

**Spektroskopie im
superdeformierten Minimum von
 ^{240}Pu**

Dissertation der Fakultät für Physik

der

Ludwig-Maximilians Universität München

vorgelegt von

David Gaßmann

aus München

München, den 17. Juli 2002

1. Gutachter: Prof. Dr. Dietrich Habs
2. Gutachter: Prof. Dr. Gerhard Graw

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Januar 2003

Meinen Eltern
und
meiner Frau Tanja

Spektroskopie im superdeformierten Minimum von ^{240}Pu

In der vorliegenden Arbeit werden die Experimente zur Spektroskopie im II. Minimum der doppelhöckrigen Spaltbarriere von ^{240}Pu und die sich daraus ergebenden Erkenntnisse zur Struktur der Kernanregungen von stark deformierten Kernen vorgestellt. Durch die kombinierte Analyse von γ -spektroskopischen sowie Konversionselektronen-Experimenten mit den Messungen der Transmissionsresonanzen in der prompten Spaltwahrscheinlichkeit gelang es zum ersten Mal, ein detailliertes Niveauschema der Zustände im II. Minimum eines Aktinidenkernes zu erstellen. Anregungsenergien, Spins, Paritäten und Lebensdauern kollektiver Anregungen konnten oberhalb der Grundzustandsbande bis hin zu β -Vibrations-Multiphonon-Zuständen bestimmt werden.

Im Gegensatz zu den in den letzten Jahren mit großem Aufwand durchgeführten Experimenten im Hochspinbereich superdeformierter Kerne erlaubt die K-Reinheit der bei niedrigen Drehimpulsen populierte Formisomere eine klare Trennung von Vibrations- und Rotationsanregungen. Mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten gelang es daher, niedrig liegende kollektive Vibrationsbanden eindeutig als $K^\pi = 0^-, 1^-$ und 2^- -Oktupolbanden sowie als das energetisch am tiefsten liegende β -Vibrationsphonon zu identifizieren. Durch die Bestimmung der Energie des β -Vibrationsphonons gelang es zudem, die Resonanzgruppen in der prompten Spaltwahrscheinlichkeit eindeutig dem 3. und 4. β -Vibrationsphonon zuzuordnen. Ausserdem ließ sich durch die komplette Spektroskopie der $K^\pi = 0^+$ -Zustände im Transmissionsresonanz-Experiment die Grundzustandsenergie des Formisomers unabhängig von den bisher verwendeten Methoden mit hoher Genauigkeit bestimmen. Dabei kam eine neu entwickelte Methode zum Einsatz, welche den Niveaudichte-Formalismus ausnutzt. Äußerst bemerkenswert war es festzustellen, daß im II. Minimum fast ausschließlich tiefliegende Zustände negativer Parität (98 %) populiert wurden, was auf eine Filterwirkung der inneren und äußeren Spaltbarriere zurückgeführt werden kann. Mit der Gesamtheit der gemessenen Rotationsbanden wurde schließlich der Kenntnisstand über das Verhalten der Trägheitsmomente bei großer Deformation und zunehmender Anregungsenergie erheblich erweitert.

Die gewonnenen Erkenntnissen könnten in der Zukunft dazu beitragen, auch die Multiphonon-Zustände im I. Minimum von deformierten Kernen besser zu verstehen, die dort im Vergleich zum II. Minimum einer viel stärkeren Wechselwirkung mit Vielquasiteilchen-Niveaus unterliegen.

Spectroscopy in the Superdeformed Minimum of ^{240}Pu

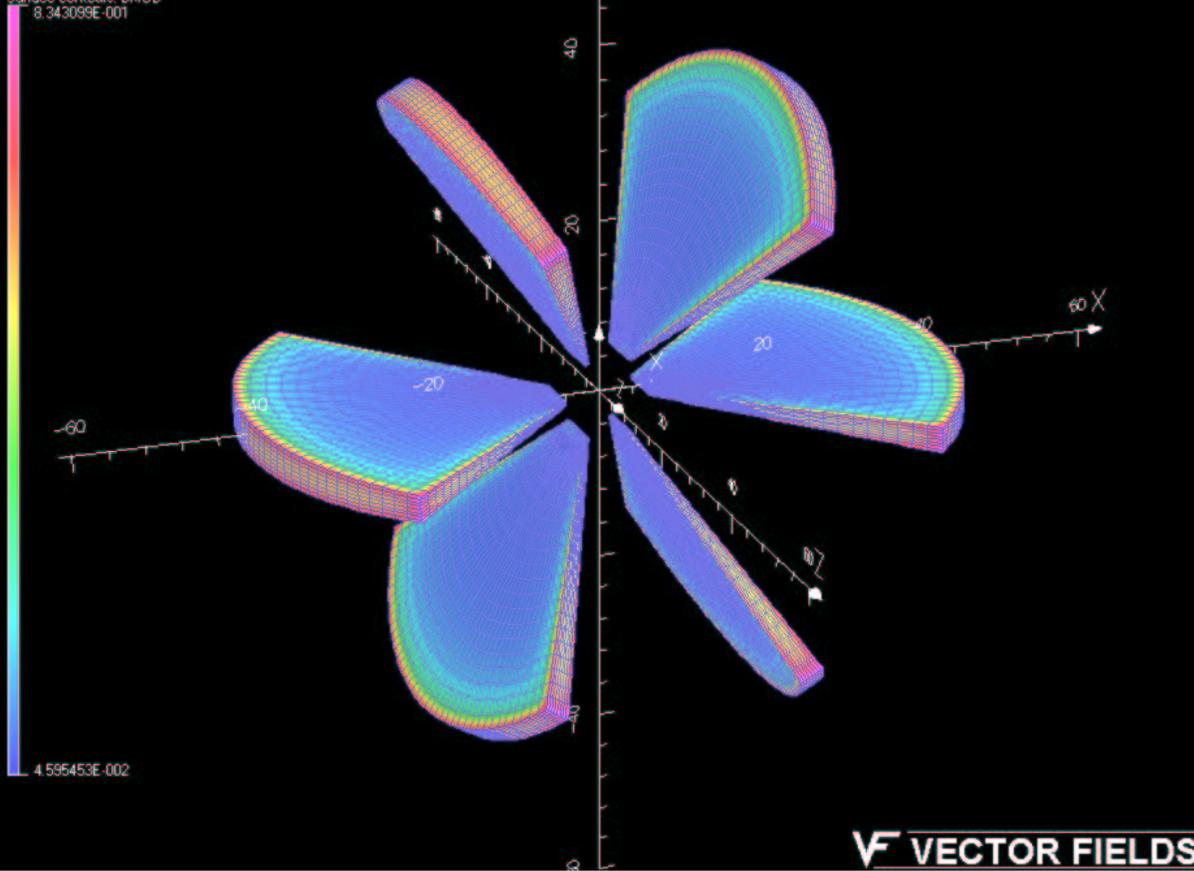
The present work gives an overview on the experimental results of the spectroscopy in the second minimum of the double-humped fission barrier of ^{240}Pu and the derived conclusions on the structure of collective excitation modes in deformed nuclei. From the combined analysis of γ -decay and conversion electron measurements and an experiment on the transmission resonances in the prompt fission probability a detailed level scheme for the second minimum of an actinide nucleus could be established for the first time. Excitation energies, spins, parities and lifetimes of collective excitations above the groundstate band of the isomer up to β -vibrational multiphonon excitations could be established.

