade die Schaleneffekte in solchen Kernen. Wir brauchen also ein Modell, daß kollektive und einteilchenorientierte Ansätze vereint, das sowohl Schalenkonfigurationen als auch Rotationen, Vibrationen und Deformationseigenschaften des Kerns konsistent beschreiben kann.
Das Grundlegende Verfahren zur Vereinheitlichung beider Ansätze ist die **Schalenkorrekturmethode**. Sie geht von der Tatsache aus, daß die absoluten Werte für die Bindungsenergie im LDM sehr gut beschrieben werden, daß also nur noch eine Korrektur zur Berücksichtigung der schnellen Fluktuationen erfolgen muß.

$$E = E_{LDM} + E_{Korrektur} \tag{2.8}$$

Diese Fluktuationen zwischen Kernen mit jeweils einem Nukleon mehr oder weniger sind natürlich gerade die Schaleneffekte. Man teilt also die Schalenmodellenergie in einen langsam variierenden Anteil und einen sich von Kern zu Kern schnell verändernden. Diese

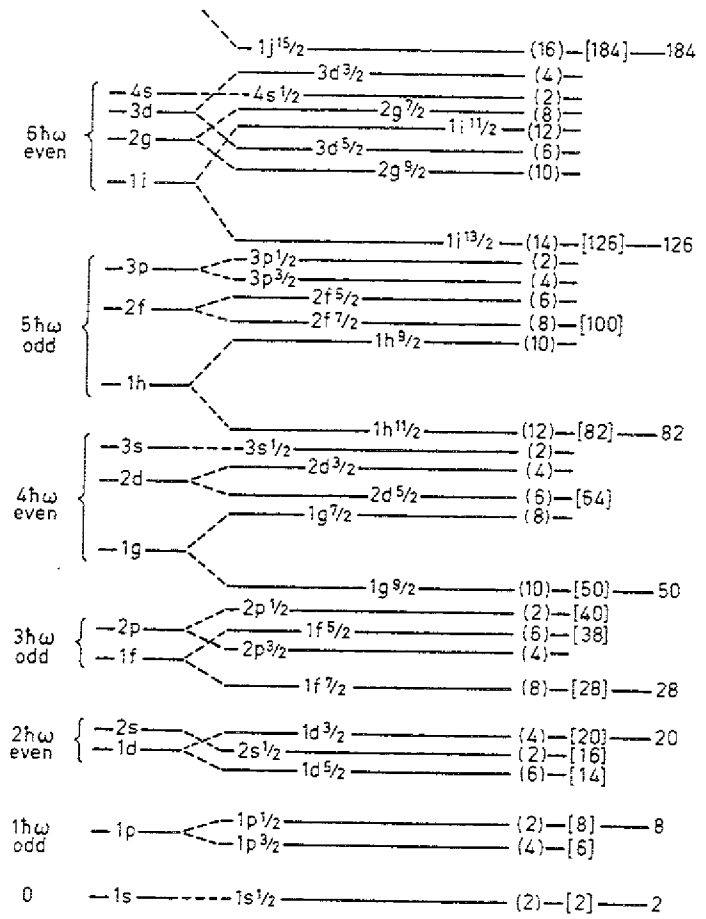


Abbildung 2.5: Energieniveaus und magische Zahlen im Saxon-Woods Schalenmodell.

Quelle: [4]

Aufteilung kann im Schalenmodell geleistet werden und benötigt keine zusätzlichen Annahmen [1].

$$E_{Schalenmod.} = E_{langsam} + E_{Korrektur} \tag{2.9}$$

Mit der Schalenkorrekturmethode kann erklärt werden, warum Kerne eine stabile Grundzustandsdeformation aufweisen können. Eine solche liegt dann vor, wenn durch die Deformation eine energetisch so günstige Schalenkonfiguration erreicht wird, daß die Gesamtenergie niedriger liegt als bei der durch die Oberflächenenergie favorisierte sphärische Gestalt.
Mit einem mathematischen Trick kann man die Rotation des Kerns bzw. des körperfesten Koordinatensystems im Hamiltonoperator und damit für die Bestimmung der Schalenmodell-Niveaus berücksichtigen [7]. Im **Cranking-Modell** wird eine Transformation in das

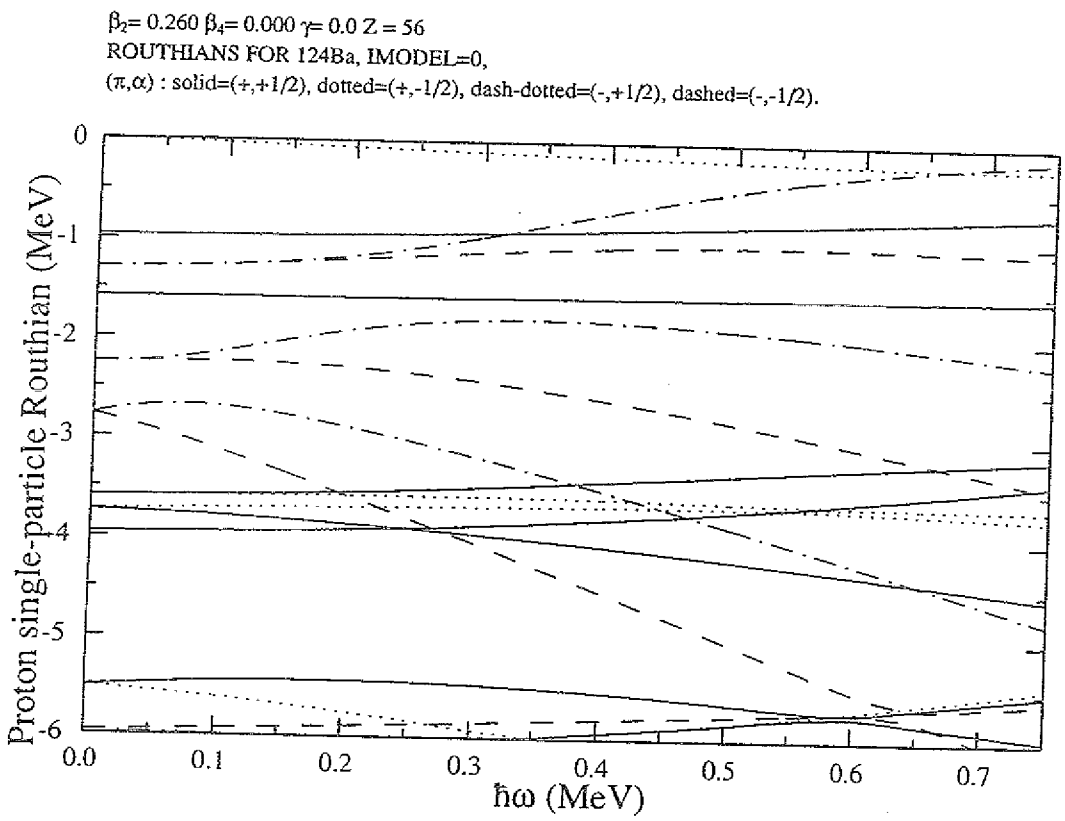


Abbildung 2.6: Nilsson-Niveaus im rotierenden Potential (Cranking-Modell).

rotierende Koordinatensystem vorgenommen:

$$H_\omega = H_0 - \hbar\omega J \tag{2.10}$$

In der Sprache der klassischen Physik entspricht das der Berücksichtigung von Coriolis- und Zentrifugalkraft, die durch den Übergang in ein Nichtinertialsystem entstehen. Der Einfluß der Rotation auf die Nilsson-Modell-Niveaus wird in Abb. 2.6 dargestellt. Bei der Rotation treten neue Phänomene auf, die auf die Scheinkräfte zurückgeführt werden. So spalten Zustände verschiedener Signatur, also mit unterschiedlichem Vorzeichen bezüglich einer 180°-Rotation um den Mittelpunkt eines axial deformierten Kerns, energetisch auf. Die Signatur muß als weitere Quantenzahl berücksichtigt werden. Dieser Effekt erklärt sich durch die Symmetriebrechung durch Auszeichnung einer Drehrichtung des Kerns, die auch die (als klassisches Analogon) Umlaufrichtung der Teilchen in ihren Bahnen unterscheidbar macht. Mathematisch wird die Signatur über die Eigenwerte des Operators R (Rotation um 180° bzw. π) definiert.

$$R = \exp(-i\pi J_x) \tag{2.11}$$

Als Eigenwerte von R^2 sind wegen der Fermionenstatistik 1 und -1 möglich, ersterer bei gerader Nukleonenzahl, letzterer bei ungerader. Man bezeichnet die entsprechenden Eigenwerte von R mit r und definiert:

$$r = \exp(-i\pi\alpha) \tag{2.12}$$

Die Signatur α kann dann also die Werte $0, 1, 1/2, -1/2$ annehmen. Bei hohen Rotationsgeschwindigkeiten spielt die Aufhebung der Entartung zwischen Niveaus mit unterschiedlicher Signatur eine große Rolle [11]. Geht man zu hohen Rotationsgeschwindigkeiten, so daß die Corioliskraft die Größenordnung der Paarkräfte erreicht, so können die Paarbindungen aufbrechen. Beide Nukleonen richten dann ihren Drehimpuls entlang der Rotationsachse aus, dieser Vorgang wird als „Ausrichtung durch Rotation" („Alignment") bezeichnet.
Verwendet man die Schalenkorrekturmethode und berücksichtigt die Rotation nach dem Cranking-Verfahren, so erhält man Gesamtenergien in Abhängigkeit von Deformation und Rotationsgeschwindigkeit. In diesem **Strutinsky-Cranking-Verfahren** kann man die Energie angeben als:

$$E_{Gesamt}(\beta, \gamma, I) = E_{LDM}(\beta, \gamma, I) + E_{Korrektur}(\beta, \gamma, I) \tag{2.13}$$

In Abb. 2.9 sieht man ein Beispiel für eine Energiefläche (Total Routhian Surface, TRS), die mit der Strutinsky-Methode berechnet wurde.

Das Strutinsky-Cranking-Verfahren wird heutzutage meist für theoretische Berechnungen verwendet. Die Feinheiten liegen in der Art und Weise, in der beispielsweise die Schalenmodellkorrektur berechnet wird. Hier rechnet man in einem abstrakten Raum von Quasiteilchen-Operatoren, aus Wellenfunktionen werden Summen über Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren [3].

$$\begin{aligned} \tilde{H} &= H_0 + V_{paar} - \lambda N \\ &= \sum_{\nu>0} (\epsilon(\nu) - \lambda)(a^\dagger(\nu)a(\nu) - a^\dagger(\bar{\nu})a(\bar{\nu})) - \Delta((a^\dagger(\bar{\nu})a(\nu) - a^\dagger(\nu)a(\bar{\nu})) \end{aligned} \tag{2.14}$$

λ :	Chemisches Potetial
Δ :	Parameter der Paarkraft
$a^\dagger(\nu), a(\nu)$:	Erzeugung, Vernichtung des Zustandes ν

Der Grundzustand eines Kerns wird so zum Quasiteilchen-Vakuum, Anregung von Teilchen-Loch-Paaren entspricht der Anwendung von Erzeugungsoperatoren auf den Vakuumzustand.

2.5 Superdeformation

Betrachtet man das einfachen Schalenmodell mit harmonischem Oszillatorpotential, so erkennt man bei sphärischer Kerngestalt eine klare Struktur magischer Zahlen, d.h. besonders großer Energielücken zwischen einzelnen Niveaus. Solche Lücken deuten immer auf eine Absenkung der Energie bestimmter Niveaus und damit auf die Existenz stabiler

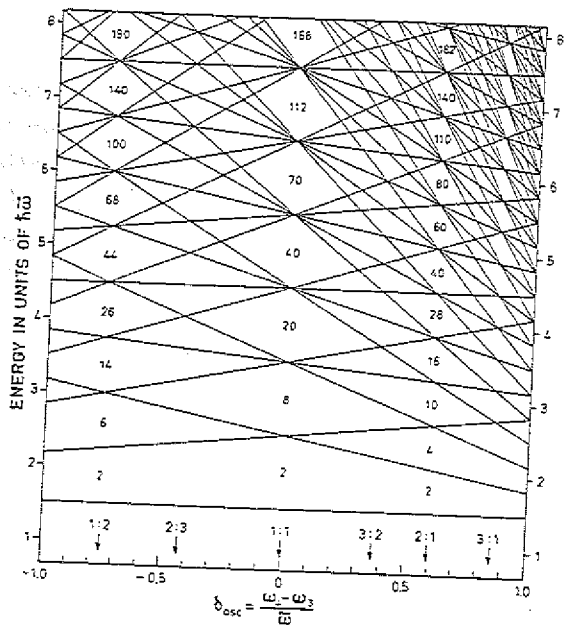


Abbildung 2.7: Magische Zahlen im Schalenmodell mit harmonischem Potential.

Quelle: [3]

Zustände hin. Sowohl bei prolater als auch oblater Kerndeformation mit einem Achsenverhältnis von 2:1 kann man, wenn auch schwächer ausgeprägte, neue energetische Lücken erkennen (Abb. 2.7), die zu neuen magischen Zahlen bei superdeformierten Kernen führen.

Tatsächlich erklärt dieses hier schematisch erkennbare Phänomen in etwa den physikalischen Effekt, der zur sogenannten Superdeformation führt. Bei schneller Rotation und starker prolater Deformation mit einem Achsenverhältnis von ungefähr 2:1 werden große Energielücken zwischen bestimmten Schalenmodellzuständen erzeugt, die die superdeformierte Kerngestalt stabilisieren (Abb. 2.8). Anders ausgedrückt, für bestimmte Protonen- und Neutronenzahlen gibt es eine Wahrscheinlichkeit für die Bildung von Kernen im superdeformierten Zustand. In Strutinsky-Diagrammen erkennt man entsprechend bei hohen Spins Potentialmulden bei kollektiver prolater Deformation mit einem Achsenverhältnis von $\approx 2:1$ (Abb. 2.9).

Experimentell beobachtet man ausgeprägte Rotationsbanden, die über einen weiten Spinbereich eine konstanten Energieabstand aufweisen (Abb. 2.10). Ein Zerfall aus dem superdeformierten Zustand heraus findet erst statt, wenn der Drehimpuls unter eine bestimmte Grenze fällt; bei hohen Spins dagegen ist der superdeformierte Zustand in seinem eigenen Potentialminimum quasi isoliert, ein Übergang zu normaldeformierten Zuständen findet nicht statt. In dem superdeformierten Minimum kann man mit Recht vom Grundzustand (der SD) sprechen, wenn die gesamte Energie des Kerns in einer kollektiven Rotation liegt.

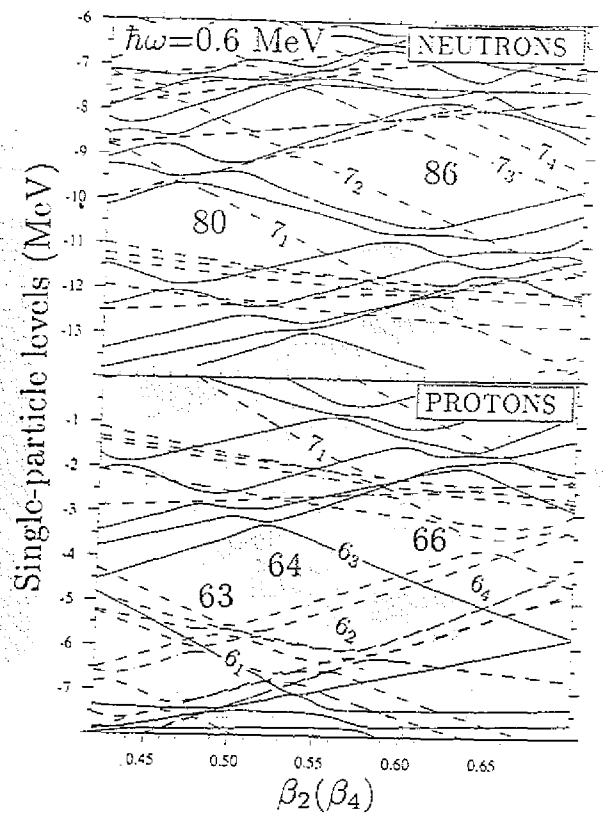


Abbildung 2.8: Neue magische Zahlen bei großer prolater Deformation und hohem Spin.

Quelle: [12]

Eine wichtige Größe zur Analyse superdeformierter Banden ist das Trägheitsmoment J. Man unterscheidet dabei zwischen dem statischen $J^{(1)} = \frac{\hbar I}{\omega}$ und dem dynamischen Trägheitsmoment $J^{(2)} = \frac{\hbar dI}{d\omega}$. Im Falle eines starren Rotators gilt $J^{(1)} = J^{(2)} = const.$ $J^{(2)}$ läßt sich direkt aus dem Abstand benachbarter Übergänge ableiten. Unter Ausnutzung der Energieniveaus des idealen Rotators

$$E_{Level}(I) = \frac{\hbar^2}{2J^{(2)}} I(I+1) \tag{2.15}$$

ergibt sich $J(2)$ aus:

$$E_\gamma(I) - E_\gamma(I-2) = \frac{4\hbar^2}{J^{(2)}} \tag{2.16}$$

Unter Benutzung der folgenden Formeln kann man sowohl über das Trägheitsmoment, als auch aus Lebensdauermessungen(also aus dem über diese zugängliche) Quadrupolmoment die Deformation bzw. das Achsenverhältnis c/a berechnen.

$$Q_0 = 0.576 Z A^{2/3} \frac{(c/a)^2 - 1}{(c/a)^{2/3}} [eb] \tag{2.17}$$

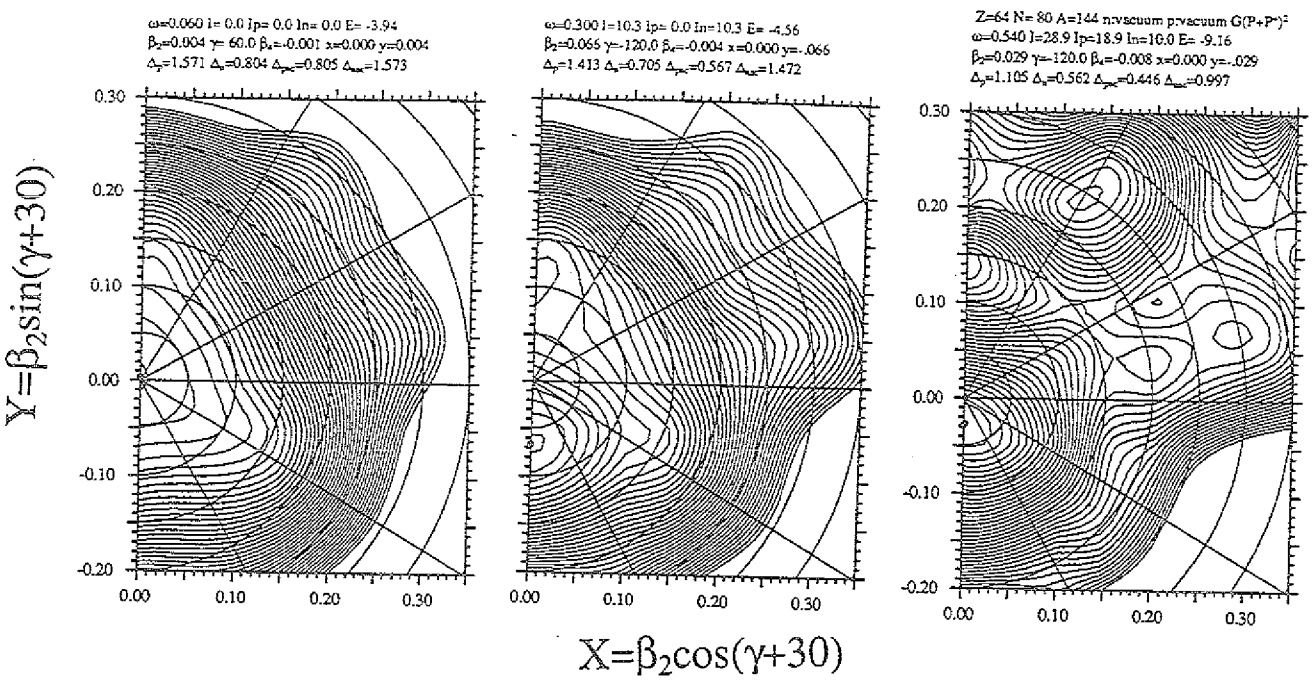


Abbildung 2.9: Strutinsky-Energieflächen für ^{144}Gd bei verschiedenen Spins. Man beachte das superdeformierte Energieminimum bei prolater Deformation.

Quelle: [19]

$$J = 0.01378 A^{5/3} \frac{1 + (c/a)^2}{2(c/a)^{2/3}} \frac{\hbar^2}{MeV} \tag{2.18}$$

In Formel 2.18 wird dabei vom Modell eines starren Rotators ausgegangen. Vergleicht man Ergebnisse aus der Messung des Quadrupolmoments mit denen nach der zweiten Formel berechneten so erkennt man, daß superdeformierte Zustände in guter Näherung als starre Rotatoren beschrieben werden können. Unter extremen Bedingungen, sprich sehr hohem Spin, beobachtet man also ein Phänomen, daß sich wieder mit naiven, klassischen Vorstellungen beschreiben läßt!

In diesem Wechselpiel zwischen dem kollektiven Bild und Einteilchenbild, zwischen quantenmechanischer und klassischer Betrachtungsweise liegt auch sicherlich der besondere Reiz dieses Forschungsgebietes. Und mehr noch als bloßes Auffinden und Vermessen der mittlerweile zahlreichen superdeformierten Banden interessiert die Möglichkeit, das grundsätzliche Verständnis kollektiven und nichtkollektiven Verhaltens von quantenmechanischen Objekten zu vertiefen und zu erweitern.