Contrary to the experiments in the high-spin region of superdeformed nuclei, which were promoted extraordinarily during the last years, the K-purity of the isomer states populated with low spins allows for a clear separation of vibrational and rotational excitations. Therefore low-lying collective vibrational bands could be identified unambiguously as $K^\pi = 0^-, 1^-$ and 2^- -octupole bands, as well as the lowest-lying β -vibrational band. After determining the energy of the β -vibrational phonon it became possible to identify the resonance groups in the prompt fission probability as the third and fourth β -vibrational phonon. The complete spectroscopy of the $K^\pi = 0^+$ states in the transmission resonance experiment made it possible to determine the excitation energy of the fission isomeric ground state from measured level densities with a recently developed method. Very interesting was furthermore the observation of the predominant population of negative parity states (98 %) in the second minimum, most likely attributed to a filtering action of the inner and outer fission barrier. Finally the measured rotational bands give hints on the behaviour of the moments of inertia of superdeformed nuclei with increasing excitation energy.

The measurements could help to better understand the multiphonon states in the first minimum, where much stronger mixing with quasiparticle states occur.

1/May/2002 17:16:12

Surface contours: BMOD
8.343099E-001



VF VECTOR FIELDS

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Erste Spektroskopie im II. Minimum von ^{240}Pu	9
3	Hochauflösende γ-Spektroskopie	13
3.1	γ -spektroskopische Untersuchungen kollektiver Zustände	13
4	Konversionselektronen-Spektroskopie	27
4.1	Prinzip und Schwierigkeiten der Messung	27
4.2	Mini-Orangen	31
4.2.1	Feldverteilung	32
4.2.2	Transmissionseffizienz	36
4.3	Si(Li)-Detektoren	40
4.4	Versuchsdurchführung und Elektronik	42
4.5	Experimentelle Ergebnisse und Diskussion der Konversionselektronen-Messung	46
4.5.1	Untergrund- und Dopplerkorrektur der Konversionselektronen-Spektren	46

4.5.2	Kombinierte Analyse von γ - und Elektronen-Energiespektren	47
4.5.3	Identifikation der ersten angeregten β -Vibrationsbande	51
4.5.4	Diskussion des Niveauschemas im II. Minimum von ^{240}Pu	58
4.6	Erweiterung des Niveauschemas durch die Interpretation schwacher Übergänge	61
4.6.1	Diskussion der Trägheitsmomente	67
4.6.2	β -Vibrationsanregungen	69
4.6.3	Die Oktupolvibrationen und der Vergleich mit theoretischen Vorhersagen	71
4.7	Systematik der β - und γ -Banden	72
5	Untersuchung von Multiphonon β-Vibrationsanregungen	75
5.1	Einführung und erste Experimente	76
5.1.1	Transmissionsresonanzen in der prompten Spaltwahrscheinlichkeit	76
5.1.2	Theoretische Beschreibung von Transmissionsresonanzen	78
5.1.3	Frühere experimentelle Untersuchungen zu Transmissionsresonanzen	86
5.2	Experimenteller Aufbau und Durchführung der Messung	87
5.3	Darstellung der Meßergebnisse	91
5.4	Diskussion der spektroskopischen Resultate	92
5.4.1	Spaltfragment-Winkelverteilung	93
5.4.2	Diskussion des Anregungsspektrums	95

5.4.3	Diskussion der dynamischen Trägheitsmomente	96
5.4.4	Bestimmung der Grundzustandsenergie im II. Minimum .	97
5.5	Drehimpulsabhängige Spaltwahrscheinlichkeiten	100
6	Zusammenfassung	106
7	Ausblick	112

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung der doppelhöckrigen Spaltbarriere	2
1.2	Einteilchenzustände für das Potential des harmonischen Oszillators	4
1.3	Bandenstrukturen kollektiver Oberflächenvibrationen	6
2.1	Energiespektrum und Zerfallskurve aus der Konversionselektronenmessung von Specht et al., in der die Grundzustandsbande im II. Minimum von ^{240}Pu identifiziert wurde.	10
3.1	Experimenteller Aufbau des γ -Experimentes	15
3.2	Promptes γ -Energiespektrum für prompte und verzögerte Spaltung	17
3.3	Untergrundsubtrahiertes γ -Spektrum	18
3.4	Niveauschema der Zustände im II. Minimum von ^{240}Pu aus den Daten der γ -Spektroskopie	20
3.5	Intensitäts- und Populationsverhältnisse der a-Bande	23
3.6	Drehimpulsverteilung	25
4.1	Energie-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Elektronen	28
4.2	Experimenteller Aufbau des Konversionselektronenexperimentes .	30

4.3	Eine Mini-Orange bestehend aus 6 Permanentmagneten, die um den zentralen Absorber angeordnet sind.	32
4.4	2 dimensionales Simulationsergebnis der radialen und azimuthalen Feldstärken	34
4.5	Radiale und azimuthale Feldstärken einer Mini-Orange mit 6 Magnetkeilen.	35
4.6	Radiale und azimuthale Feldstärken einer Mini-Orange mit 5 Magnetkeilen.	36
4.7	Experimentell bestimmte Transmissionseffizienz-Kurve des im 1. Experiment verwendeten Mini-Orangen Spektrometers.	37
4.8	Vergleich der Transmissionseffizienzen von Mini-Orangen aus $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ und SmCo_5 bei 625 keV	38
4.9	Trajektorien von 600 keV Elektronen ausgehend von einer Quelle die 60 mm vom Zentrum entfernt auf der Symmetrieachse der Mini-Orange liegt.	41
4.10	Aufbau des Mini-Orangen-Spektrometers	44
4.11	Blockschaltbild der Meßelektronik der Konversionselektronenexperimente	45
4.12	Das Spektrum der Konversionselektronen, die in Koinzidenz mit den verzögerten Spaltprodukten von ^{240}Pu gemessen wurden, im Vergleich mit dem γ -Spektrum im gleichen Energiebereich	48
4.13	Das Konversionselektronen-Spektrum aus der ersten Messung und das zugehörige Spektrum zufälliger Koinzidenzen	49
4.14	Niveauschema im II. Minimum von ^{240}Pu	52
4.15	Die Energiespektren der mit der verzögerten Spaltung von $^{236,238}\text{U}$ koinzidenten Elektronen mit den zugehörigen Zeitspektren der Koinzidenzen.	53
4.16	Konversionselektronen-Spektren mit charakteristischen Strukturen aus $J_\beta \rightarrow J_g$ E0-Übergängen	54

4.17	Theoretische und experimentell ermittelte Drehimpulsverteilungen der β -Vibrationsbanden von ^{234}U und ^{240}Pu und der Grundzustandsbande im II. Minimum von ^{240}Pu	55
4.18	γ - Spektrum der Übergänge im II. Minimum von ^{240}Pu im Energiebereich von 0 bis 1500 keV	62
4.19	Erweitertes Niveauschema des ^{240}Pu Formisomers (Teil 1)	64
4.20	Erweitertes Niveauschema des ^{240}Pu Formisomers (Teil 2)	65
4.21	Erweiterte Interpretation des Konversionselektronen-Spektrums von Specht et al.	66
4.22	Dynamische Trägheitsmomente aller Banden des erweiterten Niveauschemas im II. Minimum von ^{240}Pu	68
4.23	Theoretisch vorhergesagte und experimentell gemessene Vibrationsanregungen im II. Minimum von ^{240}Pu	72
4.24	Anregungsenergien der β - und γ - Bandenköpfe im I. und II. Minimum von verschiedenen Aktinidenkerne	74
5.1	Der Tunnelprozeß und die Entstehung von Transmissionsresonanzen.	78
5.2	Gedämpfte und ungedämpfte Transmissionsresonanzen	80
5.3	Aufbau des Q3D-Magnetspektrometers	88
5.4	Aufbau des Fokalebenendetektors	89
5.5	Blockschaltbild der im Transmissionsresonanzexperiment eingesetzten Meßelektronik	90
5.6	Protonenspektrum des Transmissionsresonanzexperimentes von ^{240}Pu überlagert mit den früheren von Glässel und Specht gemessenen Spektren	91
5.7	Protonenspektren und Winkelverteilung der Spaltprodukte aus den Transmissionsresonanzexperimenten von ^{240}Pu	94

5.8	Trägheitsmomente der Rotationsbanden im II. Minimum von ^{240}Pu	96
5.9	Häufigkeitsverteilung der Niveauabstände und χ^2 -Wert	98
5.10	Niveauabstände der $J^\pi = 0^+$ Niveaus als Funktion der Anregungsenergie	99
6.1	Zusammenstellung aller im Rahmen dieser Arbeit identifizierten Vibrationsanregungen im II. Minimum von ^{240}Pu	109

Tabellenverzeichnis

2.1	Intensitäten und Energien der Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande	12
4.1	Optische Abbildungseigenschaften der Mini-Orangen mit 6 Magnetkeilen aus $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ bzw. SmCo_5	39
4.2	Transmissionseffizienzen der in beiden Experimentserien eingesetzten MO-Spektrometer	39
4.3	Elektronen- und γ -Energien, Intensitäten und Konversionskoeffizienten sowie die Interpretation der einzelnen Übergänge	50
4.4	Phononenenergien, Populationsintensitäten und K/L-Verhältnisse der ersten angeregten β -Vibrationsbanden der drei Spaltisomere $^{236f,238f}\text{U}$ und ^{240f}Pu	57
5.1	Drehimpulsabhängige Eigenschaften des II. Minimums und der Spaltbarriere für die 4.6 und 5.1 MeV Transmissions-Resonanz . .	100

Kapitel 1

Einleitung

Nach der Entdeckung der Kernspaltung durch Hahn und Straßmann 1938 [HAH39] erfolgte bereits 1939 die korrekte Interpretation des zugrunde liegenden Prozesses durch Meitner und Frisch [MEI39]. Die erste theoretische Modellvorstellung zum Spaltprozeß von Bohr und Wheeler [BOW39] basierte auf der Existenz von attraktiven Kernkräften und abstoßenden elektrostatischen Kräften im Rahmen des Tröpfchenmodells. Dabei gelangten sie zum Bild einer Spaltbarriere, in dem bei kleinen Deformationen die Kernkräfte und bei großen Deformationen die Coulombkräfte überwiegen. Eine aus diesem makroskopischen Bild gewonnene qualitative Darstellung der Spaltbarriere, also des Potentialverlaufs des Kerns als Funktion seiner Deformation ist als gestrichelte Linie in Abb. 1.1 eingezeichnet. Die theoretischen Untersuchungen von Strutinsky [STR67] zur Interpretation der von Polikanov et al. [POL62] beobachteten spontan spaltenden Isomere (Spaltisomere) zeigten jedoch, daß zur Beschreibung des Phänomens der Spaltisomere Korrekturen an der Beschreibung des Spaltprozesses durch das rein makroskopischen Tröpfchenmodell notwendig sind.

Das Tröpfchenmodell beruht auf der Annahme der gleichförmigen Verteilung der Nukleonen im Phasenraum, kann unter anderem jedoch nicht die magischen Nukleonenzahlen erklären, die in der Bindungsenergie und der damit verbundenen Stabilität der entsprechenden Atomkerne auftreten. Die magischen Nukleonenzahlen ließen sich erst erklären, als man die aus der Atomphysik bekannten Schalenmodellüberlegungen auch auf die Atomkerne übertrug. Wie für den speziellen Fall der Einteilchenzustände der Nukleonen für das Potential eines deformierten harmonischen Oszillators in Abb. 1.2 aufgetragen, kommt es bei sphärischer Gestalt des Atomkerns (Deformationsparameter $\delta = 0$) zu einer derartigen Konzentration von Niveaus, daß bei den Nukleonenzahlen 2, 8, 20, 40, 70, 112, 168 beson-