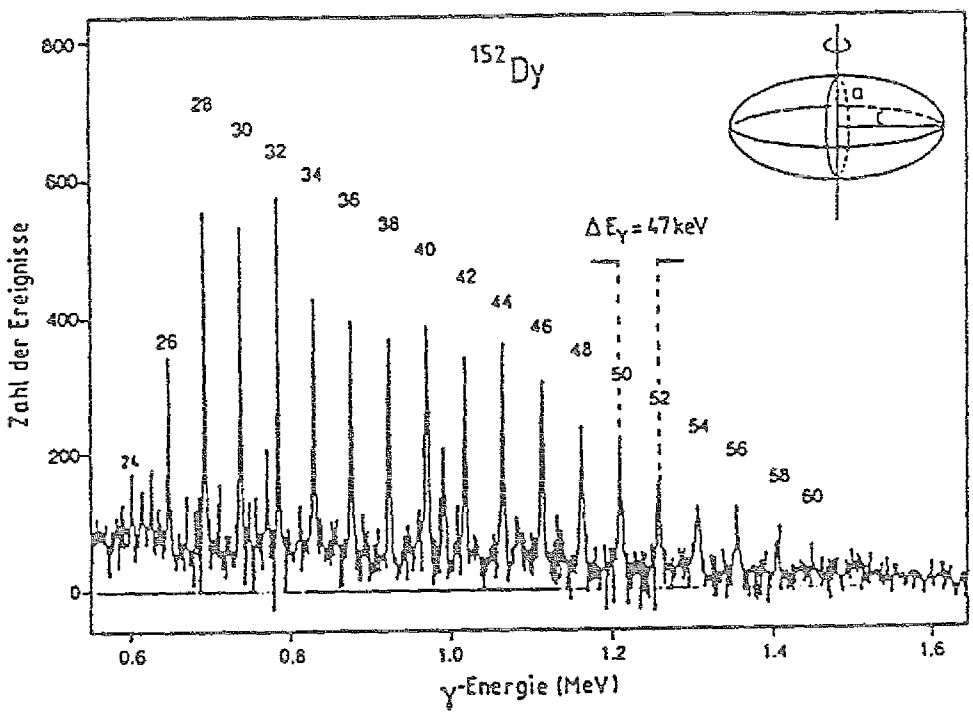


Abbildung 2.10: Die superdeformierte Yrast-Bande in ^{152}Dy

Quelle: [18]

Kapitel 3

Experimentdurchführung am GASP Spektrometer

3.1 Das GASP Spektrometer

GASP ist ein Multidetektorarray der zweiten Generation. Es dient als Allzweck-Spektrometer sowohl der hochauflösenden γ-Spektroskopie als es auch für die Untersuchung von Kernreaktionen benutzt werden kann. GASP besteht aus 40 Compton-unterdrückten Germaniumdetektoren und einem 4π-Kalorimeter aus 80 BGO-Kristallen. Die geometrische Anordnung basiert auf einem Polyhedron, einem auf dem Ikosahedron aufbauenden 122-flächigen Körper (Abb. 3.1). Von diesen zur Verfügung stehenden Flächen werden 120 für die Detektoren benutzt, die übrigen zwei für den Strahleeintritt und elektrische Zuleitungen. Der Innenradius des Arrays beträgt 34 cm, in diesem Raum können zusätzliche Gerätschaften, wie zum Beispiel ein Multiplizitätsfilter aus Silizium-Detektoren untergebracht werden. Eine Aufstellung der genauen Lage der vierzig Germanium-Detektoren ist in Tab. 3.1 gegeben.

Bei den benutzten Germanium-Detektoren handelt es sich um zylindrische Kristalle mit 72 mm Durchmesser und 82 mm Höhe. Die relative Photopeak-Effizienz wird mit 83% bei 1332 keV angegeben, die Energieauflösung liegt, je nach Detektor, zwischen 2.1 und 2.6 keV. Quanten, die nach einem unerwünschten Comtponeffekt aus dem Kristall herausgestreut werden, werden in einem BGO-Schild aus acht unabhängigen 19.5 cm langen Kristallen mit je einem eigenen Photomultiplier nachgewiesen. Eine Koinzidenzschaltung sorgt dann für die Unterdrückung des im Germanium gemessenen Compton-Ereignisses. Diese Comptonunterdrückung findet individuell für jeden einzelnen Detektor statt, eventuelle Streuungen in Nachbardetektoren werden nicht berücksichtigt. Das BGO-Kalorimeter besteht aus hexagonal geformten 6 cm dicken BGO-Kristallen, die zusammen 80% des Raumwinkels überdecken. Nach Monte-Carlo-Simulationen erreicht dieser innere Ball eine absolute Nachweiswahrscheinlichkeit von 76% bei 1 MeV γ-Energie und 30% Energieauflösung für eine γ-Kaskade aus 30 Übergängen.

Bei Benutzung des BGO-Filters sind sie Germaniumdetektoren in 27 cm Entfernung

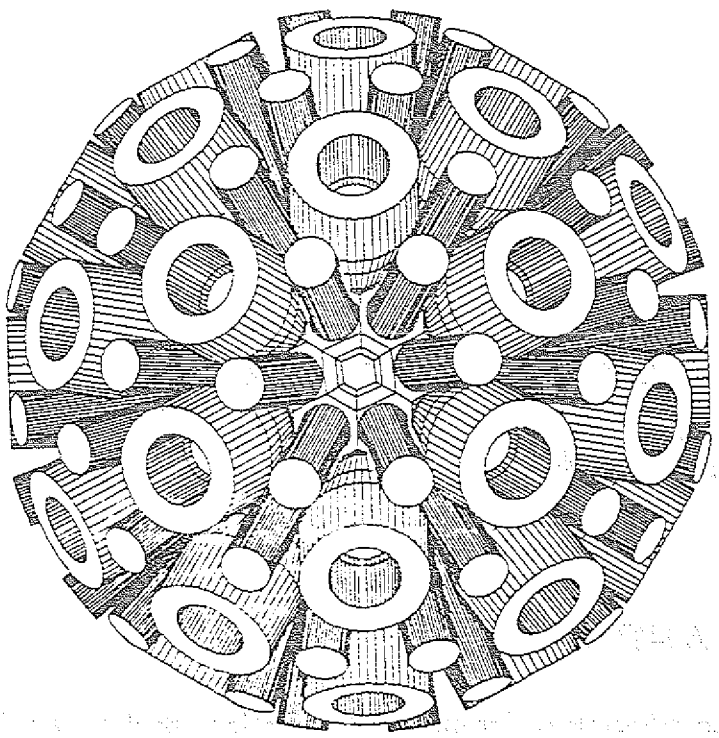


Abbildung 3.1: Die Polyhedron-Geometrie des GASP-Spektrometers.

Quelle: [26]

vom Target angebracht, sie überdecken dann einen Raumwinkel von 26%. Die absolute Photopeak-Ansprechwahrscheinlichkeit ist dann 0.074% und das Peak-zu-Total Verhältnis (P/T) etwa 65% bei 1 MeV. Der für die Güte von Vieldetektorarrays in der Gammaspektroskopie entscheidende Wert ist die „Resolving Power" R, da aus dieser Größe direkt die Verteilung der beobachteten Multiplizitäten und andere Parameter abgeleitet werden können [17].

$$R = \frac{SE_\gamma}{\Delta E_\gamma}\frac{P}{T} \tag{3.1}$$

Unter Benutzung dieser Definition und der Annahme einer totalen γ-Multiplizität von 30, einer Neutronenmultiplizität von 4, einer Separation zweier Linien SE_γ von 60 keV und einer Geschwindigkeit der erzeugten Kernen von 4% der Lichtgeschwindigkeit ergibt sich $R = 4.8$. Damit liegt die theoretische Qualität des GASP-Spektometers in der Größenordnung von EUROGAM I und damit deutlich über früheren Systemen wie OSIRIS oder NORDBALL [17].

In Abb. 3.2 und Abb. 3.3 ist GASP aus verschiedenen Blickrichtungen zu beobachten. Der mechanische Aufbau zeichnet sich durch Stabilität und leichte Bedienbarkeit aus, so kann das ganze System mit zwei Knopfdrücken innerhalb einer Minute geöffnet und wieder geschlossen werden, ohne Instabilitäten befürchten zu müssen.

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

Tabelle 3.1: Positionen der Germaniumdetektoren. Alle Werte sind in Grad angegeben.

3.2 Elektronik und Datenerfassung

Das System zur Datenaufnahme des GASP-Spektrometers ist im Laufe des letzten Jahres stark verändert worden. Alle hier beschriebenen Eigenschaften gelten für den im März 1994 arbeitenden Aufbau. Zum Zeitpunkt des ^{144}Gd-Experiments wurden teilweise andere Wandler benutzt und auch die Steuerung des Datenaufnahmesystems war noch nicht soweit entwickelt wie hier beschrieben. Die in Kapitel 4 bemängelte hohe Zahl der unbenutzbaren beziehungsweise beschädigten Daten war eine Folge dieses Umstands.

Eine Skizze des elektronischen Systems zur Verarbeitung der Signale der 160 Detektoren ist in Abb. 3.4 zu sehen. Die Signale der Germaniumdetektoren werden, nach individueller Compton-Unterdrückung über LGS-Einheiten (Linear Gate and Stretcher) an das Datenerfassungsystem weietergeleitet. Ein Multiplizitätsfilter kann bereits an dieser Stelle unerwünschte Ereignisse ausblenden. Dazu werden die Multiplizitäten aus dem inneren Ball, der Compton-Schilde und der Compton-unterdrückten Germanium-Multiplizität herangezogen. Für die Bereitstellung der Germanium-Summenenergie erfolgt diese Filterung unter Benuztung der nicht Compton-unterdrückten Germanium-Fold.

Die Analog-Digital-Wandlung der Germanium-Signale erfolgt nur über zwei Phoenix ADC. Ein logischer Multiplexer sorgt für die Umschaltung der Einzelsignale von den LGS an die Wandler. Tatsächlich reicht die erzielbare Wandlerrate von nur zwei Einheiten aus,

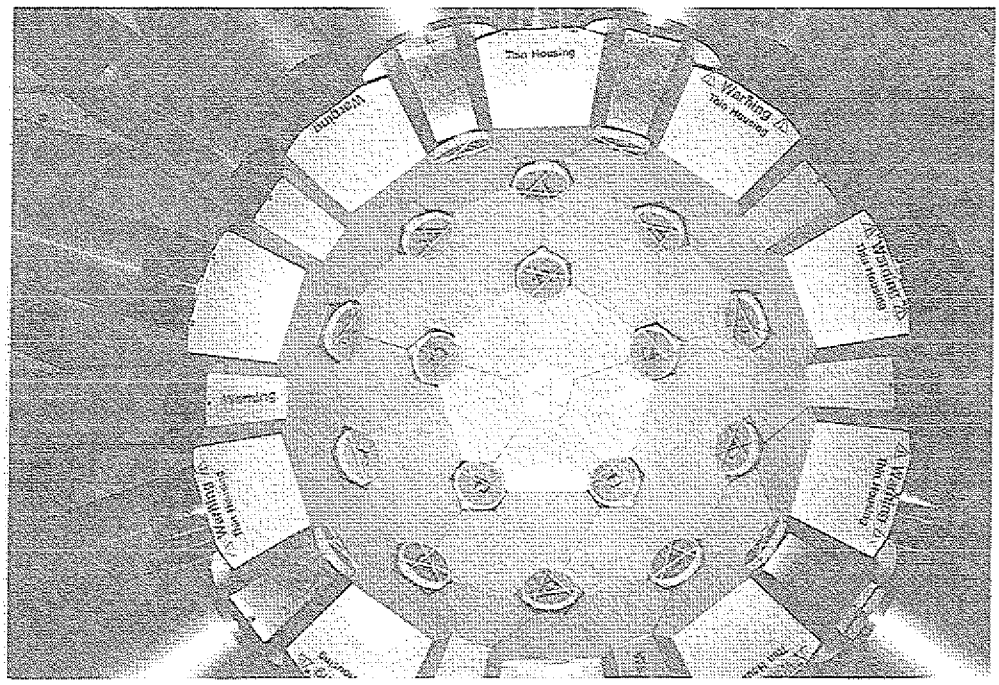


Abbildung 3.2: Blick auf den inneren Ball von GASP. Man sieht die hexagonalen Elemente des BGO-Schilds.

um die Compton-unterdrückten Signale aller Detektoren ohne Probleme zu verarbeiten. Die Signale der BGO-Detektoren werden separat gewandelt, wie auch für die Zeitsignale der Germaniumdetektoren je ein (Silena) ADC-Kanal benutzt wird.

Eine besonders elegante technische Lösug stellt das Datenaufnahmesystem dar. Grundlage ist ein auf VME-Basis arbeitendes Netzwerk von INMOS T-800 Transputern. Diese 32-Bit Mikroprozessoren zeichen sich vor allem durch eine Hardwareunterstützung von Multiprozessorsystemen aus. Die Kommunikation zwischen Knoten wird dabei über serielle Anschlüsse, sogenannte Links, gewährleistet. Mit den verfügbaren 4 Links pro Prozessor können auch komplexe Multiprozessorgeometrien verwirklicht werden. In Fig. 3.2 ist ein Schema des bei GASP verwendeten Netzes dargestellt.
Die Arbeit dieses Netzes besteht aus fünf logischen Abschnitten:

- Aufbau einer Ereignisstruktur
  Die Strukur der Ereignisse ist dabei variabel, auch Zusatzdetektoren können eingebunden werden.

- Überprüfen der Ereignisse
  Fehlerhafte Ereignisse, bei denen beispielsweise einzelne Parameter fehlen, werden verkürzt oder gelöscht. Die genauen Bedingungen für die Auswahl korrekter Ereignisse werden per Software festgelegt.

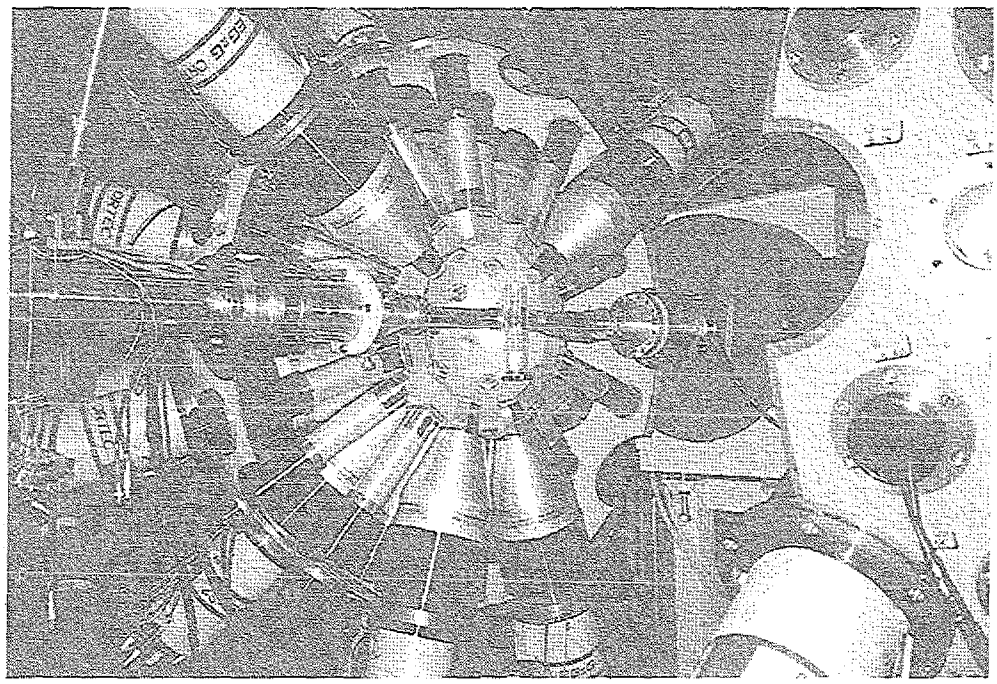


Abbildung 3.3: Seitlicher Blick in die Targetkammer von GASP.

- Kalibration
  Online-Kalibration der Energie- und Zeitdaten.

- Filterung
  Bedingungen zur Auswahl spezieller Daten wie Fenster auf bestimmte Parameter können hier spezifiziert werden.

- Analyse
  Hier werden Histogramme nach von der Software gegebener Spezifikation aufgebaut und in einem für das Transputernetz und den Auswerterechner zugänglichen RAM gespeichert.

Anzumerken ist, daß zur Zeit die Daten unmittelbar nach der Überprüfung auf Band geschrieben werden. Kalibration und weitere Schritte spielen daher nur für die Online-Auswertung eine Rolle. Prinzipiell wäre es mit dem vorhandenen System aber auch möglich, kalibrierte und gefilterte Daten auf Band zu schreiben. Die im gemeinsamen RAM gespeicherten Histogramme können jederzeit vom Auswerterechner (Front-End System) aus abgerufen und graphisch dargestellt werden. Damit ist eine ständige Kontrolle der Daten und, durch die Möglichkeit der Definition von Fenstern und der Erstellung von zweidimensionalen Histogrammen, auch zu einem gewissen Grad eine Auswertung bei der Experimentdurchführung möglich. Alle Parameter können auch während des Programmlaufs durch das Versenden von Nachrichten an einzelne Transputernodes geändert werden.

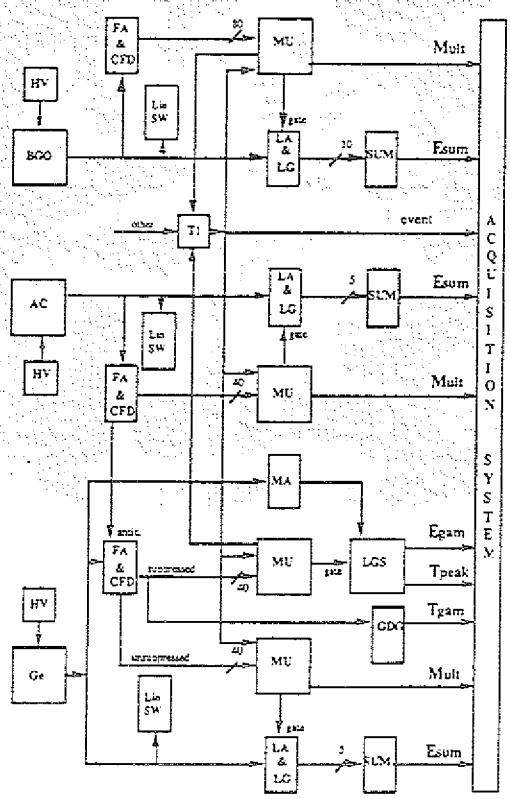


Abbildung 3.4: Schema des elektronischen Systems von GASP.

Quelle: [25]

Das Programm für die Analyse des Daten läuft parallel auf zwei Knoten. Dies ermöglicht Änderungen, also Neukompilation, zur Laufzeit. Dabei übernimmt ein Knoten den Datenstrom alleine, während der andere neu geladen wird. Anschließend wird das aktuelle Programm wieder auf beide Prozessoren kopiert.

Die mit einem solchen System erzielbare Flexibilität ist sehr hoch, in der Praxis bildet aber die sehr komplizierte und fehleranfällige Programmierung der Transputer in OCCAM ein Hindernis. Deshalb wurde die Programmiersprache NEO (Nuclear Events Orientated language) entwickelt, die in einer sehr geradlinigen Struktur und einfacher, an PASCAL angelehnten Semantik die Programmierung aller oben beschriebenen Aufgaben ermöglicht. Mit einem Minimum an Programmierkenntnissen können in kurzer Zeit auch komplexe Filterungen oder Sortierungen erfolgen. NEO ist als Compiler implementiert, der OCCAM Quelltext erzeugt. Dieser wird dann in T-800 Maschinencode compiliert und in das Netz geladen. Durch die hohe Flexibilität ist der Einsatz von NEO nicht auf Online-Aufgaben festgelegt. Zur Zeit befindet sich eine NEO-Compiler in Entwicklung, der C-Programme erzeugen kann. Diese könnten dann auf allen zur Offline-Auswertung verwendeten Maschinen

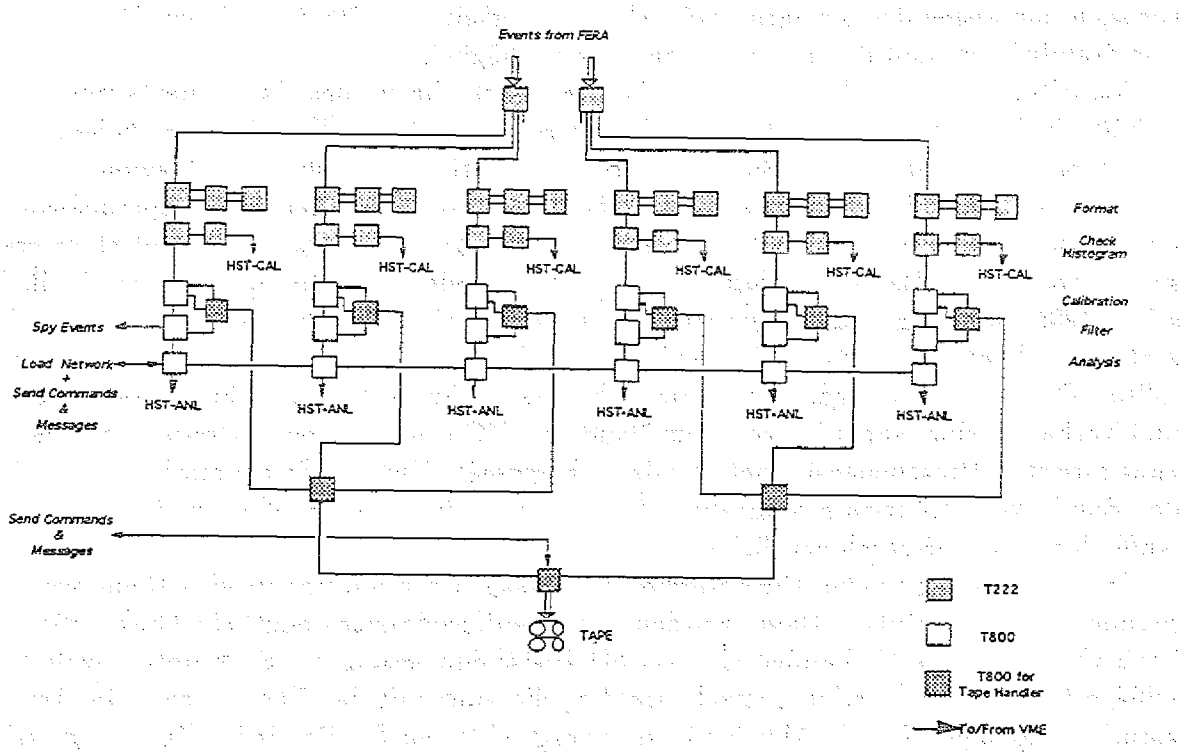


Abbildung 3.5: Das Transputernetz des Datenefassungssystems von GASP.

Quelle: [27]

benutzt werden, der Unterschied zwischen On- und Offline-Analyse wird so bedeutungslos. Tatsächlich spielt es für die Logik eines NEO-Programmes keine Rolle, ob die Ereignisse von einem Magnetband gelesen werden oder direkt von der Elektronik eines Detektorsystems zu Verfügung gestellt werden.

Mit der Entwicklung von NEO wurde damit ein faszinierender Ansatz für Datenauswertungssoftware im Allgemeinen geschaffen. Bei zukünftigen Spektrometern wie EUROBALL III sind vielleicht ähnliche Lösungen notwendig, um die zu erwartende Datenflut sinnvoll verarbeiten zu können. Sowohl Datenreduzierungen zur Zeit der Messung, als auch die schnelle Anpassung der Sortiersoftware auf geänderte Vorgaben oder Datenformate sind deutliche Vorteile gegenüber traditionellen Lösungen.

3.3 Ziele des Experiments

Ursprünglich geplant war die Messung der Reaktion ^{100}Mo(^{50}Ti,4n)^{146}Gd bei 221 MeV zur genauen Untersuchung der verschiedenen superdeformierten Banden in ^{146}Gd, auch eine Suche nach Hyperdeformation war ein Ziel. Leider war es technisch nicht möglich,

einen ^{50}Ti-Strahl zu erzeugen, da mit sehr ähnlicher Masse stets ^{48}Ti-H-H-Verbindungen vorlagen, die wegen der geringen natürlichen Häufigkeit von ^{50}Ti dominieren. Dies machte eine Stabilisierung auf den gewünschten Kern unmöglich.

Als Alternative entschied man sich für die Durchführung des Experiments mit einem ^{48}Ti-Strahl bei unveränderter Energie. Damit sollte der Kern ^{144}Gd bei sehr hohem Spin bevölkert werden, um eine Suche nach Superdeformation durchführen zu können.

Zum Zeitpunkt der Experimentdurchführung war kein Nachweis einer superdeformierten Bande in ^{144}Gd verfügbar. Theoretiker hatten dagegen die Existenz mindestens einer superdeformierten Bande in diesem Kern immer wieder vorhergesagt. So wurde in [5] schon 1985 eine ausgeprägte Energielücke in der Schalenkonfiguration der Protonen bei Z=64 berechnet, die zu einem Zustand mit sehr hoher Deformation von $\beta_2 = 0.51$ führen sollte. Genaue Rechnungen [12] konnten bereits konkrete Aussagen über Konfiguration und Verhalten einer superdeformierten Bande in ^{144}Gd machen, eine scharfe Bandenkreuzung zwischen Protonenzuständen wurde vorhergesagt. Hier wurde ein starkes Abweichen der Bande vom Kriterium konstanter Energieabstände erwartet, ein Umstand, der das Auffinden einer sicherlich deutlich erschwert.

Zur Bestätigung solcher theoretischen Vorhersagen wurden bereits eine Reihe von Experimenten durchgeführt. Dabei wurden in Koinzidenzmatrizen deutliche Gratstrukturen beobachtet, die das Vorhandensein von SD-Zuständen anzeigen. Es konnten auch Vorschläge für diskrete Banden gemacht werden, die auch mit der Theorie nicht im Widerspruch standen [21, 23]. In Abb. 3.6 ist eine vorgeschlagene SD-Bande in ^{144}Gd dargestellt. Leider war die in diesem OSIRIS-Experiment gemessene Statistik zu schwach, so daß eine eindeutige Bestätigung des Vorschlags nicht geleistet werden konnte. Eine Überprüfung dieser Bande war also ein erstes Ziel bei der Auswertung des neuen Experiments.

3.4 Durchführung des Experiments

Zur Vermessung der Kernreaktion ^{100}Mo(^{48}Ti,4n)^{144}Gd wurde ein dünnes Target verwendet, bestehend aus drei Molybdänfolien von je 360 μg/cm^2. Diese wurden im Abstand von etwa einem halben Millimeter hintereinander befestigt. Es standen knapp vier Tage Stahlzeit mit dem ^{48}Ti-Beam zu Verfügung. Die Messung begann mit einem Stahlstrom von 80 nA, der später auf 70 nA absank und nachezu über die gesamte Stahlzeit konstant blieb. In den letzten Stunden wurde dann wieder mit 80 nA gemessen. Typische Zählraten waren dabei 8 kHz für comptonunterdrückte Einzelereignisse und 7.0 kHz für Dreifachereignisse.

Insgesamt wurden vierzehn Magnetbänder mit Rohdaten beschrieben, bei etwa 90 Stunden reiner Datenaufnahmezeit und etwa vier Gbyte Kapazität pro Band entspricht das einer Datenrate von ca. 160 KByte/s.

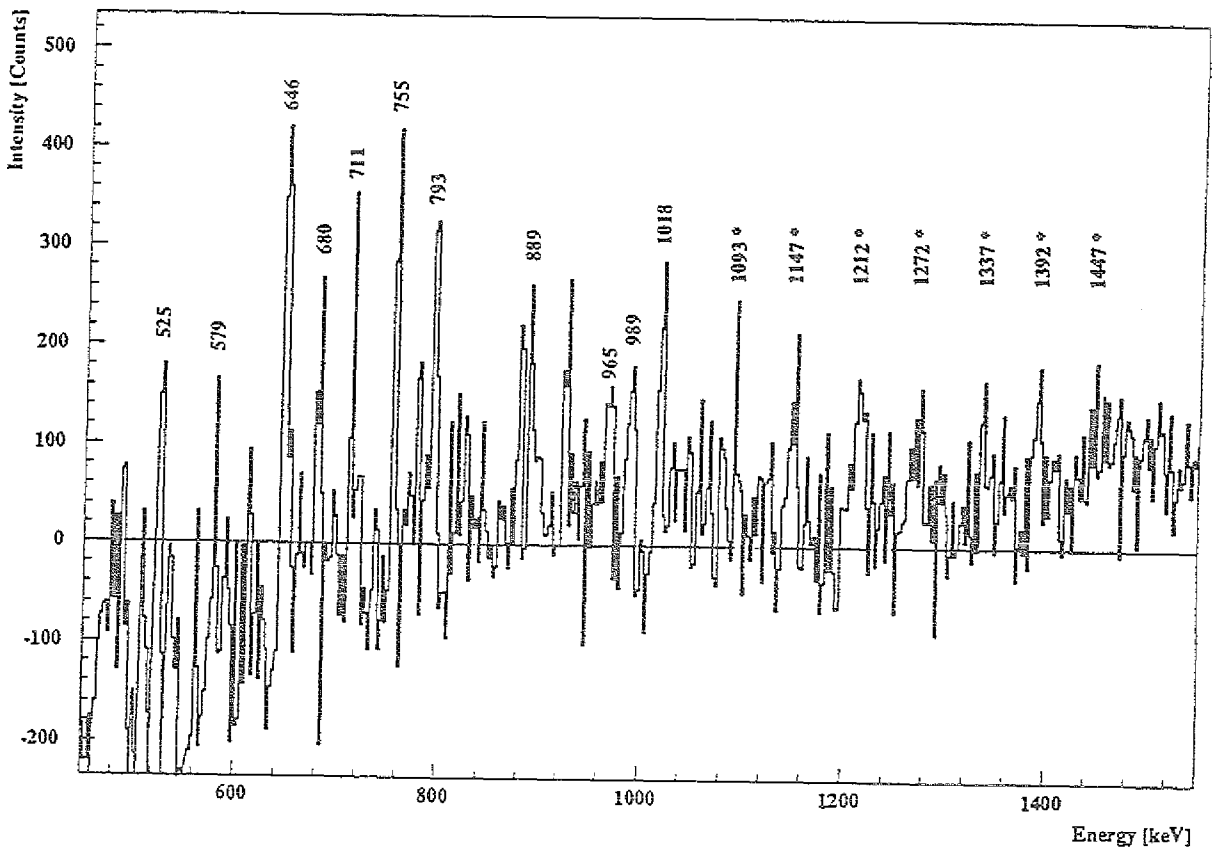


Abbildung 3.6: Vorschlag für eine diskrete SD-Bande in ^{144}Gd. Diese Bande entstammt einem mit OSIRIS durchgeführten Experiment.

Quelle: [21]

Kapitel 4

Auswertung des GASP-Experiments

4.1 Ziele und Methoden der Auswertung

Ziel der Auswertung war, Informationen über die Superdeformation in ^{144}Gd aus den gemessenen Daten zu extrahieren. Dies beinhaltet:

- Suche nach Kandidaten für superdeformierte Banden in ^{144}Gd
- Genaue Untersuchung der gefundenen Banden
- Überprüfung früherer Vorschläge für entsprechende Banden

Im Folgenden werden nun die Methoden zum Erreichen der oben definierten Ziele im Detail erläutert. Eine physikalische Diskussion der Ergebnisse und einen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen ist im nächsten Kapitel zu finden.

Die notwendigen Sortierungen wurden mit dem neu entwickelten Programmpaket SOPHIE durchgeführt, das im Anhang dokumentiert ist. Die Auswertung der sortierten Daten erfolgte mit dem von D.C. Radford entwickelten RADWARE-Paket. RADWARE bietet umfangreiche Möglichkeiten zur Analysen von zwei- und dreidimensionalen Koinzidenzdaten, und ist dabei voll interaktiv zu bedienen und sehr schnell.

4.2 Kalibration und Vorsortierung

Die experimentellen Daten lagen auf 8mm High-Density Exabyte Magnetbändern vor. Vierzehn Bänder mit je etwa 5Gbyte Kapazität mußten ausgewertet werden, je Band zwischen 1.0 und $1.3*10^8$ Ereignisse, insgesamt etwa $1.7 * 10^9$ Ereignisse mit Multiplizitäten zwischen zwei und fünfzehn.
Es wurden nun Projektionen der Energie- und Zeitdaten der einzelnen Detektoren erstellt, in Gruppen von etwa 30.000.000 Ereignissen, also vier pro Magnetband. Ausgehend von diesen Projektionen wurde die Kalibration durchgeführt. Mit Hilfe der bereits während der Experimentdurchführung erzeugten Projektionen von Daten, die mit radioaktiven Quellen (Eichpräparaten) gemessen worden waren, war eine ausreichend genaue Vorkalibration

181.9	443.
599.0	668.4
916.8	1311.4
1418.3	

Tabelle 4.1: Liste der zur Kalibration verwendeten Linien, Energien in keV.

zur Identifizierung starker Linien gegeben. Ausgehend von sieben ausgewählten starken Übergängen wurden dann polynomiale Angleichung zur endgültigen Eichung der Detektoren erzeugt (Tab. 4.1). Es waren zur Erreichung einer genügenden Genauigkeit Polynome von Grad 2 bis 4 nötig, die maximale Abweichung von der realen Energie betrug dann über den geeichten Energiebereich (ca. 100-1600 keV) weniger als 0.5 keV.

Für die Kalibration der Zeitdaten war die Angabe eines Offsets für jeden Detektor ausreichend, um das Maximum der prompten Zeitspektren aller Detektoren auf den gleichen Kanal zu legen.

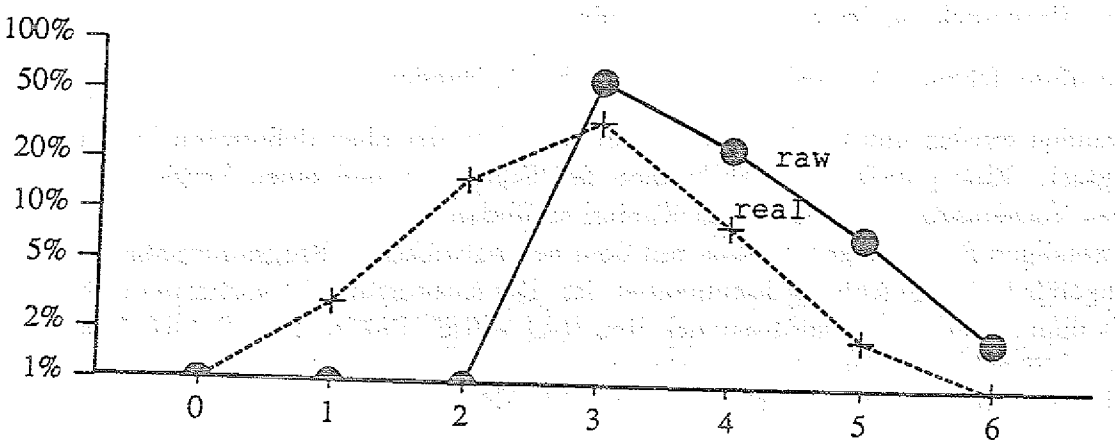


Abbildung 4.1: Verteilung der Multiplizitäten der Rohdaten und kalibrierten Daten.

Nach Beendigung dieses Arbeitsschrittes wurden nochmals Projektionen erstellt, diesmal auch unter Berücksichtigung der Kalibration. Es bestätigte sich deren Richtigkeit, es konnten keine Linienverbreiterungen oder verschobene Nebenlinien festgestellt werden.

Nach ausgeführter Kalibration wurden γ-Ereignisse mit einer Energie oder Zeit von Null aus dem Datensatz entfernt. In Abb. 4.1 und Tab. 4.2 ist die Verteilung der Multiplizitäten vor und nach der Kalibration dargestellt. Die Zahl der in einem Ereignis, also gleichzeitig, aufgenommenen γ-Ereignisse wird im weiteren auch oft mit Fold (Ereignisfold) bezeichnet. Dieser Wert sollte nicht verwechselt werden mit der Zahl der BGO-Elemente, die gleichzeitig ein γ-Ereignis gemeldet haben. Auch dieser vom Datenaufnahmesystem gelieferte

Fold	in Rohdaten	in kalibrierten Daten
0	0.00%	0.32%
1	0.00%	4.37$
2	0.29%	24.07%
3	63.00%	53.77%
4	26.49%	14.07%
5	7.74%	2.84%
6	1.92%	0.48%
>6	0.55%	0.08%
Total:		
	107375338	7286704

Tabelle 4.2: Anzahl der Ereignisse nach Fold aufgeschlüsselt. Es wurde ein Rohdatenband analysiert.

Parameter wird häufig Fold (BGO Fold) genannt. Zusätzlich gibt es noch den festen Parameter Germanium Fold, der allerdings in dieser Auswertung wegen seiner Redundanz nicht benutzt wurde.

Es fällt auf, daß das Datenaufnahmesystem von GASP offensichtlich auch nicht korrekt aufgenommene Ereignisse auf Band schreibt. Bei ausschließlicher Berücksichtung aller korrekten Ereignisse mit Fold größer als drei geht etwa die Hälfte aller Daten verloren.

Im nächsten Schritt wurden die kalibrierten Daten auf neue Magnetbänder geschrieben. Um möglichst eine kompakte Speicherung zu erreichen, wurde jedem der Parameter eine bestimmte Anzahl Bits zugewiesen:

Rohdaten		Vorsortierte Daten	
Parameter	Bits	Bits	Kompressionsfaktor
BGO Energie	16	12	Keine Kompression
BGO Fold	16	10	4
Ge Summenenergie	16	0	Nicht benutzt
Ge Fold	16	0	Nicht benutzt
Ereignisfold	16	6	Keine Kompression
γ Energie	16	12	Keine Kompression
γ Zeit	16	8	16

Es ist anzumerken, daß alle der oben aufgeführten Paramter vom Datenaufnahmesystem mit höchstens 12 Bit digitalisiert wurden. Sie wurden allerdings alle als Wort (16 Bit) gespeichert.

Es war möglich, alle Daten in vorsortierter Form auf fünf Magnetbändern zu speichern, die nicht alle vollständig ausgenutzt wurden. Im Vergleich zu den Rohdaten benötigten sie so etwa 30% des Speicherplatzes, der Speicher für ein Ereignis in vorsortierter Form betrug zwischen 9 und 20 Bytes.

4.3 Erste Datenanalyse

Als ersten Schritt in der Analyse der nunmehr kalibriert vorliegen Daten stand die Identifikation der in der Reaktion erzeugten Kerne an. Die sehr starken Grundübergänge von ^{143}Gd und ^{143}Eu fielen sofort ins Auge, deutlich schwächer waren ^{141}Sm und ^{144}Gd vertreten. Eine Abschätzung der Häufigkeit der entstandenen Kerne ergab folgendes Bild:

Die Schwerionenreaktion ^{100}Mo + ^{48}Ti, 221 Mev

Reaktionskanal	Kern	Häufigkeit
4np	^{143}Eu	35(±5)%
5n	^{143}Gd	31(±5)%
4n	^{144}Gd	15(±3)%
3nα	^{141}Sm	10(±2)%
6n	^{142}Gd	< 4%
2nα	^{142}Sm	< 4%

Die genaue Bestimmung der relativen Häufigkeiten wurde in einem späteren Stadium der Analyse unter Benutzung von Koinzidenzspektren durchgeführt.

Ein weiterer Punkt des Interesses waren die Daten des BGO-Filters. In Fig 4.3,4.4 sind für die vier am meisten bevölkerten Kerne Summernergie- und Foldverteilung dargestellt. Leider war die Separation der Kerne voneinander so gering, daß keine sinnvolle Trennung durch Setzen von Fenstern erreicht werden konnte (Vergleiche [22]).

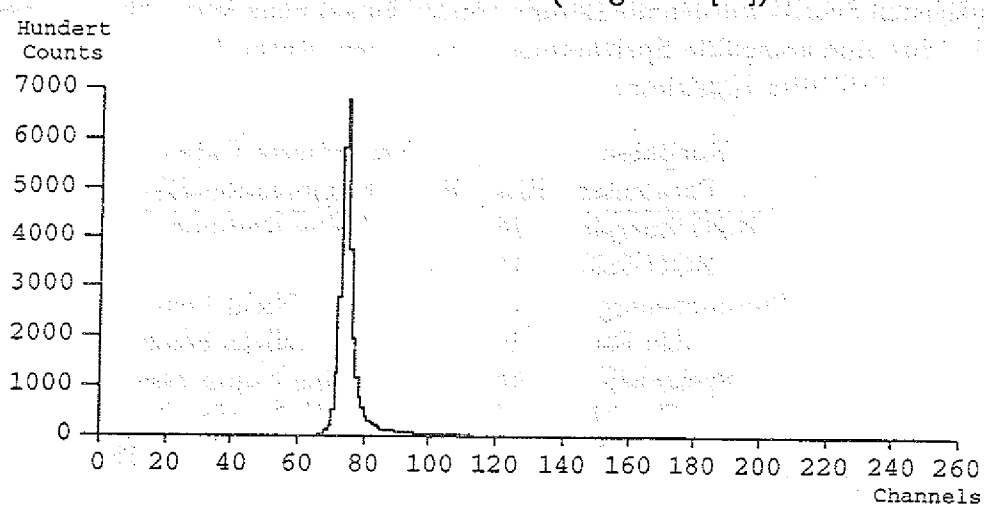


Abbildung 4.2: Ein Zeitspektrum.

Ein Zeitspektrum ist in Abb. 4.2 zu sehen. Es erschien sinnvoll, durch ein Zeitfenster auf prompte Ereignisse die verzögerten γ-Übergänge in der Zeitverteilung auszublenden. Für weitere Sortierungen wurde stets ein Fenster auf den Bereich von 70 bis 78 Kanälen gesetzt. Im Vergleich zu Sortierungen ohne Zeitfenster ließ sich so eine signifikante Verminderung des Untergrundes erreichen.

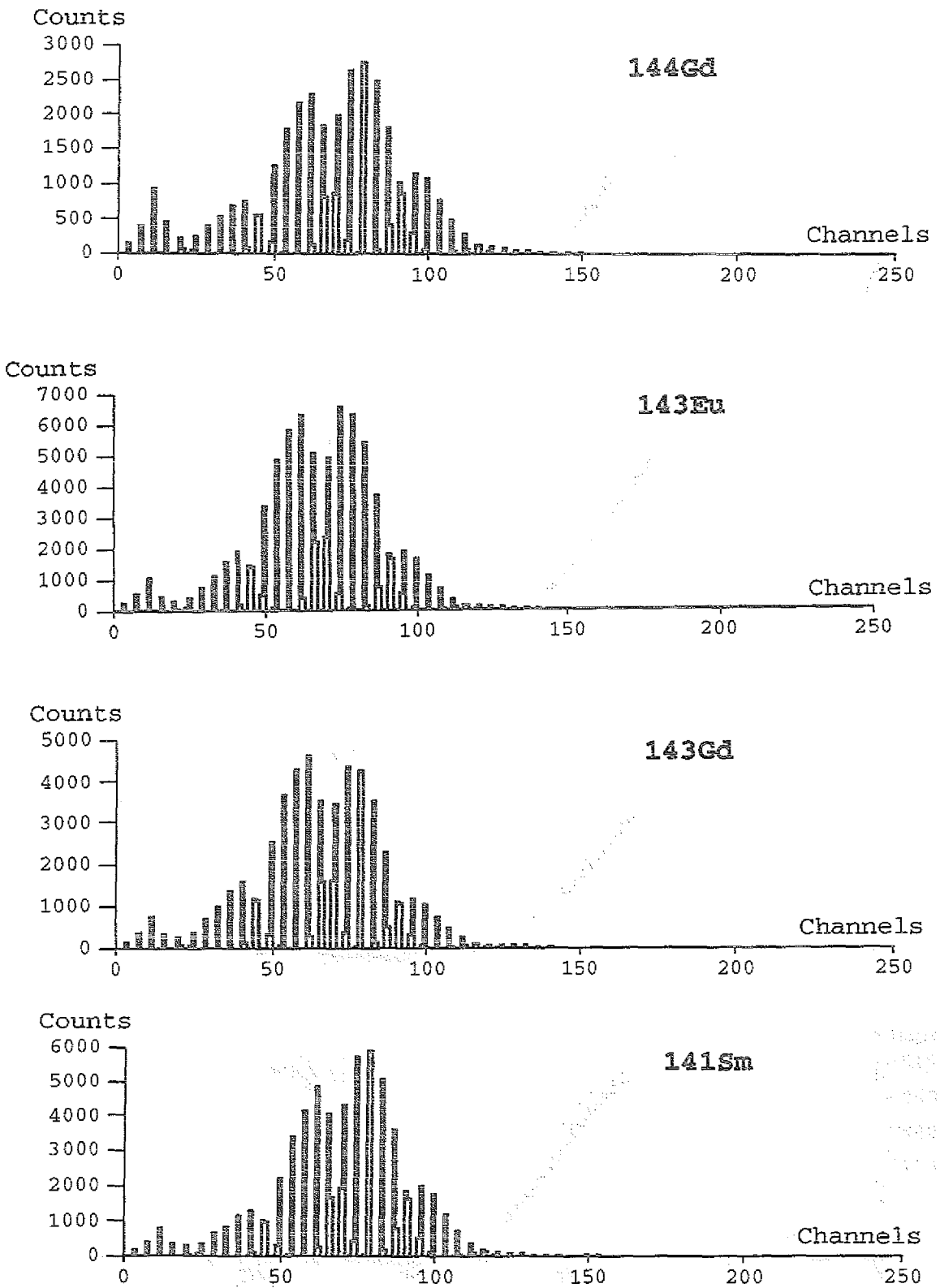


Abbildung 4.3: Foldverteilung, gemessen mit dem BGO-Filter für die vier meistbevölkerten Kerne. Von oben nach unten: ^{144}Gd, ^{143}Eu, ^{143}Gd und ^{141}Sm.