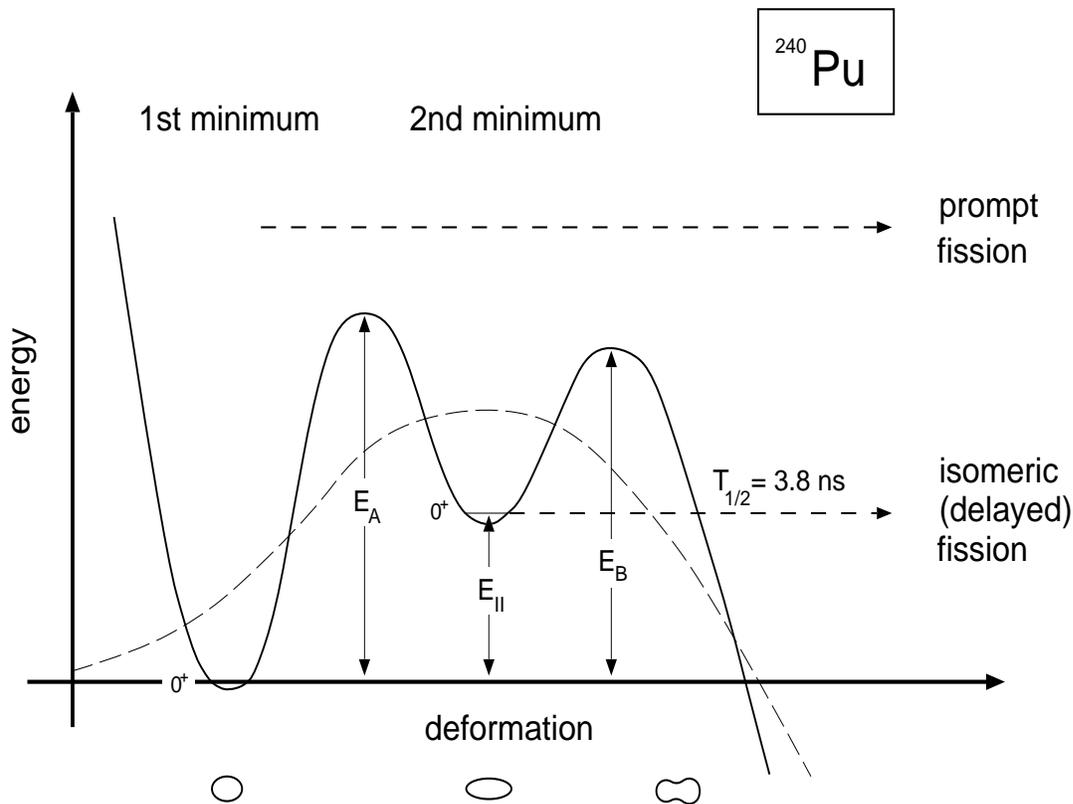


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der doppelhockrigen Spaltbarriere für ^{240}Pu . Aufgetragen ist die potentielle Energie eines Kerns als Funktion seiner Deformation. Die gestrichelte Kurve gibt den Potentialverlauf nach dem makroskopischen Tröpfchenmodell wieder. Bei der durchgezogenen Kurve sind die von Strutinsky eingeführten mikroskopischen Schalenkorrekturen berücksichtigt. Die aus [BJO80, BRI73, BRI71] gemittelten Barrierenhöhen liegen für ^{240}Pu bei $E_A = (5.8 \pm 0.3)$ MeV und $E_B = (5.2 \pm 0.3)$ MeV, die Energie des Grundzustandes des II. Minimums über dem Grundzustand des I. Minimums liegt bei $E_{II} = (2.5 \pm 0.4)$ MeV. Aus der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Transmissionsresonanz-Messung konnte unter Verwendung des Niveaudichteformalismus die Energie des Grundzustandes des II. Minimums zu $E_{II} = (2.25 \pm 0.3)$ MeV bestimmt werden.

ders stabile Atomkernkonfigurationen auftreten. Neben den stabilen Atomkernkonfigurationen bei sphärischen Atomkernen (Verhältnis von langer zu kurzer Halbachse von 1:1) treten aber auch bei zigarren- (Achsenverhältnis $>1:1$) und linsenförmigen (Achsenverhältnis $<1:1$) Deformationen deutlich voneinander abgegrenzte Energieintervalle mit erhöhter Zustandsdichte, also Schalen auf. Bei Deformationen mit Achsenverhältnissen von 2:1 spricht man von superdeformier-

ten Zuständen, auf die sich die Untersuchungen in dieser Arbeit konzentrieren. Während in Abb. 1.2 in einem schematischen Modell das Auftreten von schalenabschlüssen gut deutlich wird, treten bei realistischen Modellen, die z.B den Spin-Bahn-Term berücksichtigen, andere magische Zahlen auf, wie bei superdeformierten Kernen.

Bezieht man nach der Vorschrift von Strutinsky die periodischen Schwankungen der Niveaudichte als Funktion der Deformation in die Tröpfchenmodellbetrachtung mit ein, so ergibt sich die in Abb. 1.1 eingezeichnete doppelhöckrige Spaltbarriere. Mit ihr läßt sich das Phänomen der Spaltisomere als Formisomere erklären, gleichbedeutend mit der Population von Zuständen im II. Minimum. Man findet eine Insel mit Spaltisomeren im Massenbereich der leichten Aktinidenkerne bei Lebensdauern von ps bis ms. Aufgrund seiner magischen Neutronenzahl von $N=146$ im II. Minimum spielt dabei das Spaltisomer in ^{240}Pu eine besondere Rolle als Paradekern für experimentelle Untersuchungen seit der Entdeckung der Spaltisomere.

Die experimentelle Bestätigung der doppelhöckrigen Struktur der Spaltbarriere erfolgte durch Experimente, bei denen Resonanzen in der prompten Spaltwahrscheinlichkeit beobachtet wurden, sogenannte Transmissionsresonanz-Experimente [BAC69, SPE70], sowie durch die Beobachtung der auf dem Grundzustand im superdeformierten II. Minimum von ^{240}Pu aufbauenden Rotationsbande [SPE72]. In dieser Messung gelang die Bestimmung des Trägheitsmomentes der Grundzustands-Rotationsbande mit einem Rotationsparameter von $\hbar^2/2\Theta=3.34\text{keV}$. Dieser Wert ist nur etwa halb so groß wie jener, der aus dem (normaldeformierten) I. Minimum bekannt war. Damit war im Rahmen des Rotations-Vibrations-Modells der experimentelle Beweis erbracht, daß es sich bei den Spaltisomeren um (stark deformierte) Formisomere handelt. Verfeinerte Experimentiertechniken erlaubten schließlich sogar die direkte Messung der Deformation durch die Messung der Quadrupolmomente von verschiedenen Spaltisomeren [MET80]. Durch die direkte Bestimmung der Quadrupolmomente der Spaltisomere mit der "charge-plunger" Methode ($Q_0(^{238f}\text{U}) = 29 \pm 3$ e barn [ULF79]; $Q_0(^{236f}\text{U}) = 32 \pm 5$ e barn [MET80]; $Q_0(^{239f}\text{Pu}) = 36 \pm 4$ e barn [HAB77]) war der modellunabhängige Nachweis erbracht, daß es sich bei den Spaltisomeren um Formisomere handelt. Das Quadrupolmoment des in dieser Arbeit untersuchten Formisomers ^{240f}Pu zu bestimmen, ist mit den existierenden Methoden aufgrund der kurzen Halbwertszeit von $T_{1/2} = 3.8$ ns [BRI71, BAR86] bisher allerdings noch nicht gelungen. Aus Modellannahmen und durch Vergleich mit den oben aufgeführten Quadrupolmomenten läßt sich aber ein Quadrupolmoment von $Q_0 \approx 33$ e barn für ^{240f}Pu abschätzen. Die von Specht et al. [SPE72] durchgeführte Spektroskopie der hochkonvertierten Rotationsübergänge der Grundzustandsbande in Koinzidenz mit dem Zerfall des ^{240f}Pu Isomers und dem sich daraus ergebenden großen Trägheitsmoment stützen