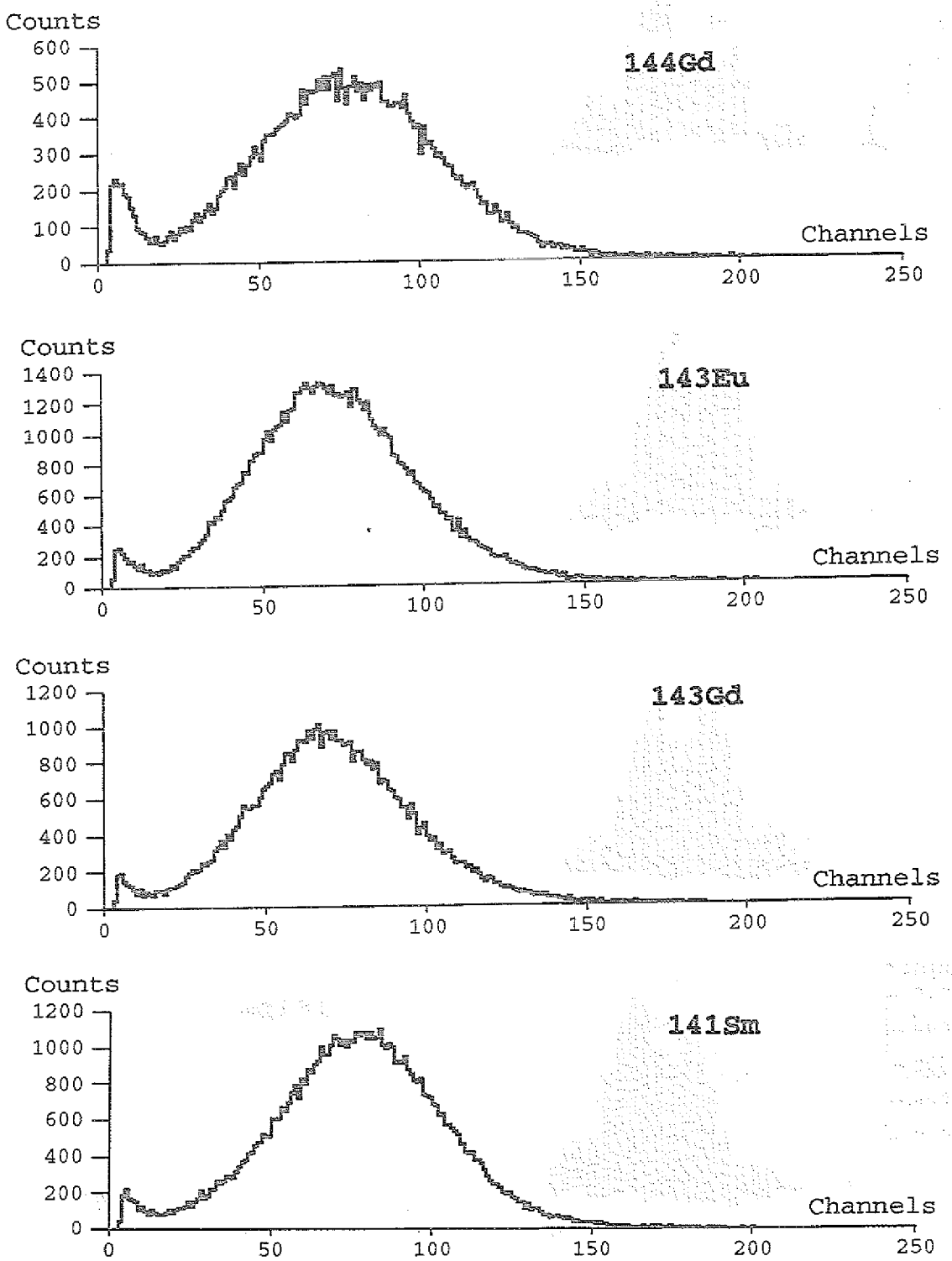


Abbildung 4.4: Summenenergieverteilung, gemessen mit dem BGO-Filter für die vier meistbevölkerten Kerne. Von oben nach unten: ^{144}Gd, ^{143}Eu, ^{143}Gd und ^{141}Sm.

4.4 Erste Sortierungen

4.4.1 Matrizen und Würfel

Um einer genauere Analyse der Daten durchführen zu können, muß die Möglichkeit zum Setzen von Koinzidenzbedingungen gegeben sein. Um das ohne wiederholtes Lesen vom Band, also in angemessener Zeit durchführen zu können, werden die Energien koinzidenter γ-Ereignisse in eine mehrdimensionale Datenstruktrur einsortiert. Zur Zeit technisch beherrschbar sind $E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$ Matrizen und $E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2} - E_{\gamma 3}$ Würfel. Das Setzen von Gates in solchen Strukturen ist dann einfach die Projektion bestimmter Zeilen oder Spalten in der Matrix, im Würfel die von Zeilen oder Spalten von Scheiben des Würfels.

Natürlich sind die Numerierungen der einzelnen γ-Energien willkürlich, sie entstehen einfach durch die Lesereihenfolge vom Band. Wenn jedes γ-Ereignis gleichwertig behandelt werden soll, ist also eine Symmetrisierung notwendig. Bei der Matrix wird dies durch zusätzliches Einsortieren der Ereignisse mit vertauschten Energien erreicht, beim RADFORD-Würfel ist die Datenstruktur inhärent symmetrisiert.

Bei der Verwendung von dreidimensionalen Datenstrukturen ist das hauptsächlich limitierende Element der Speicherplatz. Benötigt etwa eine 4096*4096-Matrix 32 Mbyte auf der Platte, so wäre für einen naiv angelegten, unkomprimierten Würfel 128 Gbyte zu veranschlagen. Das RADWARE-Paket begegnet diesem Problem durch zwei Maßnahmen:

Erstens die dynamische Komprimierung auf 900 Kanäle, die die Auflösungsverschlechterung von Germaniumdetektoren bei höheren Energien ausnutzt. Es wird eine bestimmte Anzahl von Kanälen pro Halbwertsbreite der γ-Linien festgelegt, eine mit der Energie variierende Größe. Die notwendigen Umrechnungen werden von den RADWARE-Programmen automatisch geleistet. Zweitens werden die Energietripel vor Eintrag in den Würfel sortiert, es wird also nur der Teil des Würfels mit $E_{\gamma 1} \leq E_{\gamma 2} \leq E_{\gamma 3}$ belegt. Dadurch wird der benötigte Speicherplatz auf ein sechstel reduziert. Insgesamt kommt ein RADFORD-Würfel mit 900 Kanälen auf knapp 250Mbyte, man erkauft also mit einer effektiv geringen Auflösungsverschlechterung einen Speichergewinn um mehr als zwei Größenordnungen.

Andere Verfahren [24] können ohne Auflösungsverschlechterung ähnlich viel Speicherplatz durch die Anwendung von Kompressionsalgorithmen auf Teilwürfel einsparen, der Zugriff (also das Gaten) auf solche Würfel dauert allerdings wesentlich länger. Im Rahmen der Auswertung von Experimenten mit künftigen Spektrometern, die möglicherweise das Sortieren von 4-dimensionalen Hypercubes nötig machen, sind solche Verfahren allerdings die vielleicht einzige Möglichkeit zur Realisierung.

4.4.2 Ein erster RADFORD-Würfel

Es wurde nun ein erster RADFORD-Würfel angelegt, um eine erste Übersicht über die Daten zu gewinnen. Dabei wurden alle prompten Ereignisse mit Multiplizität größer oder gleich drei wurden verwendet. Der Würfel benutzte das Maximum von 900 Kanälen, um einen Energiebereich bis etwa 1500 keV mit angemessener Auflösung darstellen zu können. In der Totalprojektion dieses Würfels konnten $2.2 * 10^9$ Tripel gezählt werden.

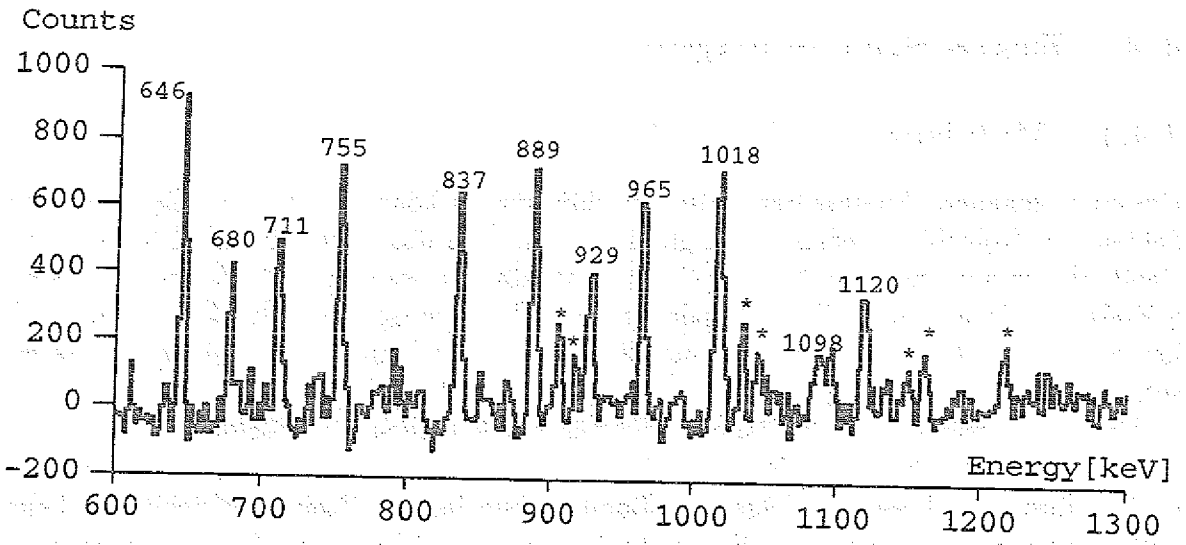


Abbildung 4.5: Spektrum der ($\Delta I = 2$)-Kaskade in ^{144}Gd.

Ein erster Schritt war nun das Setzen von Gates auf starke Übergänge im Niveauschema der bevölkerten Kerne. In Abb. 4.5 ist als Beispiel die bekannte ($\Delta I = 2$)-Kaskade in ^{144}Gd zu betrachten, das gezeigte Spektrum entstand durch doppelte Gates auf bekannte Übergänge [10].

Hier ist bereits zu erahnen, welche hohe Selektivität durch doppeltes Gaten erreicht werden kann, eine zur Untersuchung der um einen Faktor 100 schwächeren superdeformierten Banden auch dringend notwendige Eigenschaft.

Es konnten die Niveauschemata aller vier erzeugten Kerne auf ähnliche Art und Weise untersucht werden, Widersprüche zu den verfügbaren Niveauschemata wurden dabei nicht gefunden [10, 30, 31, 29]. Die benutzten Diagramme sind im Anhang dargestellt.

4.5 Suche nach Superdeformation

In den erzeugten Kernen war zum Zeitpunkt der Auswertung eine superdeformierte Bande in ^{143}Eu gesichert [13], für ^{144}Gd gab es Vermutungen [23]. Die recht starke SD-Bande in ^{143}Eu war das erste Ziel der Untersuchungen. Man kann davon ausgehen, daß die superdeformierten Banden einer Massengegend alle von ähnlichen Schalenkonfigurationen herrühren, Bedingungen die für die Aufindung der SD-Bande in ^{143}Eu optimal sind, sollten auch für die Suche nach weiteren Banden geeignet sein. Durch Aufsummieren aller Doppelgatekombinationen der bekannten SD-Übergänge im ^{143}Eu wurde das Spektrum in Abb. 4.6 erzeugt.

Die Zuordnung zum Kern ^{143}Eu ist eindeutig, starke Übergänge im Niveauschema sind mit der Bande in Koinzidenz. Mit Hilfe derselben Gates wurden auch die Summenenergie- und Foldspektren in Abb. 4.7 erzeugt. Der Untergrundabzug wurde hier durch Subtraktion der Totalprojektion unter Normierung der Gesamtintesität auf Null geleistet, die Zählraten

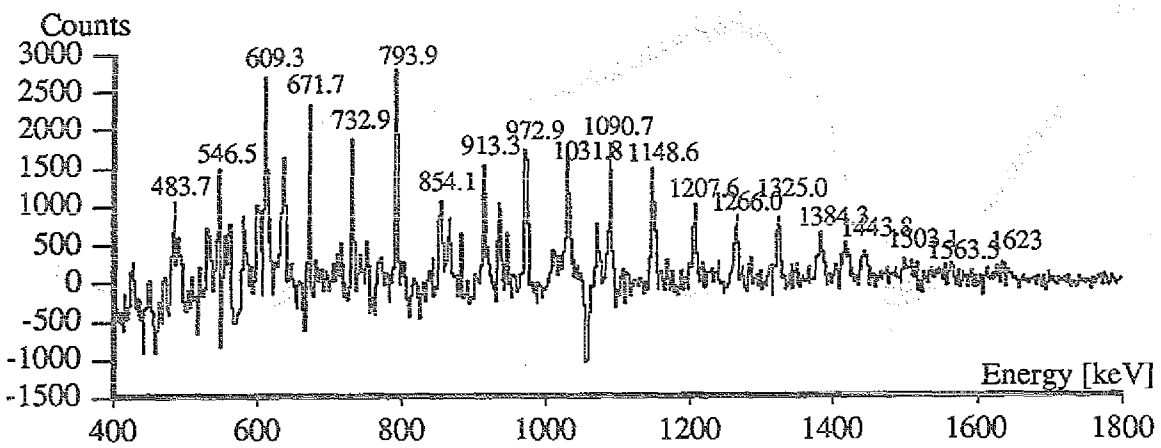


Abbildung 4.6: Die superdeformierte Bande in ^{143}Eu

im Spektrum sind also relativ zur Totalprojektion zu verstehen. Deutlich ist hier der Unterschied zu entsprechenden Projektionen der normaldeformierten Zustände (Abb.4.3,4.4). Die superdeformierte Bande erscheint bei deutlich höherer Multiplizität und Summenenergie, bei weiteren Sortierungen zur Untersuchung von Superdeformation empfiehlt sich also das Setzen entsprechender Fenster.

Mit diesen Fenstern (Fold $\geq$ 13, Summenenergie $\geq$ 250 Kanäle) wurde ein weiterer Würfel sortiert. In der Totalprojektion waren noch 1.7 Gigatripel zu zählen, man konnte also weiterhin ausreichende Statistik bei reduziertem Untergrund erwarten. Hier sollte nun eine systematische Suche nach weiteren superdeformierten Banden durchgeführt werden, um vor allem die Frage nach deren Existenz in ^{144}Gd zu beantworten.

Bei früheren Experimenten war der erste Schritt dieser Suche meist die Analyse von Gratstrukturen in $E_\gamma - E_\gamma$-Matrizen. Solche konnten, wohl wegen des starken Untergrunds, nicht nachgewiesen werden. Auf dieselbe Matrix kann auch eine komplexere Suchmethode angewendet werden, das von D.C. Radford vorgeschlagene Gitter-Verfahren [22]. Hierbei wird quasi ein Gitter über die Matrix gelegt, um Übergänge mit festem Energieabstand $E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2} = \Delta E_\gamma$ herauszufiltern. Das Gitter als ganzes wird dabei über die Diagonale bewegt, die aufsummierte Intensität im Gitter nach Untergrundabzug projeziert (Abb. 4.8). Tatsächlich konnte bei dieser Methode auch die ^{143}Eu-Bande deutlich gesehen werden, Hinweise auf neue Banden ergaben sich jedoch nicht, wie in Abb. 4.9 zu sehen ist.

Ähnlich erfolglos war auch die Anwendung des in SOPHIE enthaltenen Suchverfahrens, das Ereignis für Ereignis auf Übergangsfolgen mit konstantem Abstand untersucht und gegebenenfalls projeziert. Die Ergebnisse waren eher schlechter als beim Gitter-Verfahren, selbst die starke ^{143}Eu-Bande konnte nur schwach identifiziert werden.

Schließlich wurde die sicherste verfügbare Methode angewendet: Die Suche von Hand. Dabei werden Kanal für Kanal Einzelgates gesetzt, und die Spektren auf Hinweise von Banden untersucht. Werden solche vermutet, wird dies mit einer Liste von Doppelgates

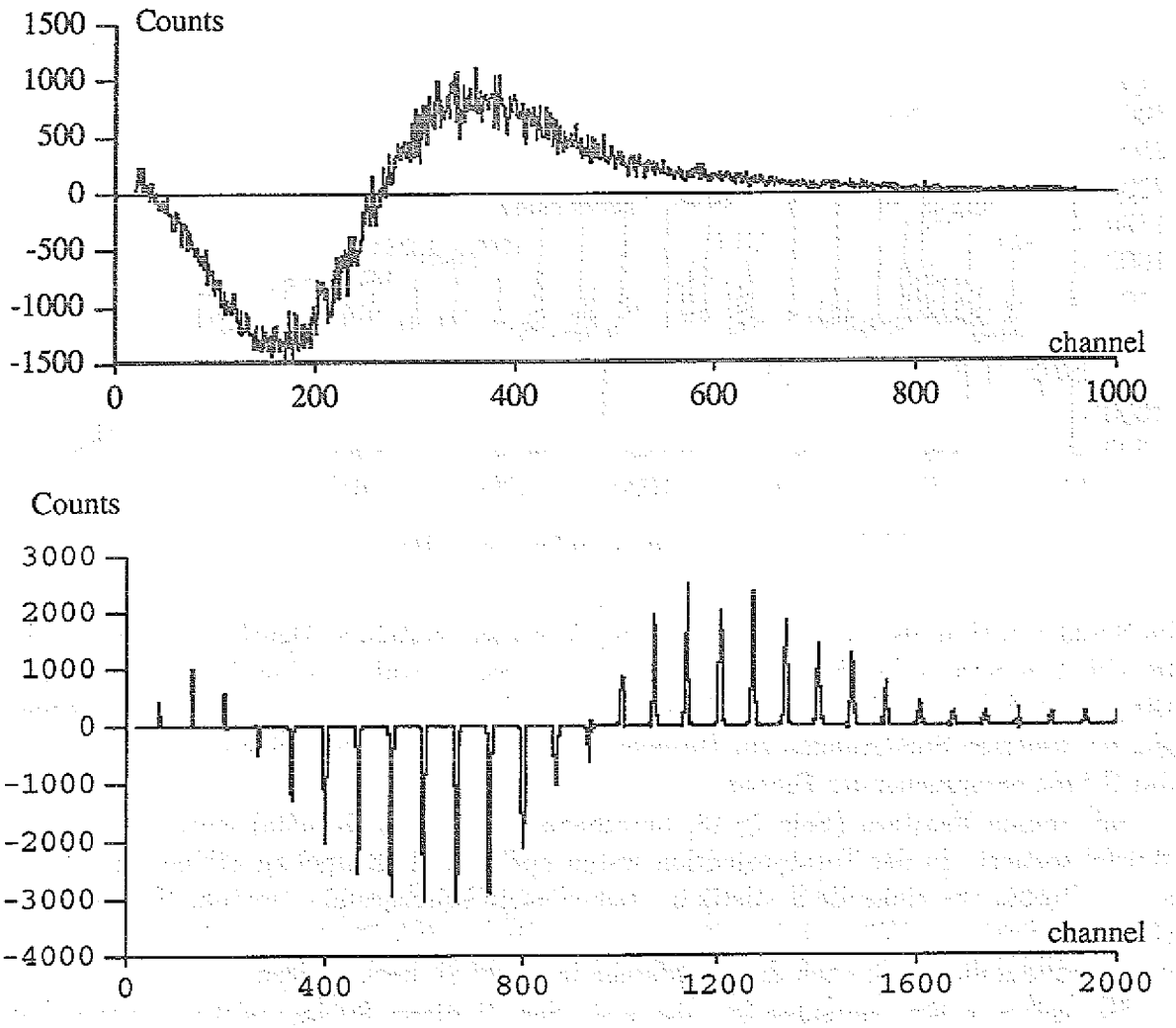


Abbildung 4.7: Fold- und Summenenenergieverteilung der superdeformierten Bande in ^{143}Eu.

sofort überprüft. So ist es möglich, sich Schritt für Schritt an unbekannte Banden heranzutasten, wenn man nur erst einmal einen Übergang „erwischt" hat. Auf diese Art und Weise wurde schließlich auch eine superdeformierte Bande entdeckt, die ^{144}Gd zugeordnet werden konnte [9]. In Abb. 4.10 ist das Spektrum dargestellt und in Tab. 4.3 sind die Energien der Linien aufgelistet. Die Bande zeigt sehr starke Abweichungen vom Idealverhalten einer SD-Bande mit konstanten Abständen zwischen den Linien, was wohl auch ihr Auffinden mit automatischen Suchverfahren unmöglich machte. Außerdem ist die Intensität außerordentlich gering, im Vergleich mit ^{143}Eu etwa acht mal kleiner. In Kapitel 5 werden die physikalischen Eigenschaften dieser Bande ausführlich diskutiert.

Eine sorgfältige Suche wurde auch nach der früher vorschlagenen superdeformierten Bande in ^{144}Gd durchgeführt, die vielversprechend aussah [21]. Leider konnte diese Bande

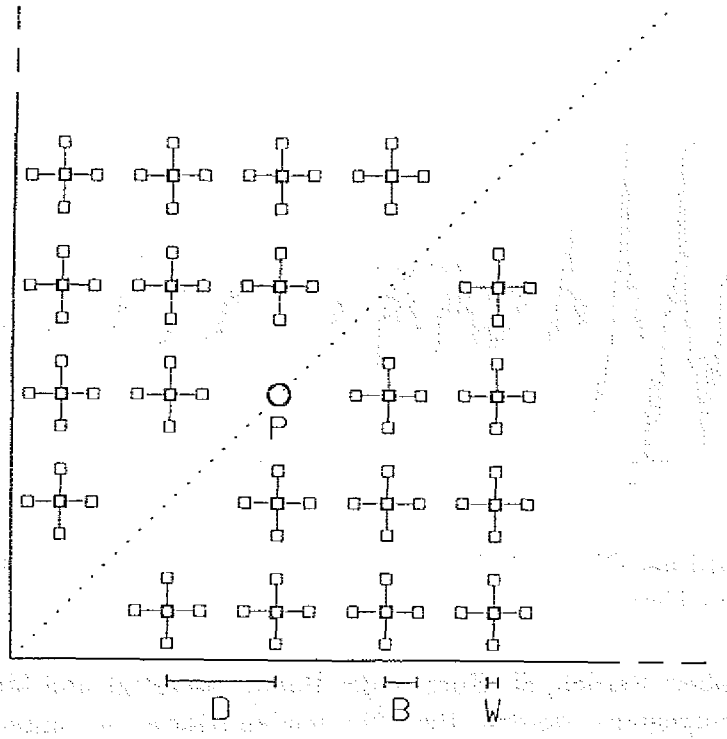


Abbildung 4.8: Darstellung der Gitter-Methode.

Quelle: [22]

(Abb. 3.6) nicht bestätigt werden, trotz intensiver Bemühungen war keine entsprechende Stuktur zu finden. Allerdings werden die vermuteten Linien zum Teil von Niveauschema-Übergängen aus ^{144}Gd überlagert, andere liegen sehr dicht bei ^{143}Eu-Übergängen aus der SD-Bande. Eine letzte Bestätigung der Nichtexistenz der vorgeschlagenen Bande konnte deshalb hier nicht geleistet werden, vielleicht dies kann im Rahmen eines weiteren ^{144}Gd-Experiments mit einer besseren Wahl der Strahlenergie nachgeholt werden.

4.6 Suche nach Zerfallsübergängen in ^{144}Gd

Der Zerfall superdeformierter Banden ist eines der ungelösten Probleme der Kernspekroskopie. Direkte Verbindungen zwischen super- und normaldeformierten Zuständen sind nicht zu beobachten, daher fehlen auch absoluter Spin und Energie der SD-Banden. Theoretische Untersuchungen [15, 16] gehen davon aus, daß der Zerfall nicht in einem Schritt erfolgt, sondern in eine Vielzahl von sehr intensitätsarmen Linien auffächert und über viele verschiedene Zwischenzustände erfolgt.

Es besteht allerdings die Vermutung, daß ein gewisser Teil dieser Zerfallsübergänge über nur einen Zwischenzustand erfolgt. Durch Aufsummieren der Energien von jeweils zwei γ-Übergängen, die mit der der superdeformierten Bande in Koinzidenz sind, könnten also

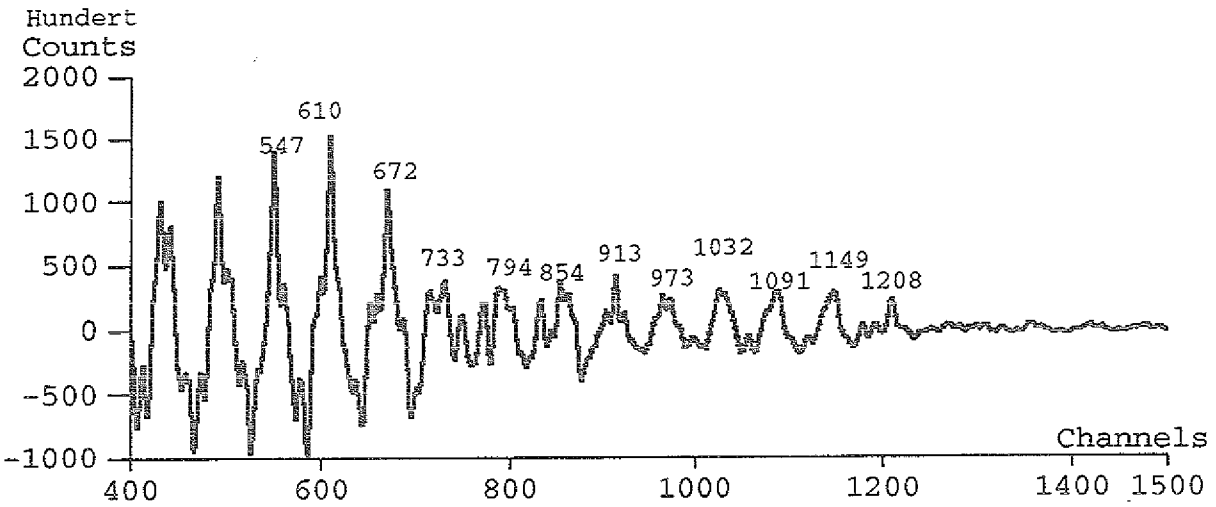


Abbildung 4.9: Mit der Gitter-Methode erzeugtes Spektrum. Die Mitglieder der SD-Bande aus ^{143}Eu sind markiert.

Zerfallswege etabliert werden, die Energie der Bande festgelegt und Möglichkeiten für den Spin zumindest eingegrenzt werden. Bei ^{143}Eu fanden Atac et. al. unter Verwendung dieser Methode [13] Summenlinien, wenn deren statistische Signifikanz auch gering war. Trotzdem konnte eine konsistente Einordnung einiger möglicher Zerfallswege in das Niveauschema geleistet werden. Nach gängiger Vorstellung zerfällt die SD-Bande bei einem Spin zwischen 20 und 30 $\hbar$ und hat dann eine Anregungsenergie von etwa 3 MeV im Vergleich zur Energie der Yrast-Bande. In einer Energiebereich um 3 MeV sollten also auch die Linien der aufsummierten Energien liegen, wenn die Methode funktioniert.

Für ^{144}Gd erzeugten wir ein Summenspektrum unter Benutzung aller Ereignisse mit einer Fold von vier oder höher, so daß Doppelgates auf die bekannten Linien der SD-Bande gesetzt werden konnten. Das gewonnene Spektrum wurde auf 4 keV/Kanal komprimiert, um die statistischen Fluktuationen zu reduzieren. Es gelang dabei, ein große Anzahl von Linien, die den Summen zweier SD-Übergänge entsprechen, zu identifizieren. Tatsächlich konnten im Bereich 800 keV bis etwa 2700 keV alle Linien solchen SD-SD-Summen zugeordnet werden [1], ein Indiz für die prinzipielle Eignung der Methode. Auf den gesuchten Zerfall zurückzuführende Linien wurden mir einer Breite von 6-12 keV erwartet, in Abb. 4.11 sind einige Kandidaten markiert. Die Signifikanz dieser Linien ist trotz Untergrundabzug im Bereich unter 1 σ, man kann also keine sicheren Aussagen erwarten. Trotzdem kann man, sollten sie sich konsistent in das Niveauschema einordnen lassen und anderen Beobachtungen nicht widersprechen, zumindest Vermutungen über den Zerfall der superdeformierten Bande in ^{144}Gd anstellen.

Nach der Annahme, daß die zu findenden Übergänge einen E1-Charakter aufweisen, können zwei höchstens den Drehimpuls um $2\hbar$ ändern. Die Einordnung der Übergänge kann unter Berücksichtigung dieser Randbedingung durch Ausprobieren erfolgen. Startpunkt

[1] Bis auf die Linie bei 2518 keV, die als Zerfallslinie betrachtet wurde

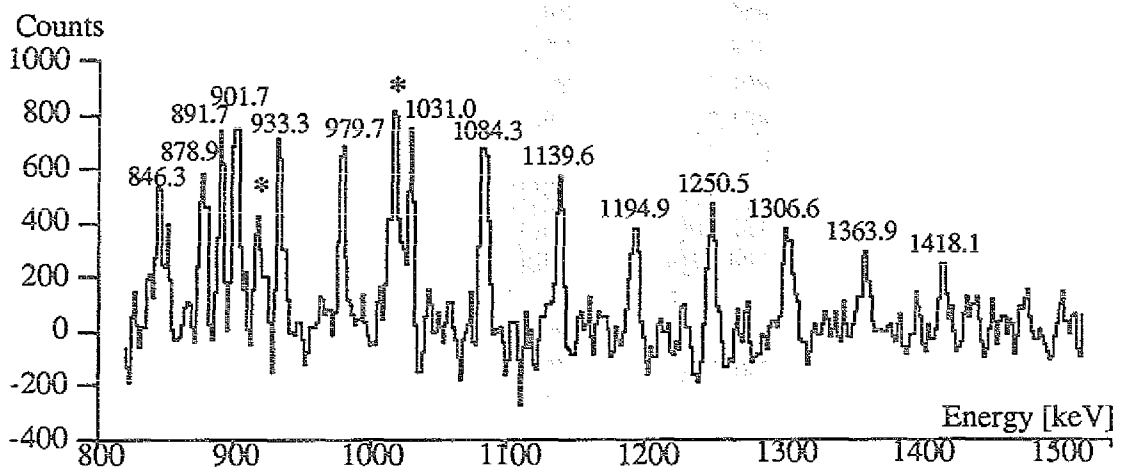


Abbildung 4.10: Die gefundene superdeformierte Bande in ^{144}Gd.

sollten dabei zwei Linien sein, deren Energieabstand sich im Niveauschema wiederfinden läßt. Damit ist dann eine absolute Energieskala etabliert, in der sich möglichst viele der anderen Summenlinien einfügen lassen sollten.

Es gelang, immerhin sieben solcher Doppelübergänge konsistent in das Niveauschema von ^{144}Gd einzuordnen (Abb. 4.12). Von einem Übergang ausgehend wurden dann die Abweichungen der anderen Energien von den aus dem Niveauschema erwarteten Werten berechnet. Daraus berechnete sich ein Mittelwert für die Energie der superdeformierten Bande, sowie ein 1σ Vertrauensintervall von 5 keV. Von den sieben Linien lagen sechs klar in diesem Intervall, einer (2942 keV) war noch in einer 2σ-Umgebung einzuordnen. Bei 4 keV/Kanal sind das tolerierbare Schwankungen. Unter Verwendung der Auswahlregeln ergibt sich ein Drehimpuls von 21, 20 oder 19 $\hbar$ für den untersten SD-Zustand. Die Festlegung auf 21 $\hbar$ ist dabei die einzige Variante, die ohne Übergänge von SD-Zuständen mit kleineren zu normaldeformierten Zuständen mit größeren Spins auskommt, sie ist also in diesem Rahmen eindeutig zu favorisieren. Vergleicht man nun die absolute Energie der superdeformierten Bande bei jeweils gleichem Spin mit der der (Δ I=1)-Kaskade, die als Yrast-Bande betrachtet wird, so hat die SD-Bande bei Spin $25\hbar$, also an der Stelle beginnenden Zerfalls, eine Energie von etwa 3030 keV über dieser Yrast-Bande. Die Lage der unteren Übergänge bewegt sich in einem ähnlichen Bereich über der Yrast-Energie, für den Zustand mit $23\hbar$ kann man 2904 keV und für den untersten 2515 keV aus dem Niveauschema ablesen. Da im Niveauschema die Spins $23\hbar$ und $25\hbar$ nicht auftreten, wurden die entsprechenden Energien durch halbieren der Übergangsenergien zwischen Levels mit Spins von $22\hbar, 24\hbar$ und $26\hbar$ berechnet. Der entstehende Fehler ist wegen der Unregelmäßigkeit der Yrast-Bande schwer zu bestimmen, er wurde mit $\pm$100 keV abgeschätzt.

Trotz der sehr geringen statistischen Signifikanz der Summenlinien ist dieses Ergebnis

Energie [keV]	relative Intesität
846.3(7)	36(10)
878.9(4)	64(12)
891.7(3)	99(14)
901.7(2)	89(13)
933,3(2)	100
979.7(2)	93(12)
1031.0(3)	95(12)
1084.3(2)	100(12)
1139.6(3)	97(11)
1194.9(3)	72(10)
1250.5(4)	79(10)
1306.6(5)	69(11)
1363.9(7)	52(10)
1418.1(9)	34(12)

Tabelle 4.3: Übergänge der superdeformierten Bande in ^{144}Gd.

doch so interessant, daß bei weiteren Experimenten gezielt nach Möglichkeiten zur Bestätigung gesucht werden sollte. In Kapitel 5 wird die Relevanz der Ergebnisse im Hinblick auf theoretische Modelle und andere Daten aus diesem Experiment diskutiert.

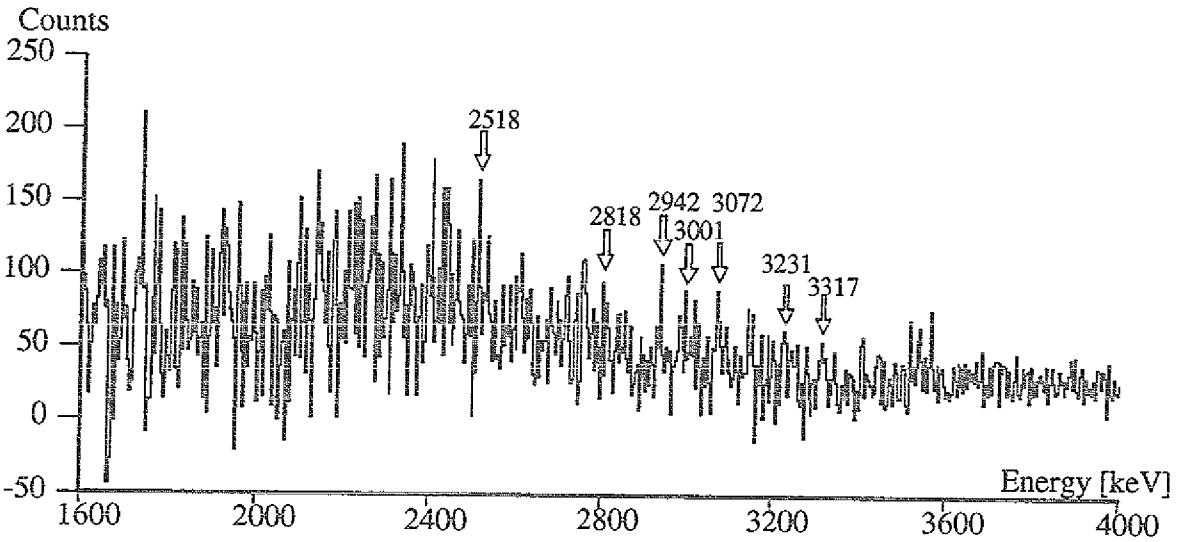


Abbildung 4.11: Summenspektrum mit markierten Kandidaten für Zerfallsübergänge.

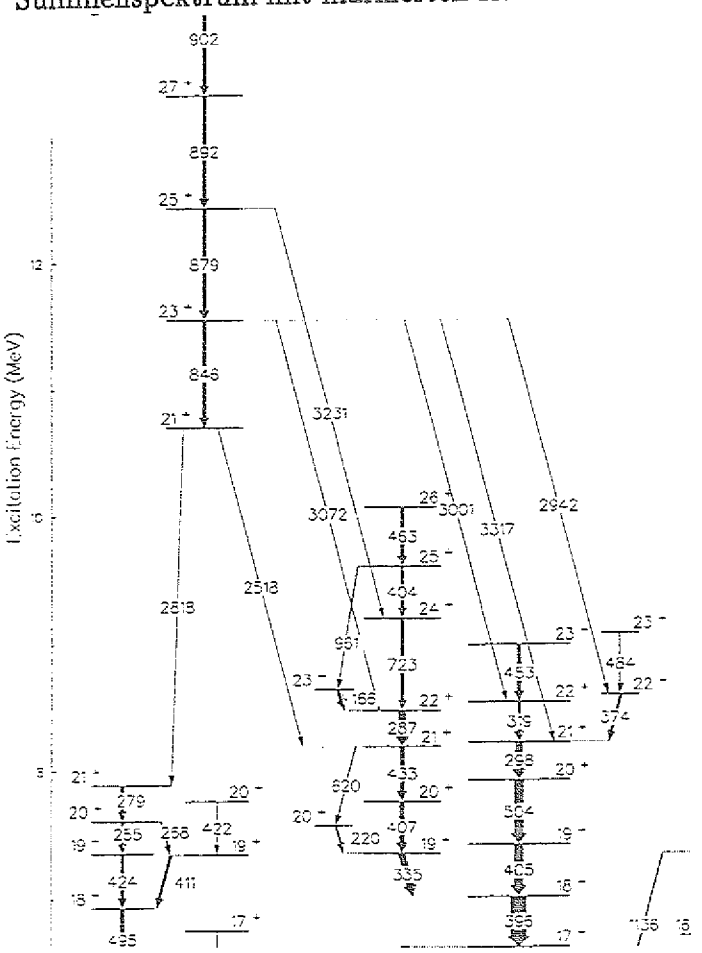


Abbildung 4.12: Vermuteter Zerfall der superdeformierten Bande. Die eingezeichneten Übergänge sind als Summe zweier E1-Gammas zu verstehen.

Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse

5.1 Theoretische Vorhersagen

Der Kern ^{144}Gd galt vor der Entdeckung der Superdeformation in ^{152}Dy [18] als einer der günstigsten Kandidaten für Superdeformation [5]. Man geht davon aus, daß sowohl Z=64 als auch N=80 als magische Zahlen der Superdeformation anzusehen sind, es werden entsprechende Energielücken schon bei relativ geringen Drehimpulsen erwartet. Nazarewicz et. al. haben detaillierte Kalkulationen zur Superdeformation im gesamten A$\approx$ 150-Massengebiet durchgeführt [12]. Es wurde dabei die Strutinsky-Cranking-Methode in Verbindung mit einer numerische Lösung der Cranked Hartree-Fock-Bogolyobov-Gleichungen (CHFB) für die Schalenkorrektur angewendet.

In Abb. 5.1 sind die Energien entsprechender Einteilchenniveaus gegen die Deformation dargestellt. Deutlich sind dabei die magischen Energielücken bei Z=62,64,66 und N=80,86. Für ^{144}Gd mit seinen 64 Protonen und 80 Neutronen wäre laut diesem Diagramm also eine Deformation von $\beta_2 \approx 0.55$ zu erwarten. Ein genaueres Bild ergibt sich bei Einbeziehung der Rotation. In Abb. 5.2 sind nochmals die selben Energieniveaus dargestellt, nun aber mit fester Rotationsfrequenz von $\hbar\omega$=0.6 MeV. Die Rotation hat also auf die meisten Zustände kaum Einfluß, mit Ausnahme der mit 6_m und 7_m markierten „Intruder" Zustände. Diese sind durch hohes j und kleines Ω gekennzeichnet, ihr Drehimpuls ist ist also stark in Richtung der Drehachse ausgerichtet. Die im Cranking-Modell erscheinende Coriolisenergie ist für diese Orbitale besonders groß, ihre Energie sinkt also mit zunemender Rotationsenergie stark ab. Dies verschiebt in unserem Fall die charakteristischen Energielücken zu etwas geringerer Deformation [12]. Die Benennung dieser Zustände erfolgt durch Angabe der Haupschale N, der Index $_m$ stellt eine Numerierung dar. Konkret ist 6_1 ein $i_{13/2}$, 7_1 ein $j_{15/2}$-Zustand.

Im Falle von ^{144}Gd wurden Deformationsparameter von $\beta_2 = 0.51$ und $\beta_4 = 0.05$ berechnet. Das detaillierte Verhalten der Niveaus nahe der Fermi-Kante in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz bei diesen Deformationen kann in Abb. 5.3 studiert werden. Aus diesem Bild kann die theoretisch erwartete Konfiguration abgeleitet werden. Die superdeformierte Gestalt selbst wird duch die große Lücke bei N=80 stabilisiert, der $N =$

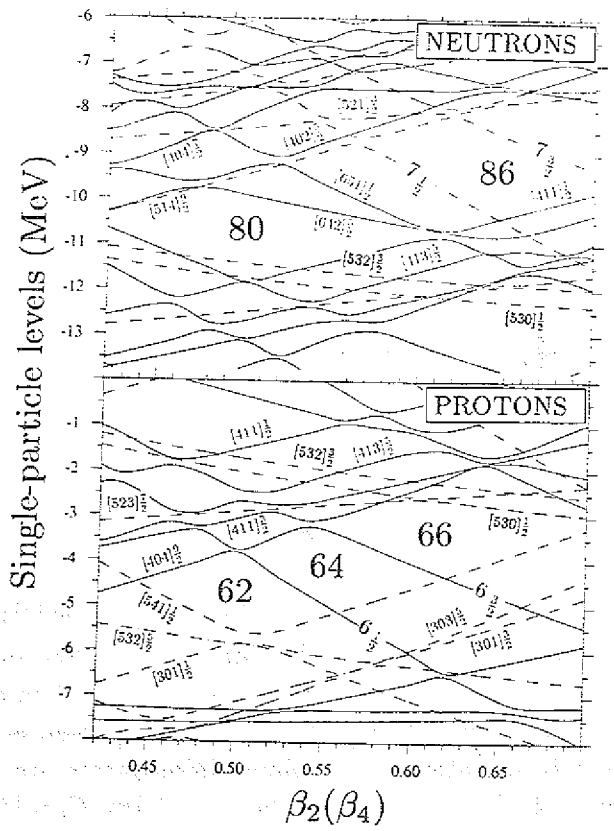


Abbildung 5.1: Energie von Einteilchen-Niveaus im Woods-Saxon-Potential gegen die Deformation aufgetragen. Dabei ist mit $\gamma = 1°$ von prolater Gestalt auszugehen.

Quelle: [12]

$7(j_{15/2})$-Zustand ist nicht besetzt. Das $N = 6(i_{13/2})$-Niveau erreicht bei $\hbar\omega \approx 0.3$ MeV das Fermi-Niveau, hat bei $\hbar\omega = 0.45$ MeV ein Minimum und geht dann wieder zu höheren Energien. Dieses Verhalten stellt eine scharfe Bandenkreuzung dar. Sie wird als Kreuzung des $\pi 6^2 \nu 7^0$-Niveaus mit ausgerichteten $N = 6$-Protonen mit dem Vakuumzustand $\pi 6^0 \nu 7^0$ interpretiert [9]. Die Wechselwirkung zwischen diesen Niveaus ist schwach, die Kreuzung findet innerhalb eines kleinen Energieintervalls statt, ist also „scharf".

Anschaulich findet also die Ausrichtung der Spins zweier Protonen entlang Rotationsachse statt. Betrachtet man das Verhalten der Neutronen, so entdeckt man eine sehr viel schwächer ausgeprägte Bandenkreuzung bei $\hbar\omega = 0.38$ MeV, die auf die Ausrichtung von $N = 6$-Neutronen zurückgeführt wird. Da diese miteinander stark wechselwirken, mischen die Konfigurationen entsprechechend über einen großen Frequenzbereich. Ab einer Rotationsfrequenz von $\hbar\omega \geq 0.75$ MeV erwartet man die Besetzung des ausgerichteten $N = 7$-Niveaus, das dann die Fermi-Energie erreicht. Dieser zusätzliche Intruder-Zustand könnte eine noch höhere Deformation des Kerns begünstigen.

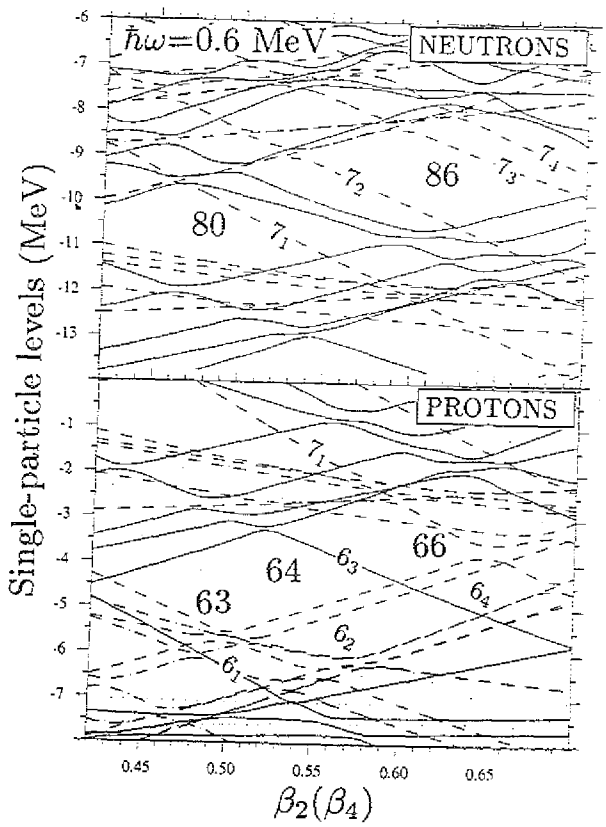


Abbildung 5.2: Energie von Einteilchen-Niveaus im Woods-Saxon-Potential gegen die Deformation bei einer Rotationsenergie von $\hbar\omega$ =0.6 MeV.

Quelle: [12]

5.2 Vergleich mit experimentellen Ergebnissen

In Abb. 5.4 ist, ausgehend von den oben beschriebenen Berechnungen, das dynamische Trägheitsmoment für die superdeformierte Bande in ^{144}Gd dargestellt. Für den Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen ist dies eine wichtige Größe, da sie allein direkt zugänglich ist. Interessant die durch die Bandenkreuzung der Protonenorbitale verursachte extrem große Schwankung von $\mathcal{J}^{(2)}$. Innerhalb eines Energiebereichs von $\Delta E \approx$0.3 MeV nimmt es Werte zwischen 60 $\hbar^2$/MeV und 120 $\hbar^2$/MeV an. Daß sich der Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Linien dazu umgekehrt proportional verhält erklärt, warum die Suche nach dieser Bande unter Benutzung des Kriteriums konstanter Abstände erfolglos blieb.