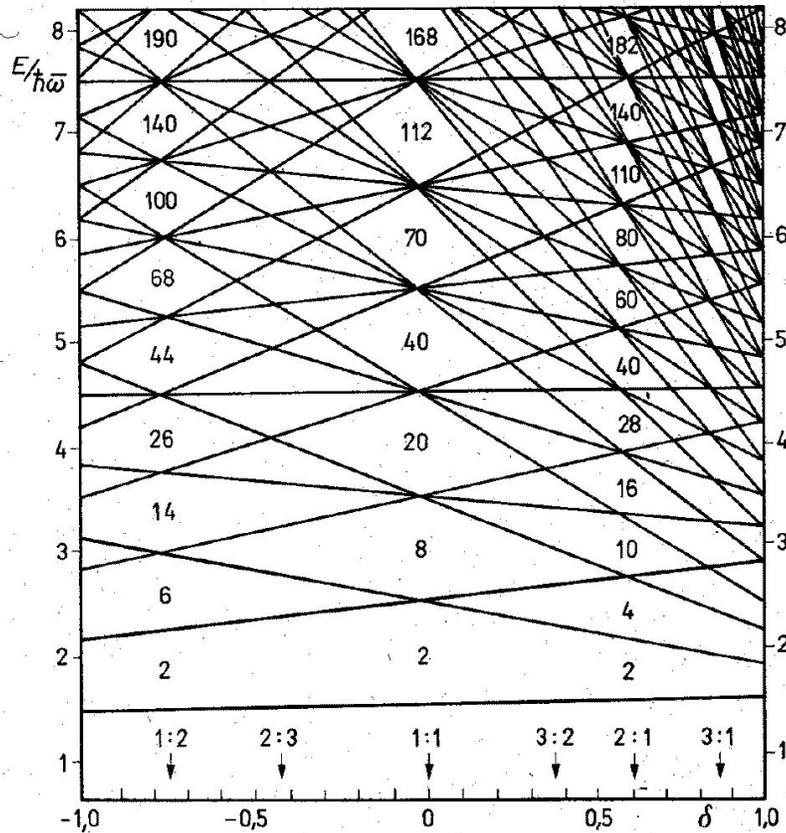


Abbildung 1.2: Einteilchenzustände für das Potential des harmonischen Oszillators. Der Deformationsparameter δ ist ausgehend von der großen und kleinen Halbachse des Rotationsellipsoids definiert und steht mit dem ebenfalls häufig verwendeten Parameter ε über $\varepsilon = \delta \left(1 + \frac{1}{2\delta}\right)$ im Verhältnis. Entsprechend der Deformation ergeben sich bei verschiedenen Achsenverhältnissen stabile Atomkernkonfigurationen mit unterschiedlichen magischen Zahlen.

diese Abschätzung.

Aus der Analyse der Anregungsfunktion des Formisomers und des Verhältnisses von isomerer zu prompter Spaltung stammen die weiteren in Abb. 1.1 angegebenen Barrierenparameter der doppelhöckrigen Spaltbarriere: $E_A = (5.8 \pm 0.3)$ MeV, $E_{II} = (2.5 \pm 0.4)$ MeV und $E_B = (5.2 \pm 0.3)$ MeV [BRI71, BRI73, BJO80]. Eine alternative Methode zur Bestimmung der Barrierenparameter E_A und E_B stellt die experimentelle Untersuchung der intermediären Strukturen in der prompten Spaltwahrscheinlichkeit und der Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen zur Spaltwahrscheinlichkeit im Rahmen des "Doorway"-Zustandsmodells [HAB77] dar. Die Untersuchungen der gemessenen Spaltwahrscheinlichkeiten bieten darüber

hinaus die Möglichkeit, Aussagen über kollektive Anregungen im II. Minimum zu machen [BAC69, SPE69, HAB77, JUS80]. Erste Bestätigungen der Vorhersagen aus den Transmissionsresonanzmessungen zu kollektiven Anregungen im II. Minimum gelangen durch den direkten spektroskopischen Nachweis der energetisch am tiefsten liegenden β -Vibrationen in den Aktinidenkernen ^{236f}U und ^{238f}U [GOE78].

Prinzipiell werden im superdeformierten II. Minimum von gg-Aktinidenkernen die gleichen Anregungsmoden wie im normaldeformierten I. Minimum erwartet. Da Quasiteilchen-Anregungen, die nicht kollektiver Natur sind, dominant erst oberhalb der Paarungsenergie auftreten, die bei den normaldeformierten gg-Kernen etwa bei 1.2 MeV liegt, ist darunter nur mit kollektiven Anregungen zu rechnen. Aus dem Auftreten von 2 Quasiteilchen-Isomeren schätzt man auch für das II. Minimum die Paarungsenergie zu 1.2 MeV ab [BJO80]. Analog zum normaldeformierten I. Minimum stellt auch bei Formisomeren die auf dem Grundzustand aufbauende Rotationsbande die tiefstliegende kollektive Struktur dar. Im II. Minimum werden allerdings aufgrund des größeren Trägheitsmomentes Θ und der spinabhängigen Energien der Rotationsabstände entsprechend $E_{\text{rot}} = A \cdot I(I+1)$ mit $A = \hbar^2/2\Theta$ enger beieinander liegende Rotationszustände als im I. Minimum erwartet.