Betrachtet man in Abb. 4.10 die Energien der ^{144}Gd zugeordneten SD-Bande, so fallen tatsächlich als erstes die starken Schwankungen des Linienabstands auf. Das geht soweit, daß die Anordnung der Übergänge nicht mehr eindeutig ist. So wurde in [9] der Übergang 901.7 KeV nur aufgrund der schwächeren Intensität in der superdeformierten Bande unter den mit 891.7 KeV plaziert. Diese Anordnung kann nicht in allen beobachteten Koinzidenzspektren bestätigt werden, der Unterschied in der Intensität der fraglichen Übergänge

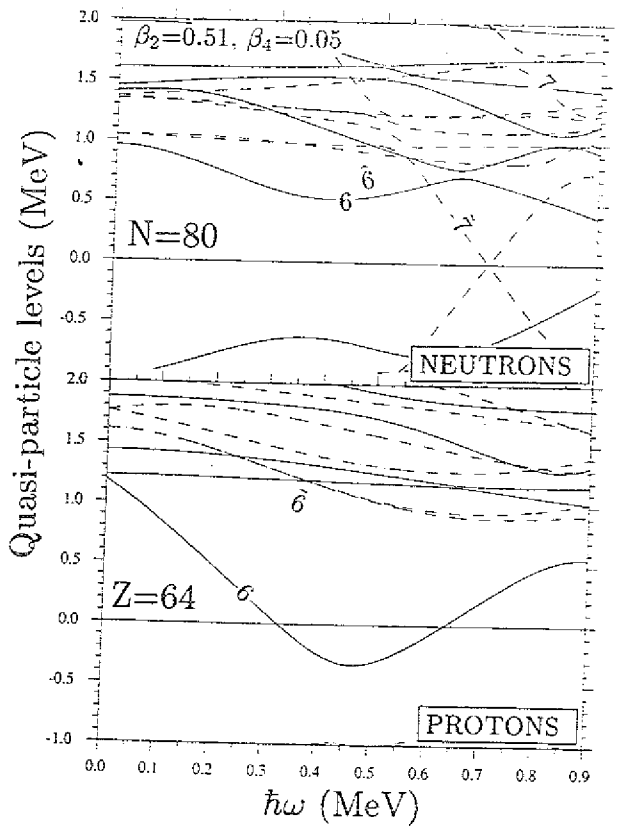


Abbildung 5.3: Energie von Quasiteilchen-Niveaus gegen Rotationsfrequenz. Die Energieangaben sind relativ zur Fermi-Kante zu verstehen.

Quelle: [12]

liegt vielmehr im Rahmen der Intensitätsschwankungen, die auch andere Bandenmitglieder aufweisen. Die Deutung des Bandenverhaltens hängt allerdings davon nicht entscheidend ab, wie im Weiteren zu sehen sein wird.

Um einen Vergleich mit der Theorie durchzuführen, ist das dynamische Trägheitsmoment $J^{(2)}$ als einzige direkt zugängliche Größe geeignet (Abb. 2.16).

In Abb. 5.5 sind die entsprechenden Ergebnisse zu sehen. Die experimentelle Evidenz für eine Bandenkreuzung ist eindeutig, es handelt sich, wie vorhergesagt, um eine scharfe Kreuzung schwach wechselwirkender Banden. Die energetische Lage der Kreuzung wird zwar nicht genau reproduziert, die Übereinstimmung ist aber im Rahmen der Genauigkeit theoretischer Modelle noch als gut zu bezeichnen. Leider bleibt auch dabei die Anordnung der beiden strittigen Linien fraglich, letzte Sicherheit könnte hier wohl nur ein neues Experiment geben, bei dem die superdeformierte Bande in ^{144}Gd stärker bevölkert wird und weniger Untergrund auftritt. Die theoretischen Vermutungen für die beiden Bandenkreuzungen der Neutronen-Zustände können in diesem Experiment nicht bestätigt werden. Das mögliche $N = 6$-Crossing wird von der Protonen-Bandenkreuzung überdeckt und die

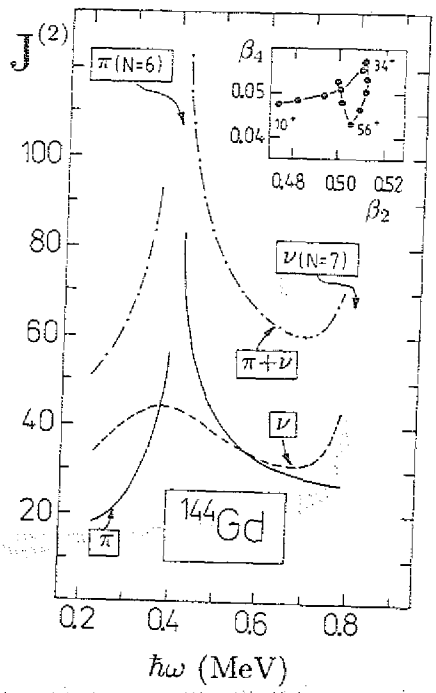


Abbildung 5.4: Berechnete dynamische Trägheitsmomente $J^{(2)}$ für ^{144}Gd. Die von der Neutronen- und Protonenkonfiguration herrührende Momente sind separat dargestellt.

Quelle: [12]

Bande kann bisher nicht bis zu so hohen Spins beobachetet werden, um im Bereich der $N = 7$-Kreuzung Spekulationen zuzulassen.

Die Intensität der Bande wird, unter Benutzung des stärksten Übergangs, mit 0.2-0.3% der Intensität des Grundzustandsübergangs in ^{144}Gd abgeschätzt. Somit liegt eine der schwächsten bisher beobachteten superdeformierten Banden vor. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit dem bisher beobachteten Intensitätsschema der SD-Banden in anderen Gd-Isotopen. Es zeigt einen monotonen Abfall von ^{149}Gd bis ^{145}Gd (Tab. 5.1). Allerdings kann das untersuchte Experiment nicht letzte Sicherheit über die Intensität der Bande liefern, da die gewählte Strahlenergie zu hoch war[1], was die Wahrscheinlichkeit für die Bevölkerung der SD-Bande möglicherweise reduzierte [15]. Auch die mögliche zweite Bandenkreuzung durch Besetzung des Neutronen-$N = 7$-Zustands wird als Erklärung für die schwache Intensität diskutiert, da sie die Verteilung der Bevölkerungsintensität im Bereich hoher Spins auf zwei Banden begünstigen könnte [9]. Eine direkte physikalische Erklärung für die Intensitäten der Gadolinium-Isotope liegt nicht vor, da sie nur über komplexe Monte-Carlo-Simulationen der Bevölkerung superdeformierter Banden zugänglich ist [15]. Der bei solchen Rechnungen entscheidende Parameter für die Intesität einer

[1]siehe auch Kapitel 3

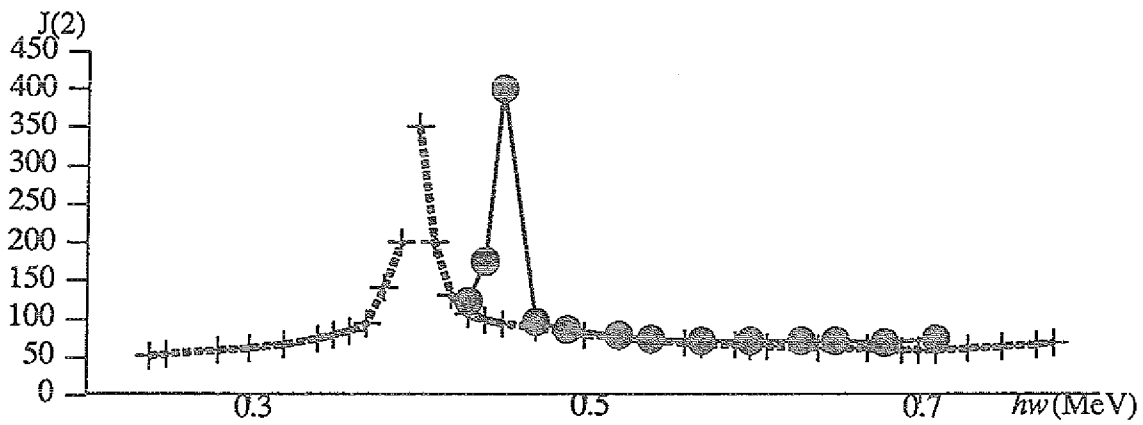


Abbildung 5.5: Das dynamische Trägheitsmoment aus den experimentellen Daten. Im Diagramm wurde der 891.7-Übergang unterhalb des (also zeitlich nach dem) 901.7-Übergangs plaziert. Zum Vergleich ist das theoretisch vorhergesagte Trägheitsmoment gestrichelt eingezeichnet.

Bande ist E^0_{SD}, die auf Spin $I = 0$ extrapolierte Anregungsenergie der SD-Bande. Die Tatsache, daß in ^{144}Gd für Rotationsenergien unterhalb der Protonen-Bandenkreuzung keine Intruder-Zustände mehr besetzt sind, könnte zu einem hohen Wert für E^0_{SD} führen, was die schwache Intensität der SD-Bande zumindest im Rahmen dieser Rechnungen erklären würde.

5.3 Der Zerfall der SD-Bande in ^{144}Gd

Der Zerfall superdeformierter Banden war bisher kaum experimentell zugänglich, und auch genauere theoretische Untersuchungen sind erst in jüngerer Zeit verfügbar [15, 16]. Die superdeformierten Zustände befinden sich in ihrem eigenen Energieminimum, das sie von Übergängen in normaldeformierte Zustände isoliert. Ein Übergang aus diesem zweiten Minimum heraus kann zwar durch Tunneln erfolgen, ist aber über nahezu den gesamten Spinbereich der Bande im Vergleich zu einem E2-Übergang in das nächste SD-Niveau extrem unwahrscheinlich. Ein für diese Tunnelwahrscheinlichkeit entscheidender Faktor ist, neben der Tiefe des Potetialtopfes, das Verhältnis der Niveaudichten superdeformierter und normaldeformierter Zustände [16]. In Abb. 5.6 sind die Verhältnisse verdeutlicht [15]. Erst unterhalb eines bestimmten Spins wird die Energie der SD-Bande höher als die der Yrast-Bande. Ein Zerfall ist trotzdem nicht möglich, da die SD-Zustände noch tief in

Isotop	Intensität relativ zum Grundzustandsübergang
^{150}Gd	1.4 (keine Fehlerangabe)
^{149}Gd	3.3±0.3
^{148}Gd	1.3±0.15
^{147}Gd	0.87±0.19
^{146}Gd	0.65±0.19
^{145}Gd	$\leq$ 0.4

Tabelle 5.1: Intensitäten der SD-Banden in den verschiedenen Gadolinium-Isotopen.

Quelle: [14]

ihrem eigenen Potential liegen. Mit sinkendem Spin wird das zweite Minimum flacher und die die SD-Bande gerät schließlich so hoch über Yrast, in einen Bereich sehr hoher normaldeformierter Leveldichte, daß ein Zerfall durch Tunneln möglich wird. Typisch liegt die SD-Bande dann etwa 3 MeV über Yrast, also in einem Bereich sehr hoch angeregter ND-Kerne.

Es ist klar, das in einem solchen Szenario direkte Übergänge zwischen SD- und ND-Kernen vorkommen dürften. Der superdeformierte Kern hat ja, anschaulich gesprochen, extrem viele Zustände zur Auswahl, in die er zerfallen könnte. Jeden einzelnen Zerfallsweg spektroskopisch nachweisen zu wollen, ist also vorläufig unrealistisch. Es sind schließlich im entsprechenden Energiebereich auch keine normaldeformierten Zustände bekannt, es dürfte in einem so hochangeregten Kern auch schwierig sein, sie eindeutig zu bestimmen. Trotzdem gibt es eine Möglichkeit, den Zerfall zu Untersuchen. Man nimmt an, daß dieser mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit über nur einen Zwischenzustand erfolgt. Würde man also immer zwei Energien in Koinzidenz mit der superdeformierten Bande aufsummieren, so könnte man Zerfallswege in das Niveauschema unabhängig von den vorkommenden Zwischenzuständen verfolgen.

Im Falle von ^{143}Eu wurde eine entsprechende Untersuchung von Atac et. al. durchgeführt, und mögliche Zerfallswege nachgewiesen [13]. Dadurch war eine absolute Energiebestimmung und, unter der Annahme einer E1-Charakteristik für die Zerfallsübergänge, eine Spinbestimmung möglich.

In Abb. 4.12 ist ein Vorschlag für solche Übergänge aus der superdeformierten Bande in ^{144}Gd zu sehen. Wie bereits in Kapitel 4 angsprochen, ist die statistische Aussagekraft der benutzten Methode sehr schwach (Abb. 4.11). Kann trotzdem von einem realistischen Vorschlag gesprochen werden? Die meisten der vermuteten Übergänge bevölkern die M1-Bande des Niveauschemas. Die dort auftretenden γ-Linien sollten also auch direkt in Koinzidenz mit der SD-Bande zu sehen sein. In Abb. 5.7 kann man sehen, daß dies weitgehend der Fall ist. Linien aus der E2-Kaskade, zu der kein Zerfall der SD-Bande beobachtet wurden, sind hier kaum zu sehen.

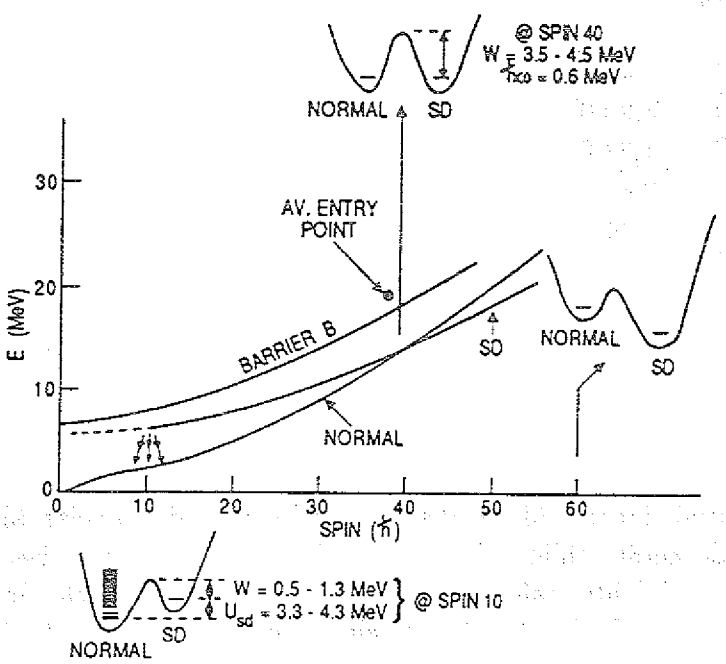


Abbildung 5.6: Die normaldeformierte Yrast- und die SD-Yrast-Linie, Tiefen der beiden Minima bei verschiedenen Rotationsenergien. Es handelt sich hier um den Kern ^{192}Hg.

Quelle: [15]

Es wurde, um die Ergebnisse zu untermauern, auch ein Versuch mit der Aufsummierung jeweils dreier γ-Energien in Koinzidenz mit der SD-Bande unternommen. Leider konnten hierbei keine sinnvollen Ergebnisse erzielt werden, es konnten keine Summenlinien gefunden werden, die dem Zerfall zugeordnet werden können. Dieser Mißerfolg liegt einerseits an der zu geringen Zahl von gemessenen 5-fach Koinzidenzen, andererseits hat man bei der Dreifachsummierung auch das Problem, Zerfallskandidaten von Summenlinien normaldeformierter Übergänge zu unterscheiden, da die Energiebereiche nicht mehr so klar getrennt sind wie bei der Aufsummierung von nur zwei Energien.

Im Kern ^{143}Eu war eine gleichartige Suche in dieser Auswertung nicht erfolgreich. Es gelang zwar, etliche Summenlinien aus der Bande selbst nachzuweisen, aber von den in [13] gefundenen Zerfallsübergängen konnte nur der stärkste gesehen werden. Dies ist umso überraschender, als die superdeformierte Bande aus ^{143}Eu selbst eindeutig und sogar wesentlich stärker als die in ^{144}Gd beobachtet werden konnte. Eine Erklärung könnte der sehr starke, wohl durch E2-Übergänge gebildete, Untergrund sein; es ist auch möglich, daß im Falle von ^{144}Gd eine größere Wahrscheinlichkeit für Zweistufen-Übergänge besteht, da für tiefliegende SD-Zustände ja keine Intruder-Zustände ($N = 6, 7$) mehr besetzt sind.

Es läßt sich feststellen, daß über die Zerfallsübergänge zwar keine letzendliche Aussage

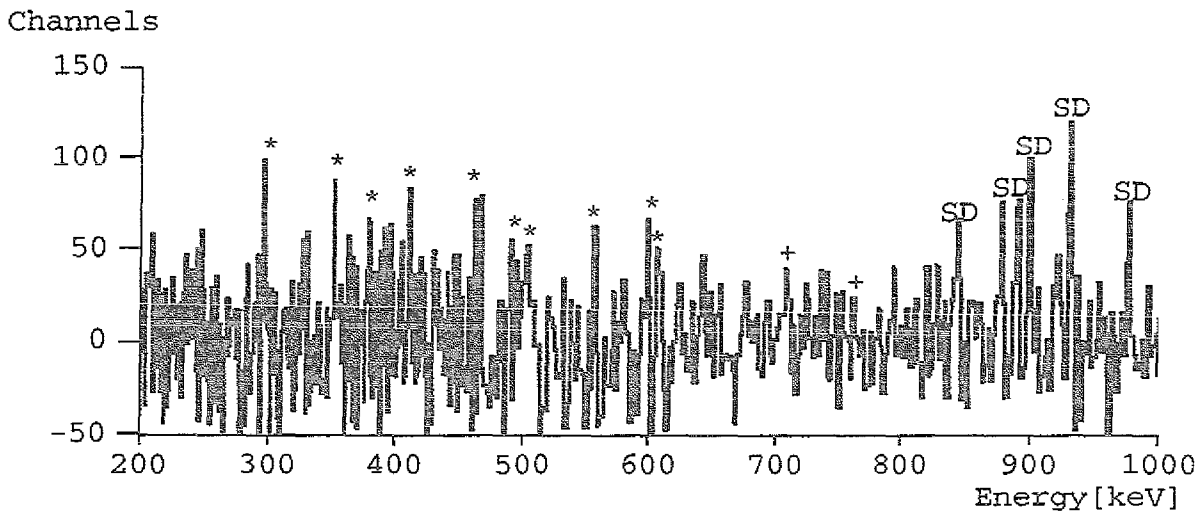


Abbildung 5.7: Übergänge zwischen normaldeformierten Zuständen in Koinzidenz mit der superdeformierten Bande in ^{144}Gd. Mit * sind Linien aus der M1 Bande bezeichnet, mit + solche aus der $\Delta I = 2$-Kaskade und mit SD superdeformierte Linien.

gemacht werden kann, daß die vorgeschlagenen Zerfallswege aber mit anderen Beobachtungen nicht im Widerspruch stehen und in weiteren Experimenten überprüft werden sollten.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde zur Suche neuer bzw. Bestätigung vorgeschlagener superdeformierter Banden in ^{144}Gd der mit Hilfe der Kernreaktion ^{100}Mo(^{48}Ti,4n)^{144}Gd bei 221 MeV hochangeregte Endkern an GASP untersucht. Es konnte eine neue superdeformierte Bande entdeckt und eindeutig dem Kern ^{144}Gd zugeordnet werden. Alte Vorschläge für entsprechende Banden im ^{144}Gd konnten nicht bestätigt werden. Der Zerfall der neuen Bande wurde durch Aufsummieren jeweils zweier γ-Energien in Koinzidenz mit Mitgliedern der SD-Bande untersucht. Als Ergebnis konnten Vorschläge für mögliche zweistufige Zerfälle gemacht werden, entsprechende absolute Energie- und Spinzuordnungen wurden durchgeführt.

Eine für die Messdaten der γ-Spektrometer zweiter Generation geeignete Sortiersoftware wurde erstellt und dokumentiert.

Der Kern ^{144}Gd bleibt weiter ein Gegenstand der Forschung. Eine genauere Untersuchung der entdeckten Bande und die Überprüfung der vorgeschlagenen Zerfallsübergänge ist notwendig. Dabei empfielt sich ein Experiment mit einer andere Strahlenergie oder einer anderen Kernreaktion, um bessere Ausbeute an ^{144}Gd bei niedrigerem Untergrund zu erhalten. Die Messung kann wieder an GASP durchgeführt werden, ein Experiment an EUOGAM II oder EUROBALL III könnte jedoch mittelfristig in Erwägung gezogen werden.

Anhang A

SOPHIE - Programmdokumentation

A.1 Allgemeines

SOPHIE (SOrting Program for HIgh spin Experiments) ist ein Programmpaket, das die Sortierung experimenteller Daten von γ-Spektrometern in zur Auswertung geeignete Datenstrukturen ermöglicht. In seinem Konzept ist es dabei auf die Spektrometer der zweiten Generation (EUROGAM I, GASP) ausgerichtet, wird aber auch zukünftige Entwicklungen unterstützen. Es wurde bei der Entwicklung darauf geachtet, folgende Anforderungen zu erfüllen:

- Unterstützung der bei den Spektrometern GASP und EUROGAM I verwendeten Datenformate
- Leichte Erweiterbarkeit im Hinblick auf zukünftige Datenformate
- Einfache Bedienbarkeit
- Hohe Flexibilität bei der Sortierung
- Unterstützung des Programmpakets RADWARE
- Möglichst hohe Portabilität des Programmcodes

Um diesen Forderungen gerecht zu werden, wurde das Programmpakte konsequent modular entwickelt, alle hardware- oder datenformatabängigen Routinen sind ausgelagert und werden über eine definierte Schnittstelle angesprochen. Außerdem wurde darauf geachtet, dem Benutzer in allen Teilen des Pakets eine möglichst einheitliche und transparente „Oberfläche" zu bieten.

SOPHIE wurde auf einer VAX-Station unter VMS 5.5 codiert und implementiert. An Hardwareanforderungen sind, will man mit Würfeln im RADWARE-Format arbeiten, mindestens 500 Mbyte Plattenspeicher und 8 Mbyte freies RAM zu stellen. Eine Vorsortierung kann allerdings auch auf weniger gut ausgerüsteten Maschinen durchgeführt werden, da hier kein Plattenplatz benötigt wird. SOPHIE besteht aus zwei getrennten Programmen, PRESORT und SORT, die im weiteren dokumentiert werden.

A.2 Das Programm PRESORT

PRESORT dient zur Vorsortierung der experimentellen Rohdaten. Dazu gehört die Kalibration von Energie- und Zeitdaten, das Auswählen „guter" Ereignisse, das Setzen von Fenstern zur Auswahl gewünschter Daten, und schließlich das Schreiben der Daten in komprimierter Form auf ein zweites Band. In der Praxis wird man dabei folgendermaßen vorgehen:

1. Erzeugen von Projektionen
   Für jeden Detektor wird ein Energie- und Zeitspektrum erzeugt.

2. Kalibration der Spektren
   Mit einem geeigneten Programm werden polynominale Kalibrationen erzeugt, die Koeffizienten werden in die Files ECAL und TCAL eingetragen.

3. Testen der Kalibration
   Es werden nochmals Projektionen erzeugt, diesmal unter Benutzung der zuvor erstellten Kalibrationsfiles. Fehler können sich bereits jetzt bemerkbar machen.

4. Auswahl der gewünschten Daten
   Die für die spätere Verarbeitung gewünschten Daten werden ausgewählt, die Zahl der für ihre Speicherung zu verwendenden Bits eingegeben. Es können auch Fenster auf verschiedene Parameter gesetzt werden.

5. Schreiben des PRESORT-Bandes
   Die Daten werden vom Rohdatenband gelesen, kalibriert, Fenster gesetzt, komprimiert und auf das PRESORT-Band geschrieben.