Neben der Grundzustandsrotationsbande werden im kollektiven Modell von Bohr und Mottelson [BOM75] auch Oberflächenvibrationen vorhergesagt, deren Anregungsenergien unterhalb der Paarungsenergie liegen. Da bei den Rotations- und Vibrationsanregungen viele Nukleonen kohärent beteiligt sind, werden all diese Anregungen als kollektive Anregungen bezeichnet. Die Oberflächenvibrationen lassen sich im Ruhesystem des Kerns nach Multipolen entwickeln. Da der Dipolanteil lediglich einer Translationsbewegung des Kerns entspricht, sind die niedrigsten Vibrationsmoden vom Quadrupol- und vom Oktupoltyp. Der Quadrupolanteil führt zu einer β -Vibration, die einer Schwingung entlang der großen Figurenachse des deformierten Kerns entspricht, und zu einer γ -Vibration, die eine Schwingung senkrecht zur Figurenachse beschreibt. Eine zur Klassifikation kollektiver Vibrationsanregungen häufig gebrauchte Größe stellt die K-Quantenzahl dar, die als Projektion des Gesamtdrehimpulses auf die Symmetrieachse des deformierten Kernes definiert ist. Damit entspricht die β -Vibration einer Schwingung mit $K^\pi = 0^+$ und die γ -Vibration wird durch $K^\pi = 2^+$ charakterisiert. Der Oktupolanteil führt zu einem Quadruplett von Zuständen ($K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ und 3^-).

Auf jedem Vibrationszustand baut eine Rotationsbande auf, deren Struktur durch K-Quantenzahl und Parität des Bandenkopfes bestimmt wird. Sie werden in der Literatur, wie in der Molekülphysik, als Vibrationsbanden bezeichnet. Die Ener-

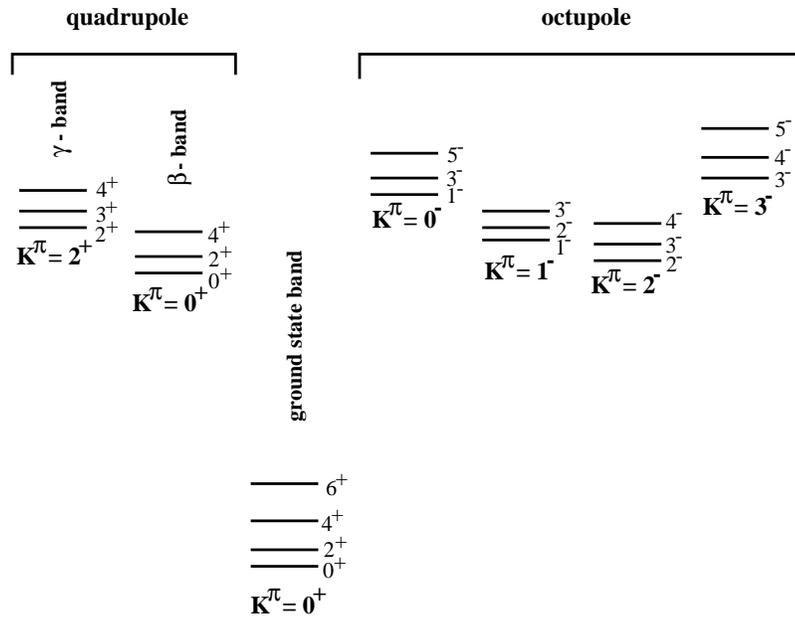


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der möglichen Bandenstrukturen für kollektive Oberflächenvibrationen in einem gg-Kern. Dargestellt sind die Quadrupolvibrationen (β - und γ -Bande, positive Parität) und die Oktupolvibrationen ($K = 0$ bis 3 , negative Parität). Auf den Vibrationszuständen sind Rotationsbanden aufgebaut, deren Struktur durch die K -Quantenzahl bestimmt wird. Die energetische Lage der Vibrationszustände ist willkürlich gewählt.

Die Rotationszustände über dem Bandenkopf ergibt sich in 1. Ordnung aus $E_{\text{rot}}(I) = A(I(I + 1) - K(K + 1))$, wobei der Spin I für $K \neq 0$ die Werte $I = K, K + 1, K + 2, \dots$ annehmen kann. Für $K = 0$ sind aus Symmetriegründen für positive Parität nur die geraden Spins, für negative Parität nur die ungeraden Spins erlaubt. In Abb. 1.3 sind die erwarteten Bandenstrukturen für Quadrupol- und Oktupol-Oberflächenvibrationen schematisch dargestellt.

Die bisher beschriebenen Vibrationszustände sind Einphononzustände, die auf dem Vibrationszustand aufbauende Rotationsbande wird daher als Einphononbande bezeichnet. Im Rahmen des geometrischen Modells werden neben den Einphononbanden auch Mehrphononbanden vorhergesagt, deren Energie im harmonischen Limit ungefähr bei der Summe der Energien der Einphononbanden, aus denen der Mehrphononzustand zusammengesetzt ist, liegen sollte.

Eine weitere Klasse angeregter Kernzustände, auf denen wiederum Rotationsbanden aufbauen, sind die Quasiteilchen-Anregungen, die nicht-kollektiver Natur

sind und dominant erst oberhalb der Paarungsenergie auftreten. Die Paarungsenergie wird für das Formisomer im selben Bereich wie bei den normaldeformierten gg-Kernen des Aktinidenbereichs erwartet, nämlich bei 1.2 bis 1.4 MeV.

Nachdem in einem Experiment am ^{236f}U mit dem Heidelberg-Darmstädter Kristallkugelspektrometer und hocheffizienten Parallelplattenzählern zum Nachweis der Spaltprodukte erste Hinweise auf die β - und γ -Vibrationen sowie die ($K^\pi = 0^-$)-Oktupolbande beobachtet wurden [REI93], erschien die γ -Spektroskopie eines weiteren Aktinidenkernes vielversprechend. Die Energieabhängigkeit der kollektiven Zustände von der Neutronen- und Protonenzahl stellte eine der interessierenden Fragestellungen dar. Das Formisomer des gg-Aktinidenkernes ^{240}Pu mit seiner magischen Neutronenzahl von $N=146$, bei der die größte Stabilität der Spaltisomere auftritt [MET74], erschien als geeigneter Aktinidenkern. Die Population des II. Minimums über die $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ -Reaktion wurde bereits von Specht et al. beim Nachweis der Grundzustandsrotationsbande genutzt und liegt mit einem Wirkungsquerschnitt von ca. $10 \mu\text{b}$ deutlich über den Wirkungsquerschnitten, die für die Population des II. Minimums von anderen Kernen im Aktinidenbereich vorhergesagt werden. Die Halbwertszeit von $T_{1/2} = 3.8 \text{ ns}$ reichte sowohl in der γ -Spektroskopie (s. Kap. 3), wie auch in den danach ausgeführten Konversionselektronenexperimenten (s. Kap. 4) aus, um die 10^4 bis 10^5 mal häufigeren prompten Spalt ereignisse von den verzögerten Spaltungen zu trennen.