Zu bemerken ist, daß bei dem Vorsortierungsprozeß, sofern nicht explizit durch Setzen von Fenster angegeben, keinerlei Informationen verlorengehen. Es wird keine Entfaltung der Ereignisse durchgeführt, das geschieht erst während der endgültigen Sortierung. Dies hat auch zur Konsequenz, daß keine einheitliche Datenblockgröße für die vorsortierten Daten definiert werden kann, der spätere Zugriff auf das PRESORT-Band kann deshalb auch nur sequentiell sein. Ein solches Vorgehen stellt einen Abschied von früher benutzten [23] Konzepten dar, bei denen feste Datensatzgrößen und wahlfreier Zugriff auf ein Band mit in eine gerichtete Liste vorsortierten Daten verwendet wurden. Dieses Verfahren ist im Zusammenhand mit Spektrometern der zweiten Generation nicht sinnvoll, da hier man hier haupsächlich Auswertung von Ereignissen mit variabler Fold betreibt. Wollte man nun alle vorkommenden Ereignisse mit Multiplizität höher als drei entfalten, so würde man erstens nutzbare Information verlieren und zweitens den zur Speicherung nötigen Platz vervielfachen. Aus einem 5-fach Ereignis werden bei einer Entfaltung in Tripel so schon zehn 3-fach Ereignisse, aus einem 10-Fold Ereignis schon 120! Außerdem müßte man die einzelnen Records zu einer verketteten Liste zusammenfügen; pro nutzbarer γ-Energie im Ereignis wäre dazu mindestens ein 32-Bit Zeiger erforderlich, was weiteren Platz beanspruchen würde. Auch die Erstellung solcher Strukturen wäre wesentlich aufwendiger, also langsamer.

Zukünftige Spektrometer werden allerdings sehr viele Ereignisse mit Fold ≥ 4 liefern, so daß eine Auswertung von Konzidenzspektren von drei- und mehrfach-Ereignissen sinnvoll erscheint.

Dafür nötige höherdimensionalen Strukturen können aber aus Speichermangel nicht mehr ohne weiteres erstellt werden, und das Verfahren der gerichteten Liste könnte wieder eine denkbare Möglichkeit zur Vorsortierung werden. Eine solche Listmode-Struktur wäre immerhin ohne prinzipielle Probleme erstellbar, wogegen eventuelle vierdimensionale Strukturen (Hypercubes) die bisherige Hard- und Software überfordern. So würde ein 4096^4-Kanal-Hypercube 512 Terabyte benötigen, eine analog der RADWARE-Methode erstellte und symmetrisierte 900^4-Struktur immerhin noch über 50 Gbyte [1].
Das Programm PRESORT ist voll Menügesteuert. Nach dem Starten hat man folgende Optionen zur Auswahl:

```
(1) Projections and Statistics
(2) Set Windows
(3) Set Options
(4) Write Presort Tape
(5) Perform Tape Operations
(6) Build RADFORD cube (INCUBATOR)
(0) Leave this Program
```

Im folgenden sind diese Menüpunkte im einzelnen dokumentiert. Grundsätzlich ist, wie auch bei SORT, folgendes zu beachten: Jede Eingabe wird mit Return abgeschlossen, Trennung verschiedener Eingaben durch Kommata ist nicht erlaubt. Wird eine Eingabeaufforderung einfach mit Return quittiert, so wird der bisherige Wert beibehalten. Ist eine Eingabe nicht gültig, muß sie wiederholt werden, der cursor springt dann an die frühere Position. Stellt das System Fragen, die mit Ja oder Nein beantwortet werden müssen, so sind mögliche Antworten: 'j','J','y','Y','n','N'. Grundsätzlich ist das System recht fehlertolerant, es sollte aber beachtet werden, daß logische Fehler oft erst nach langer Laufzeit bemerkt werden. Fehler bei der Bezeichnung von Laufwerken oder Files können unter Umständen ein Aussteigen des Programms zur Folge haben.

A.2.1 Projections and Statistics

Dieses Unterprogramm erzeugt Projektionen von Zeit- und Energiedaten für jeden Detektor des Spektrometers. Gefragt wird nach:

- Anzahl der zu lesenden Ereignisse (Bei 0 wird das ganze Band gelesen)

- Anzahl der Ereignisse pro Projektion
  Hat das Band z.B. 100 Millionen Ereignisse, und man will vier Projektionen pro Band erzeugen, so wählt man eine Projektion für 25000000 Ereignisse.

- Zusätzlich Projektionen der kalibrierten Daten erzeugen?
  Wenn ja, muß noch eingegeben werden, nach jeweils wievielen Ereignissen ein neues

[1] Diese 50 Gbyte müßten dann im Direktzugriff verfügbar sein, mittelfristig ein unlösbares Problem.

Kalibrationsfile gelesen werden soll. Eine Eingabe von 0 bedeutet, daß nur eine Kalibration für das gesamte Band verwendet werden soll.

Die Namensgebung der Projektionsfiles erfolgt automatisch, zu beachten ist, daß die Detektornumerierung immer bei 0 anfängt. Die Files haben vierstellige Nummern als Extensions, `.0001` bis `.9999`. Dieselbe Extension müssen auch die zugehörigen ECAL und TCAL-Files haben. Die Kalibrationsfiles sind formatfreie Textdateien, die mit jedem Editor erzeugt werden können. Hier zur Verdeutlichung je eine Zeile dieser Dateien:

`ECAL.xxxx:`

1	7	4	-12.1	1.09	-0.34E-4	0.165E-07
Dummy	Det.Num	Grad+1	Polynomkoeffizienten von Grad 0 bis 3			

Die Reihenfolge der Zeilen ist beliebig, es kommt nur auf die angegebene Detektornummer an. Es können auch Detektoren weggelassen werden, diese werden dann in der weiteren Verarbeitung nicht mehr berücksichtigt.

`TCAL.xxxx:`

1	21	2	-129	1
Dummy	Det.Num.	Polynomgrad+1	Offset	immer 1

Hier gilt dasselbe wie oben gesagt.

A.2.2 Set Windows

Hier werden Fenster auf einzelne Parameter der Ereignisse gesetzt, dies ermöglicht bereits an dieser Stelle eine Trennung geeigneter Daten von fehlerhaften oder nicht erwünschten. Es können etwa nur Ereignisse mit einer Multiplizität größer als drei verwendet werden, oder solche mit zu niedriger Summenenergie ausgeblendet werden. Es können Windows auf folgende Parameter gesetzt werden:

1. Multiplizität (d.h. Anzahl der in den Ge-Detektoren des Spektometers registrierten γ-Quanten
2. γ-Energie
3. Zeit
4. Feste Parameter
   Es können, falls vorhanden, sogenannte „fixed parameters" verwendet werden. Im Falle des GASP-Spektrometers wären dies: BGO-Summenenergie, BGO-Multiplizität, Ge-Summenenergie, Ge-Multiplizität.

Die aktuelle Version der GASP-Datenerfassung erlaubt variable Definition der festen Parameter. Je nach Experiment können also unterschiedliche feste Parameter verwendet werden. SOPHIE unterstützt zur Zeit zwei Varianten, zusätzliche können durch Änderung der `read_routines.h` Datei zu Verfügung gestellt werden.

Das EUROGAM I Datenerfassungssystem stellt solche Werte nicht zu Verfügung, das Programm verzichtet dann automatisch auf die Abfrage der entsprechenden Fenster.
Die Definition eines Fensters erfolgt durch Angabe der unteren und der oberen Grenze, die Grenzen selbst werden dabei als dem Fenster zugehörig betrachtet. Es empfiehlt sich daher, die untere Grenze größer oder gleich eins zu wählen, zerstörte Daten mit Null in einem ADC-Kanal werden dann automatisch ausgesondert.

A.2.3 Set Options

Unter diesem Menüpunkt erfolgen alle Eingaben globaler Parameter. Nach jeder Änderung werden diese in ein File PRESORT.SAV gespeichert und beim neuerlichen Programmstart zum Initialisieren verwendet.
Es sind dies:

- Der verwendete Spektrometertyp
  Zur Zeit werden GASP und EUROGAM I unterstützt, die Auswahl erfolgt per Menü.

- Quellenlaufwerk zum Einlesen der Rohdaten

- Ziellaufwerk zum Schreiben der vorsortierten Daten

- Dateiformat der Projektionen
  Unterstützt werden das RADWARE, das Showplot, und das italienische TRACKN-Format.

- Ein globaler Offset auf die Energiekalibration
  Damit können Verschiebungen ausgeglichen werden, die duch unterschiedliche Kanalnumerierung verschiedener Kalibrationsprogramme entstehen.

- Protokollfile
  Wenn das Anlegen einer Protokolldatei geünscht wird, kann hier ihr Name eingegeben werden.

- Kompression bei der Vorsortierung („BISTRO-Bits")
  Hier werden die Anzahl der zur Speicherung zu verwendenden Bits und eine eventuelle Rechtsverschiebung (d.h. Kompression) für alle Daten einen Ereignisse definiert. Eine Angabe von null Bits enfernt den ensprechenden Wert vollständig. BISTRO steht für BIt STReam Operations, die Daten werden nämlich ohne Rücksicht auf Wortgrenzen Bit für Bit hintereinander geschrieben. Wird auf die BISTRO-Funktion verzichtet, so werden die Daten unkomprimiert, also jeder Parameter als Wort geschrieben.

A.2.4 Write Presort Tape

Der Vorsortierungsprozeß wird gestartet. Vorher sollten alle gewünschten Optionen und Fenster gesetzt worden sein, Kalibrationsfiles im aktuellen Verzeichnis zu Verfügung stehen. Die einzugebenden Parameter sind dieselben wie unter `Projections and Statictics`.

Je nach verwendeter Hardware dauert ein Vorsortierungsprozeß sechs bis acht Stunden pro vollem Exabyte Magnetband, begrenzender Faktor sind hier hauptsächlich die Bandlaufwerke. Wegen der Datenkomprimierung können mehrere Rohdatenbänder auf ein Presort-Band geschrieben werden, man sollte dieses also nach Beendigung eines Programmlaufes auf keinen Fall entfernen oder zurückspulen, sondern nur ein neues Rohdatenband einlegen und fortfahren.

Während des Vorsortierens zeigt das Programm die Zahl der bearbeiteten Ereignisse, und die Menge der gelesenen und geschriebenen Daten an. Hier kann man also bereits abschätzen, wie groß der Effekt der Kompression sein wird.

Die BISTRO-Kompression benötigt natürlich Rechenzeit, andererseits müssen entsprechend weniger Daten geschreiben werden. Je nach Hardware und Art der Rohdaten kann die Verwendung der Kompression mehr oder weniger sinnvoll sein. Bei mit Bandstationen des Typs Exabyte 8505-S durchgeführten Tests erwies sich BISTRO allerdings als sehr empfehlenswert. Trotz der in diesen Laufwerken implementierten online-Kompression war das Lesen der gleichen Datenmenge mit BISTRO nur unwesentlich (15%) langsamer als ohne, dafür war der benötigte Speicherplatz auf Band um die Hälfte geringer. Für Laufwerke des Typs 8500 (oder ältere Modelle) ist BISTRO auf jeden Fall nutzbringend, da hier keine hardwareunterstützte Kompression angeboten wird. Sollten mittelfristig sehr schnelle Laufwerke mit höherer Spreicherkapazität verfügbar sein, sollte man den Effekt der BISTRO-Kompression allerdings nochmals überprüfen.

A.2.5 Perform Tape Operations

Hier können die notwendigen Operationen im Umgang mit Magnetbändern durchgeführt werden. Es sind dies vor- und zurückspulen sowie anmelden (`mount`) und abmelden (`dismount`) von Ziel- und Quellenband. Dieses Menü wird auch von anderen Unterprogrammen aufgerufen, wenn Benutzerinteraktion nötig ist.

A.2.6 Build RADFORD Cube

Sollten im Rahmen einer Experimentauswertung sehr schnell Ergebnisse benötigt werden, und die Zeit für den Vorsortierungsprozeß fehlen, so kann direkt vom Rohdatenband ein Würfel im RADWARE-Standard sortiert werden.

Hierbei wird ein Unterprogramm aus der RADWARE-Bibliothek aufgerufen, auch die Benutzerführung wird zeitweise von einem solchen geleistet. Für genauere Informationen sollte man die entsprechende Dokumentation zu Rate ziehen. Auf jeden Fall muß genügend freier Plattenplatz vorhanden sein, bei Würfeln mit 900 Kanälen etwa 500 Mbyte.

A.3 Das Programm SORT

Die Aufgabe dieses Programms ist es, vorsortierte Dateien vom Magnetband zu lesen und in eine gewünschte Datenstruktur einzusortieren. Es stehen dabei ein-, zwei- und dreidimensionale Strukturen zu Verfügung, außerdem können Fenster und Gates gesetzt werden. Die Menüpunkte im Einzelnen:

```
(1) Create Matrices
(2) Set Windows / Define Matrices
(3) Set Options
(4) Perform Tape Operations
(5) RADFORD INCUBATOR
(6) Analyze Band
(0) Leave this Program
```

A.3.1 Create Matrices

Mit diesem Unterprogramm können bis zu zehn Matrizen, die unter Menüpunkt (2) definiert wurden, gleichzeitig sortiert werden. Hier muß nur noch die Zahl der zu lesenden Files eingegeben werden, und ob ein Protokollfile erzeugt werden soll.

Das Programm zeigt während des Sortierens die Zahl der gelesenen Ereignisse und die der Einträge in die Matrizen an. Beim Sortieren von $E_\gamma - E_\gamma$-Matrizen ohne Benutzung von Fenstern/Gates sollte man beachten, daß die Zahl der Matrixeinträge sehr schnell extrem hoch wird. Es ist nicht zu empfehlen, mehr als 50 Millionen Ereignisse in eine solche Matrix einzutragen, da sonst einerseits die Gefahr von Integer-Überläufen besteht und andererseits die Sortierzeit zu groß wird.

A.3.2 Set Windows / Define Matrices

Das Konzept von SORT beinhaltet, daß die Windows/Gates für alle Arten der Sortierung gleichartig und unter einem Menüpunkt eingegeben werden. `Set Windows` muß also jeder Sortierung vorangehen. Zuerst können Art, Namen und Anzahl der Matrizen eingeben werden. Will man keine Matrizen sortieren, so antwortet man auf die Frage `Define new Matrices ?` mit nein.

Die Namen der Matrizen müssen ohne Extension angegeben werden, `.mat` wird selbständig ergänzt. Es stehen folgende Matrixformate zur Verfügung:

- E_γ-E_γ
- E_γ-Fester Parameter
  z.B. E_γ - BGO Fold
- E_γ-Multiplizität

- E_γ-Zeit

- E_γ-Detektornummer

- Fester Parameter-Fester Parameter
  Dieser Matrixtyp eigen sich für Fold-Summenergie-Analysen

Außerdem kann noch für X- und Y-Achsenwert ein Kompressionsfaktor angegeben werden, was etwa für Summenergie-Fold-Matrizen sinnvoll erscheint. Jede so definierte Matrix hat eine Nummer, über die die Zuordnung zu den gewünschten Fenster/Gate-Definitionen erfolgt.

Sind die Matrizen definiert, so erscheint das Menü der Fenstereingabe. Jetzt werden interaktiv beliebig viele Fenster/Gates definiert, die Eingabe erfolgt dabei nach demselben Schema wie schon bei PRESORT. Allerdings gibt es weitergehende Möglichkeiten. So kann eine Liste von Gates (z.B. eine Bande) definiert werden. Ein Eintrag in diese Liste besteht aus Energie und Breite, alle Werte zwischen Energie−Breite und Energie+Breite einschließlich werden dann als zum Übergang gehörend behandelt. Es kann angegeben werden, wieviele Koinzidenzen zwischen γ-Quanten mit Energien aus der Liste gefordert werden sollen. SORT unterstützt bis zu 5-fach Gates, also die Auswertung von sechsfachen und höheren Ereignissen. Werden Doppelgates oder mehr gewünscht, so addiert das Programm automatisch alle geeigneten Kombinationen auf.

Für jede solche Fenster/Gate-Definition muß nun deklariert werden, wofür sie verwendet werden soll. Dies kann eine bestimmte Matrixnummer sein, wird diese nicht angegeben, so verwendet das Programm das Fenster für Würfel- oder Spektrensortierung (Menüpunkte (5) und (6)). Werden einer Datenstrukur mehrere Fenster zugeordnet, so werden beide entsprechend einem logischen oder verwendet. Als Besonderheit, die bisher allerdings nur für die direkte Erzeugung von Spektren (Menüpunkt (6)) verwendet wird, kann man das Fenster auch als „Background" definieren, um intern ein Untergrund-Spektrum zu erzeugen.

A.3.3 Set Options

In diesem Unterprogramm werden, wie auch bei PRESORT, globale Parameter eingegeben. Dies sind das benutzte Spektrometer, das festgelegt werden muß, da einzelne Ereignisparameter und auch die Spektrenlänge von ihm abhängen, sowie das Bandlaufwerk, von dem gelesen wird. Außerdem wird auch noch das Dateiformat der Spektren festgelegt, mit den gleichen Optionen wie in PRESORT.

Beim ersten Aufrufen des Programms, oder nach einer Änderung des Spektrometertyps wird ein für die Sortierung notwendiger Puffer belegt, daher benötigt SORT mindestens 8 Mbyte freien Haupspeicher.

A.3.4 RADFORD INCUBATOR

Es wird ein Würfel im RADWARE-Format sortiert, unter Berücksichtigung der zuvor sortierten Fenster/Gates. Alle nicht einer bestimmten Matrix zugeordneten Fenster werden mit oder verknüpft. Das Programm ruft Teile des RADWARE-Paketes auf, um Kompatibilität zu gewährleisten. Die dafür nötigen `.TAB` und `.INF`-Files sollten vorher angelegt worden sein, für nähere Informationen ziehe man die RADWARE-Dokumentation zu Rate.

Für 500 Mbyte freien Plattenplatz sollte gesorgt sein, andernfalls entsteht beim Dateianlegen ein Laufzeitfehler.

A.3.5 Analyze Band

Dieser Programmteil dient zur genaueren Analyse zuvor identifizierter Banden. Es wird direkt vom PRESORT-Band gelesen, der Zeitbedarf für diese Funktion ist also hoch. Dafür kann man ohne großen Speicherbedarf, und ohne komplizierte Datenstrukturen zu sortieren, sehr spezielle Auswertungsmethoden anwenden.

In der jetzigen Version stellt SORT dafür folgende Möglichkeiten zu Verfügung:

- Projektionen von Energie, Zeit und festen Parametern
- Bestimmung von DCO-Werten
  Diese Funktion unterstützt allerdings keinen Untergrundabzug.
- Erzeugung von $\gamma_1 + \gamma_2$-Summenspektren.
  Damit kann zum Beispiel die Suche nach komplexen Zerfällen superdeformierter Banden durchgeführt werden.
- Selektive Projektion von Übergängen, die einem Distanzkriterium gehorchen.
  Alle Ereignisse, deren γ-Energien innerhalb eines festzulegenden Rahmens einen konstanten Energieabstand haben, werden projeziert. Damit kann die systematische Suche nach superdeformierten oder ähnlichen Strukturen durchgeführt werden.
- Zwei Arten des Untergrundabzugs
  Entweder wird ein internes Untergrundspektrum mit Hilfe eines zuvor definierten Hintergrundfensters erzeugt, oder alternativ die Totalprojektion verwendet. Der Abzug selbst erfolgt durch gewichtete Subtraktion des Untergrundspektrums, wobei die Summe über das untergrundkorrigierte Spektrum Null wird. Wenn diese Normierung als nicht geeignet empfunden wird, kann ein Korrekturfaktor eingegeben werden. Ein Korrekturfaktor von 1.0 entspräche der oben genannten Normierung, bei kleineren Werten wird entsprechend weniger Untergrung abgezogen.
- Über die Ereignisse wird eine Statistik geführt.
  Es wird aufgelistet, wie viele γ-Energien pro Ereignis innerhalb der angegebenen Windows/Gates liegen.

Anhang B

Deformationsparameter in der Kernstrukturphysik

In der Literatur über Fragen der Kernstruktur werden, je nach Konvention, verschiedene Parameter zur Beschreibung der Deformation von Kernen verwendet. Hier soll eine kleine Zusammenstellung gegeben werden, um das Verständnis ungewohnter Konventionen zu erleichtern.
In Lehrbüchern wird in der Regel der Deformationsparameter δ zuerst eingeführt. Bei Nilsson [6] wird folgende Definition angegeben:

$$\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2(1 + \frac{2}{3}\delta) \tag{B.1}$$

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

Diese Parameter wird also aus einem Modell mit axial deformiertem Oszillatorpotential abgeleitet. Allgemeiner kann man auch schreiben [3]:

$$\delta = \frac{3}{2}\frac{R_z^2 - R_{xy}^2}{R_z^2 + 2R_{xy}^2} \tag{B.2}$$

Daraus ergibt sich das Achsenverhältnis $\frac{c}{a} = R_z/R_{xy}$:

$$\frac{c}{a} = \frac{4/3\delta + 1}{1 - 2/3\delta} \tag{B.3}$$

Der Zusammenhang zum Quadrupolmoment ist gegeben durch:

$$Q_0 = \frac{4}{3}\int r^2 d\tau \delta \tag{B.4}$$

Es ist anzumerken, daß in manchen Lehrbüchern [28] die oben angegebene Definition durch Verwendung von $1/3, -2/3$ statt $2/3, -4/3$ abgeändert wird. Die angegeben Gleichungen verändern sich dann dementsprechend.

Will man auch Deformationen allgemeinerer Gestalt beschreiben, so verrwendet man die Entwicklung nach Kugleflächenfunktionen mit den Koeffizienten $\alpha_{\lambda\nu}$:

$$R = R_0(1 + \alpha_{00} + \sum_{\lambda\nu} \alpha^*_{\lambda\nu} Y_{\lambda\nu}) \tag{B.5}$$

Bei Beschränkung auf $\lambda \leq 2$, also auf Quadrupoldeformation, kann man die **Hill-Wheeler-Koordinaten** benutzen:

$$\alpha_{20} = \beta \cos\gamma \tag{B.6}$$
$$\alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}}\beta \sin\gamma$$

Der Zusammenhang mit δ:

$$\delta = 0.945\beta(1 - \frac{4}{3}\pi^2(\frac{a_0}{R_0})^2) + 0.34\beta^2 \approx 0.95\beta \tag{B.7}$$

Und, oft gebraucht, der Zusammenhang mit dem Achsenverhältnis bei rein prolater Deformation:

$$\frac{c}{a} = \frac{1 + 2\beta\sqrt{\frac{5}{16\pi}}}{1 - \beta\sqrt{\frac{5}{16\pi}}} \tag{B.8}$$

Bei Beschreibung der axialen Deformation durch eine Ellipse ergeben sich die Halbachsen folgendermaßen [1]:

$$a_k = R_0 \exp(-\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta\cos\gamma - \frac{2\pi}{3}k) \tag{B.9}$$

Es wird meist für β auch β_2 geschrieben um den Quadrupolcharkter anzudeuten, und um eine Unterscheidung von β_3 und β_4, der Oktupol- und Hexadekapoldeformation, zu ermöglichen. Für beliebige λ-Werte gilt: (Es sind jeweils die Amplituden gemeint)

$$\gamma_\nu = \alpha_{\lambda 0} \tag{B.10}$$
$$\beta^2_\lambda = (2\lambda + 1)\alpha^2_{\lambda 0}$$

Die oben diskutierten Paramter sind sicherlich die meistgebrauchten. Im folgenden noch einige seltenere Varianten:

$$\eta = \frac{\delta}{\chi}(1 - \frac{4}{3}\delta^2 - \frac{16}{27}\delta^3)^{-1/6} \tag{B.11}$$

η wird bei [6] als Größenunabhängige Variante von δ gebraucht, χ ist dabei eine Konstante, die die Stärken der Spin-Bahn und Bahn-Bahn-Wechselwirkungen beschreibt.

$$\delta = \epsilon(1 + 0.5\epsilon) \tag{B.12}$$

Hier wird die Exzentrizität eine Ellipse beschrieben, also handelt es sich um eine nur für rein axiale Deformation sinnvolle Definition. Der Zusammenhang mit c/a ergibt sich durch einfaches Einsetzen in die entsprechende Gleichung für δ.