Ausgehend von der von Specht et al. [SPE72] gemessenen, auf dem Grundzustand des Formisomers aufbauenden Rotationsbande, sollten mit vorliegender Arbeit weitere höher liegende kollektive und "Quasiteilchen"-Anregungen identifiziert werden. Nach einer ersten Messung mit dem Heidelberg-Darmstädter Kristallkugelspektrometer [PAN94] wurde das Experiment mit den kurz danach verfügbaren hochauflösenden Germanium-Detektoren der deutschen EUROBALL-Kollaboration nochmals durchgeführt [PAN98]. Als die experimentellen Daten der γ -spektroskopischen Messungen, die in Kapitel 3 ausführlich dargestellt sind, erstaunlicherweise darauf hinwiesen, daß sich die Anregungsstruktur der energetisch niedrig liegenden Zustände im II. Minimum deutlich von der typischen Anregungsstruktur normaldeformierter gg-Kerne des Aktinidenbereiches zu unterscheiden schien, wurde das in dieser Arbeit durchgeführte Konversionselektronen-Experiment vorgeschlagen. Durch die kombinierte Analyse von γ - und Konversionselektronendaten sollte das nach den γ -Messungen vorgeschlagene Niveauschema verifiziert und erweitert werden. Die Konversionselektronen-Messungen lieferten jedoch Ergebnisse, die im Widerspruch mit der ersten vorläufigen Interpretation der Daten aus den γ -Messungen standen [PAN98] und eine nochmalige detaillierte Analyse der Daten erforderlich machte. Als Resultat entstand daraus ein neues verbessertes Niveauschema. Zur Erweiterung und Vervollständigung des Niveauschemas hin zu noch höher angeregten Zuständen wurden die γ - und

Konversionselektronen-Messungen um ein Transmissionsresonanz-Experiment mit höchster Auflösung und Effizienz ergänzt. Mit den Daten sollte ein möglichst komplettes, in diesem Umfang noch nie realisiertes Niveauschema von Zuständen im II. Minimum eines Aktinidenkernes erstellt werden.

In den folgenden Kapiteln 2 und 3 werden die vor Beginn dieser Arbeit bereits durchgeführten Experimente und die daraus stammenden Erkenntnisse detailliert beschrieben. Bei der Diskussion der Ergebnisse aus den γ -spektroskopischen Messungen wurden dabei allerdings wesentliche Ergebnisse aus der Konversionselektronen-Messung mit berücksichtigt, auf die erst in Kapitel 4 ausführlich eingegangen wird. Die zusätzlichen Informationen aus den Transmissionsresonanz-Messungen über energetisch hoch liegende kollektive Anregungen sind in Kapitel 5 aufgeführt. Mit einer Zusammenfassung der gesammelten spektroskopischen Daten zum II. Minimum von ^{240}Pu in Kapitel 6 und einem Ausblick auf zukünftige Herausforderungen an die Spektroskopie des II. Minimums in Kapitel 7 schließt die Arbeit.

Kapitel 2

Erste Spektroskopie im II. Minimum von ^{240}Pu

Identifikation der Grundzustandsrotationsbande

Die erste spektroskopische Information, die aus der direkten Beobachtung von angeregten Zuständen im II. Minimum von ^{240}Pu vorlag, war die von Specht et al. [SPE72] gemessene Rotationsbande, die auf den Grundzustand des Spaltisomers aufbaut. In einem Konversionselektronen-Experiment, welches die in Kapitel 3 im Detail beschriebene Rückstoß-Schatten-Methode in Kombination mit einem eisenfreien magnetischen β -Spektrometer nutzte, wurden niederenergetische Konversionselektronen gemessen, die in Koinzidenz mit Spaltprodukten aus der verzögerten Spaltung auftraten. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Konversionselektronen-Experimente bedienten sich wiederum der Rückstoß-Schatten-Methode, um den extrem selektiven Trigger auf die Koinzidenz zwischen Konversionselektronen und Spaltprodukten zu nutzen. Die in Kapitel 3 im Zusammenhang mit den Konversionselektronenmessungen beschriebene Methode erlaubt es, den sehr hohen Untergrund von δ -Elektronen und von Elektronen aus dem 10^4 bis 10^5 mal stärker besetzten I. Minimum auf zufällige Koinzidenzen zu beschränken. Das von Specht et al. [SPE72] publizierte Konversionselektronenspektrum in Abb. 2.1 ist bereits bezüglich der zufälligen Koinzidenzen korrigiert und zeigt daher die Konversionselektronen im II. Minimum von ^{240}Pu mit Energien von 26 - 112 keV untergrundfrei. Im Spektrum lassen sich die Konversionslinien L_{II} , L_{III} , M_{II} , M_{III} und N der drei E2-Übergänge ($8^+ \rightarrow 6^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$) in der Rotationsbande $K^\pi = 0^+$ erkennen, die auf dem Grundzustand im II. Minimum aufbaut.

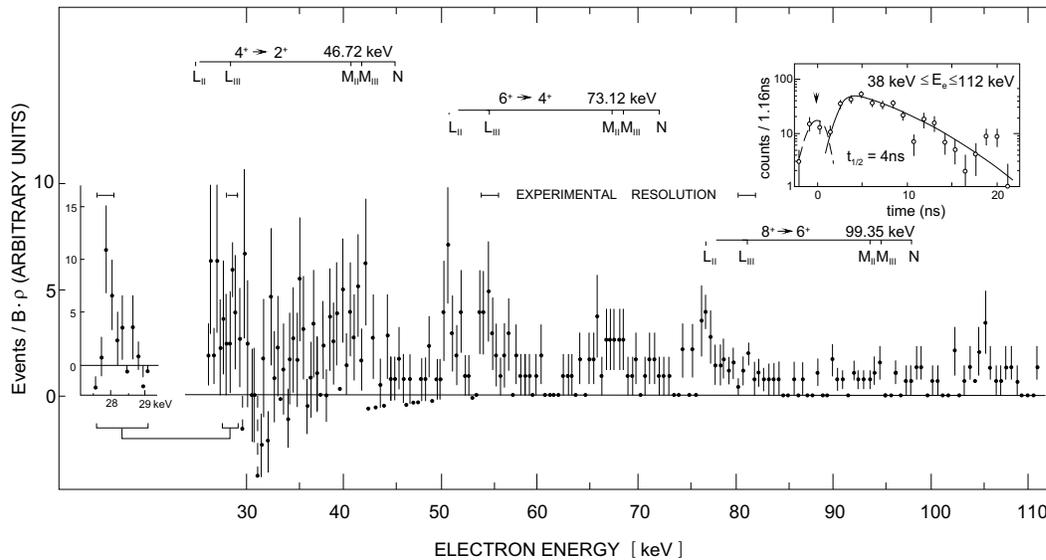


Abbildung 2.1: Energiespektrum und Zerfallskurve aus der Konversionselektronenmessung von Specht et al. [SPE72], in der die Grundzustandsbande im II. Minimum von ^{240}Pu identifiziert wurde. Die unterschiedliche Größe der Fehlerbalken im Spektrum resultiert aus der Tatsache, daß bei den Energien, wo man E0-Übergänge erwartete (und auch fand), länger gemessen wurde, was zu den deutlich kleineren statistischen Fehlern führt.