Anhang C

Die benutzten Niveauschemata

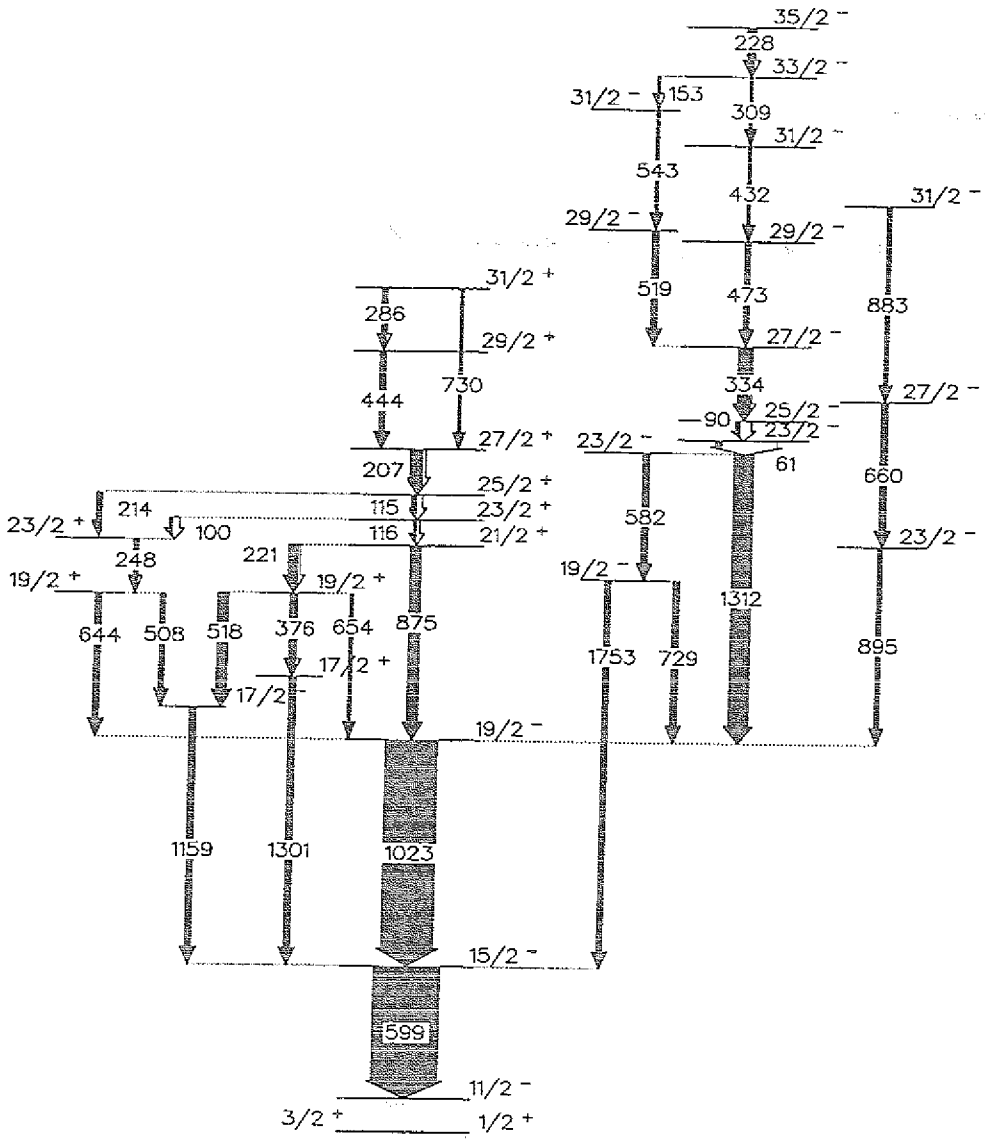


Abbildung C.1: ^{143}Gd Niveauschema.

Quelle: [30]

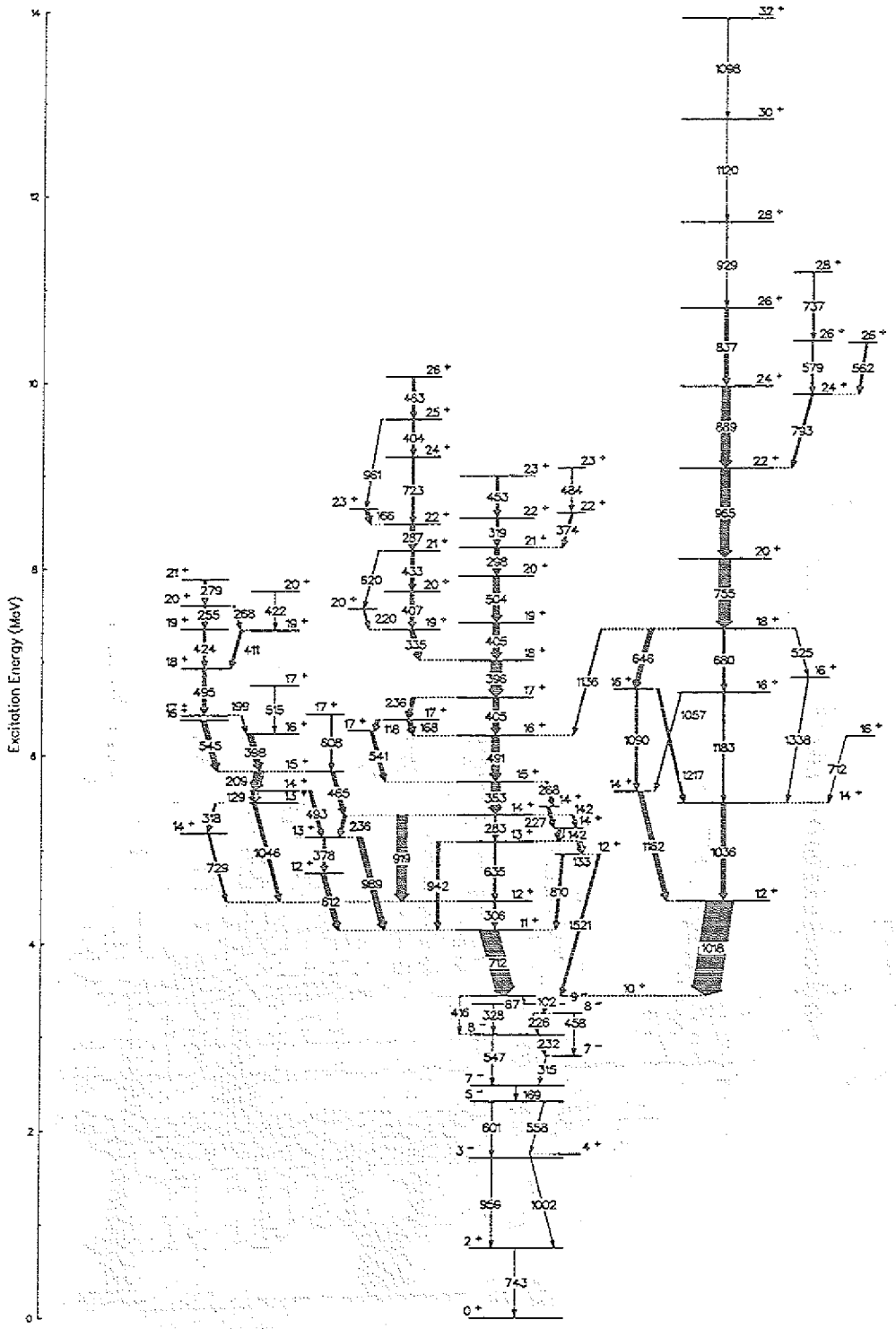


Abbildung C.2: ^{144}Gd Niveauschema.

Quelle: [21]

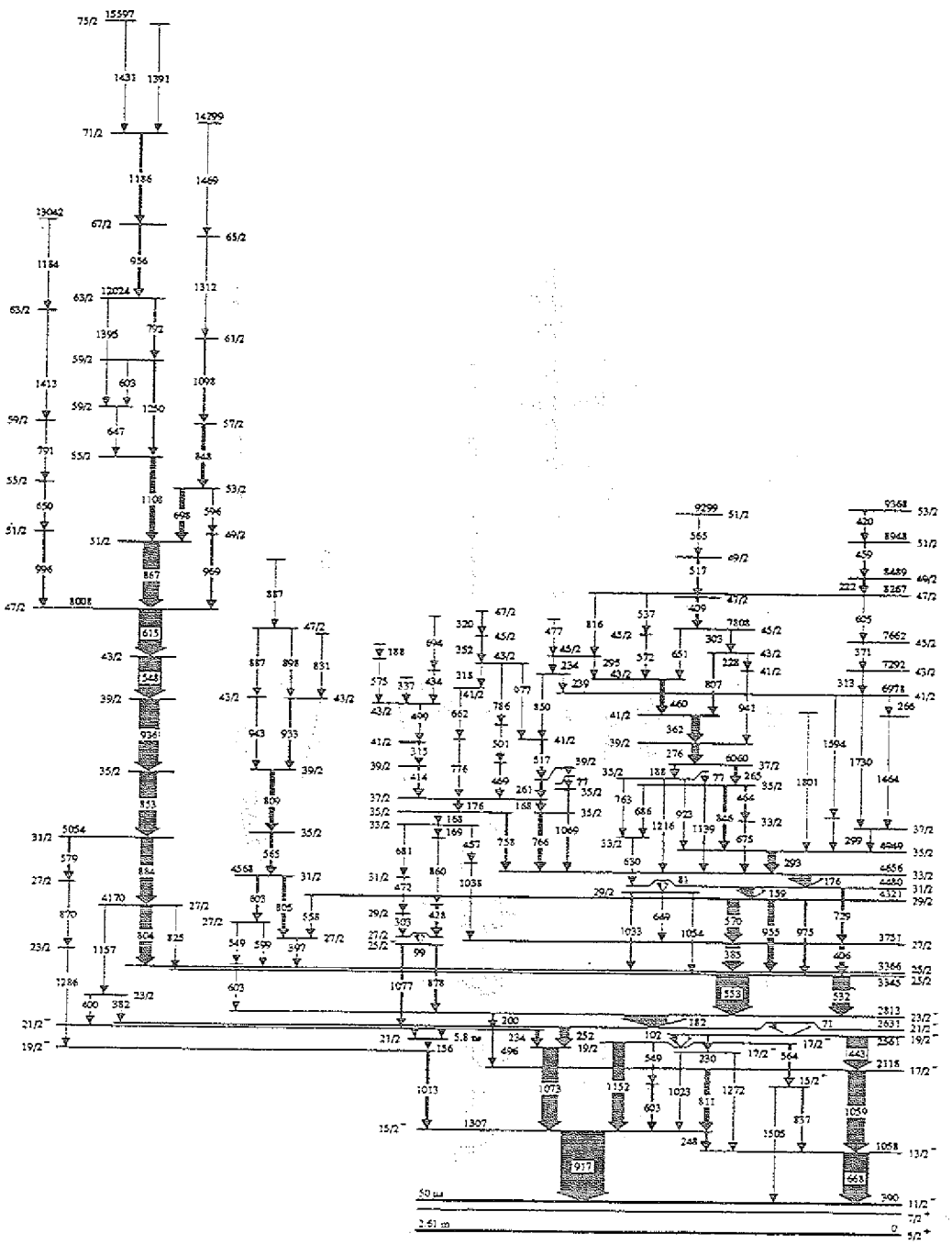


Abbildung C.3: ^{143}Eu Niveauschema.

Quelle: [13]

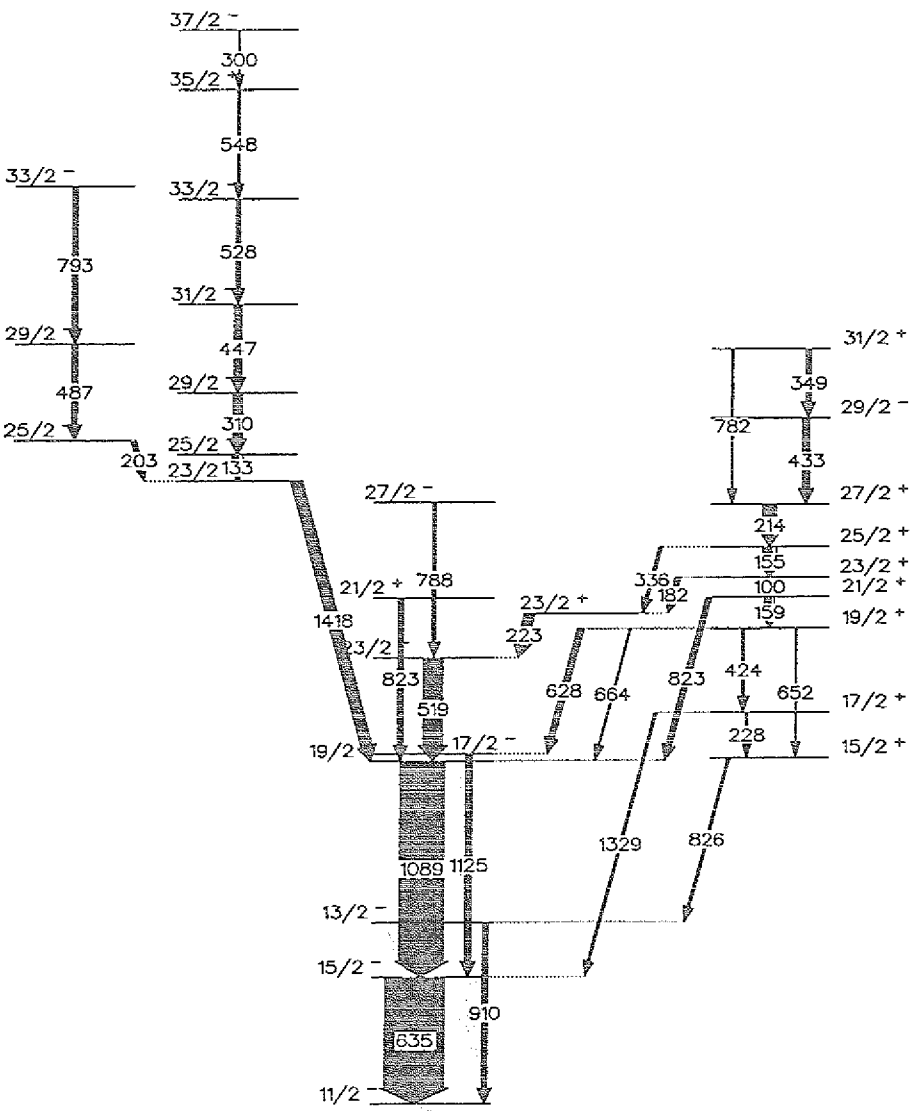


Abbildung C.4: ^{141}Sm Niveauschema.

Quelle: [31]

Literaturverzeichnis

[1] P. Ring, P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem. Springer-Verlag, 1980

[2] J. P. Davidson, Collective Models of the Nucleus, Academic Press, 1968

[3] A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure, Volume II, W. A. Benjamin inc., 1975

[4] A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure, Volume I, W. A. Benjamin inc., 1975

[5] J. Dudek, W. Nazarewicz, Shape evolution in the transitional gadolinium, dysprosium, erbium and ytterbium nuclei, Phys. Rev. C 31 (1985) 298

[6] S. G. Nilsson, Binding States of Individual Nucleons in strongly deformed Nuclei, Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd. 29, No 16 (1955)

[7] A. G. Sitenko, V. K. Tartakovskij, Lectures on the Theory of the Nucleus, Pergamon Press, 1975

[8] P. J. Nolan, Superdeformation and High Spin States, Nucl. Phys. A553 (1993) 107c

[9] S. Lunardi, D. Bazacco, C. Rossi-Alvarez, P. Pavan, G. de Angelis, D. De Acuna, M. De Poli, G. Maron, J. Roco, O. Stuch, D. Weil, S. Utzelmann, P. Hoernes, W. Satula, R. Wyss, Proton Backbend in the Doubly-Magic Superdeformed Nucleus ^{144}Gd, to be published

[10] T. Rzaca-Urban, S. Utzelmann, K. Strähle, R. M. Lieder, W. Gast, A. Georgiev, D. Kutchin, G. Marti, K. Spohr, P. von Brentano, J. Eberth, A. Dewald, J. Theuerkauf, I. Wiedenhöfer, K. O. Zell, K. H. Maier, H. Grawe, J. Heese, H. Kluge, W. Urban, R. Wyss, Study of the High-Spin Structure of ^{144}Gd, to be published

[11] de Voigt, J. Dudek, Szymanski, High-spin phenomena in atomic nuclei, Rev. Mod. Phys., Vol 55., No. 4, 1983

[12] W. Nazarewicz, R. Wyss, A. Johnson, Stucture of Superdeformed Bands in the A ≈150 Mass Region, Nucl. Phys, A503 (1989) 285-330

[13] A. Atac, M. Piiparinen, B. Herskind, J. Nyberg, G. Sletten, G. de Angelis, R. M. Clark, S. A. Forbes, H. Gjorup, G. B. Hagemann, F. Ingebretsen, H. J. Jensen, D. Jerrestam, H. Kusakari, R. M. Lieder, G. V. Marti, S. Mullins, P. J. Noln, E. S. Paul, P. H. Regan, D. Sontonocito, H. Schnare, K. Strähle, M. Sugawara, P. O. Tjom, A. Virtanen, R. Wadsworth, Observation of the Decay out of the Superdeformed Band in ^{143}Eu, Nucl. Phys. A557 (1993) 109c-124c

[14] B. Haas, V. P. Janzen, H. R. Andrews, D. C. Radford, D. Prevost, J. A. Huehner, A. Omar, J. C. Waddington, T. E. Drake, A. Galindo-Uribarri, G. Zwartz, S. Flibotte, P. Taras, I. Ragnarsson, Studies of Superdeformation in the Gadolinium Nuclei, Nucl. Phys. A561 (1993) 251-284

[15] T. L. Khoo, T. Lauritsen, I. Ahmad, M. P. Carpenter, P. B. Fernandez, R. V. F. Janssens, E. F. Moore, F. L. H. Wolfs, Feeding and Decay of Superdeformed States, Nucl. Phys. A557 (1993) 83c-98c

[16] Y. R. Shimizu, E. Vigezzi, T. Dossing, R. A. Broglia, Tunneling Probabilities for Decays out of Superdeformed Bands, Nucl. Phys. A557 (1993) 99c-108c

[17] J. Gerl, R. M. Lieder, Euroball III - European γ-ray facility, Version 4.1, 1992 GSI Darmstadt

[18] P. J. Twin, B. M. Nyako, A. H. Nelson, J. Simpson, M. A. Bentley, H. W. Cranmer-Gordon, P. D. Forsyth, D. Howe, A. R. Mokhtar, J. D. Morrison, J. F. Sharpey-Schafer, G. Sletten, Observation of a Discrete-Line Superdeformed Band up to 60$\hbar$ in ^{152}Dy, Phys. Rev. Lett., 57 (1986) 811-814

[19] R. Wyss, private Mitteilung

[20] W. Gelletely, The nuclear whirlgig, Nucl. Phys. News, Vol 2. No.1,1992

[21] S. Utzelmann, Superdeformation in ^{144,145}Gd und Ansprechverhalten von CLUSTER-Detektoren in der Hochspinspektroskopie, Diplomarbeit, Jül-2749, 1993

[22] H. Schnare, Gestaltänderung im Kern ^{180}Os bei hohen Drehimpulsen ,Dissertation, Jülich 1991

[23] K. Straehle, Superdeformation in ^{144,145,146}Gd und Entwicklung eines gekapselten Ge-Detektors, Dissertation, Jül-2789, 1993

[24] D. Bazacco, private Mitteilung

[25] D. Bazzacco, A. Buscemi, C. Rossi-Alvarez, R. Zanon, GA.SP: The Electronics Setup, L.N.L.-I.N.F.N. (REP) 047/91

[26] D. Bazzacco, The gamma ray spectrometer GA.SP, Workshop on Large Gamma-Ray Detector Arrays, Chalk River Laboratories, 1992 May 22-23

[27] G. Maron, S. Scanferlato, X. N. Tang, G. Vedovato, Status of the GA.SP Transputer Network, L.N.L-I.N.F.N. (REP) 58/92

[28] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, B.G. Teubner-Verlag, Stuttgart, 1988

[29] M. Piiparinen, A. Atac, G. de Angelis, S. Forbes, N. Gjorup, G. Hageman, B. Herskind, F. Ingebretsen, H. Jensen, D. Jerrestam, H. Kusakari, R. M. Lieder, G. M. Marti, S. Mullins, J. Nyberg, A. Santonocito, H. Schnare, G. Sletten, K. Strähle, M. Sugawara, P. O. Tjom, A. Virtanen, R. Wadsworth, High spin level structure of $^{143}{}_{63}Eu_{80}$, Z. Phys. A, 343, (1992) 367-368

[30] D. Wahner, Bestimmung der Paritäten von Niveaus im Kern ^{143}Gd, Diplomarbeit, Jülich

[31] H.-J. Hähn, Messungen mit dem Solenoidspektrometer und Nachweis der Schalenmodellstruktur von Hochspinzuständen im $N = 79$-Kern ^{141}Sm, Dissertation, Jülich

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. R.M. Lieder für die stets gute Betreuung und Unterstützung. Durch Diskussionen und Hilfen hat er mein Verständnis des Themas entscheidend geprägt. Ein Dank auch für die sorgfältige und konstruktive Durchsicht der Arbeit.

Herrn Prof. Dr. H. Hübel möchte ich für die Übernahme des Coreferates danken. In seinen Seminaren wurde mein Interesse an der Kernphysik erst geweckt.

Besonderer Dank gebührt Herrn Dipl. Phys. Stephan Utzelmann. Ohne seine Hilfe und Bereitschaft zur Zusammenarbeit wäre eine erfolgreiche Arbeit nicht möglich gewesen.

Weiterhin möchte ich auch den anderen Mitgliedern der Kernspektroskopiegruppe bedanken. Herr Dr. W. Gast und Herr H. Jäger waren im besonderen stets bereit, mit Rat und Tat behilflich zu sein.

Ein herzlicher Dank geht an Herrn M. Karnadi für seine Unterstützung bei allen Computerproblemen. Sein Know-How hat mir bei vielen Schwierigkeiten entscheidend weitergeholfen.

FORSCHUNGSZENTRUM JÜLICH GmbH

KFA

Jül-3069
Mai 1995
ISSN 0944-2952