Bei der inneren Konversion handelt es sich um einen Konkurrenzprozeß zur Abregung von Atomkernen durch Emission eines γ -Quants. Ein Hüllenelektron wird bei diesem Konkurrenzprozeß mit der Energie $E_e = E_\gamma - B_e$ emittiert, was der Übergangsenergie E_γ zwischen zwei Kernniveaus abzüglich der Bindungsenergie B_e des betreffenden Hüllenelektrons entspricht. Dadurch erklärt sich das in Abb. 2.1 markierte mehrfache Auftreten eines Rotationsübergangs als Emission von Hüllenelektronen aus unterschiedlichen atomaren Schalen. Das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten für innere Konversion zu γ -Emission wird durch den Konversionskoeffizienten $\alpha = N_e/N_\gamma = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots$ ausgedrückt.

Aus der Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem Atomkern und den Hüllenelektronen lassen sich die Konversionskoeffizienten quantitativ berechnen. So ergibt die theoretische Bestimmung des Konversionskoeffizienten α_K für die Emission eines Hüllenelektrons aus der K-Schale näherungsweise

$$\alpha_K(E\lambda) \approx Z^3 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \frac{\lambda}{\lambda + 1} \left(\frac{2m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{\lambda + 5/2} \quad (2.1)$$

wobei die Multipolarität des entsprechenden elektrischen γ -Übergangs als Größe

λ eingeht [KRA98]. Bei Übergängen $0 \rightarrow 0$ kann allerdings nur Elektronenemission auftreten, da wegen der Drehimpulserhaltung Einquanten- γ -Übergänge ($I_\gamma = \hbar$) nicht möglich sind und auch die Definition von α bei diesen Übergängen ihre Bedeutung verliert. Die Übergangsstärke W dieser elektrischen Monopol-(E0)-Übergänge läßt sich aber auch ohne entsprechenden γ -Übergang aus dem Produkt von elektrischem Faktor Ω , der unabhängig von der Kernstruktur ist und dem Stärkeparameter $\rho(E0) = \langle 0_f^+ | \sum_j e_j r_j^2 | 0_i^+ \rangle / (eR^2)$ berechnen [CHW56] zu:

$$W(E0) = \rho^2(0_i^+ \rightarrow 0_f^+) \cdot \Omega \quad (2.2)$$

Im Formalismus treten dabei der Kernradius R sowie die effektive Ladung e_j und Position r_j des j -ten Nukleons relativ zum Schwerpunkt des Atomkernes auf.

Wegen der geringen energetischen Abstände der Rotationszustände und der hohen Kernladungszahl Z von ^{240}Pu sind die Übergänge innerhalb der Grundzustandsrotationsbande nahezu vollständig konvertiert und es war zu erwarten, daß das gesamte Spektrum der L-, M-, N-Konversionsübergänge im Spektrum auftauchen würde. Die Konversionslinie des Übergangs $2^+ \rightarrow 0^+$ konnte aufgrund der kleinen Übergangsenergie und der geringen Intensität der M- und N-Linien nicht nachgewiesen werden. Dennoch war es durch Interpolation möglich, alle Anregungsenergien der Zustände bis zum Drehimpuls von 8^+ relativ zum Grundzustand festzulegen. Die genauen Intensitäten und Energien der Inband-Übergänge innerhalb der Grundzustandsrotationsbande sind nochmals in Tab. 2.1 aufgeführt. Dabei beziehen sich die angegebenen Intensitäten auf die Anzahl der verzögerten Spaltungen.

Mit der Spinabhängigkeit der Rotationsenergie mit $E = A \cdot I(I+1) + B \cdot I^2(I+1)^2$ ließen sich aus den Anregungsenergien die Rotationsparameter A und B bestimmen. Der ungewöhnlich kleine Wert des Rotationsparameters $A = \hbar^2 / 2\Theta = 3.343 \pm 0.008$ keV implizierte das größte bis dahin jemals gemessene Trägheitsmoment eines Atomkerns. Es ist mehr als doppelt so groß wie das Trägheitsmoment im I. Minimum, in dem der Rotationsparameter einen Wert von 7.156 keV besitzt. Aus Modellrechnungen ergab sich eine Deformation, die einem Achsenverhältnis von 2:1 entspricht und durch die Messung der Quadrupolmomente [ULF79, MET80, HAB77] experimentell bestätigt wurde. Damit war der erste direkte experimentelle Nachweis erbracht, daß es sich bei den Spaltisomeren tatsächlich um Formisomere, also superdeformierte Kernzustände handelt.

An dieser Stelle soll bereits darauf hingewiesen werden (was später in Kap. 3 noch ausführlicher diskutiert werden wird), daß sich bereits im Elektronenspektrum von Abb. 2.1 Hinweise auf Übergänge finden lassen, die sich mit den im Rahmen dieser Arbeit erlangten Kenntnissen in das neueste Niveauschema ein-

Tabelle 2.1: Intensitäten und Energien der Inband-Übergänge innerhalb der Grundzustandsbande des II. Minimums nach der Konversionselektronenmessung von Specht und Mitarbeitern [SPE72]. Die angegebenen Intensitäten beziehen sich auf die Anzahl der verzögerten Spaltungen bei der $^{238}\text{U}(\alpha, 2\text{n})^{240}\text{fPu}$ -Reaktion mit $E_\alpha = 25$ MeV. Der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang konnte nicht beobachtet werden, die angegebene Energie ergibt sich durch Extrapolation aus den anderen Übergängen. Weiterhin sind die Halbwertszeiten dieser Übergänge angegeben, die sich aus der Übergangsenergie, dem Quadrupolmoment und dem Konversionskoeffizienten ergeben [MET80].

Übergang	Energie in keV	Intensität in % $E_\alpha = 25$ MeV	$T_{1/2}$ in ps
$2^+ \rightarrow 0^+$	20.0		37
$4^+ \rightarrow 2^+$	46.6 ± 0.1	67 ± 11	13
$6^+ \rightarrow 4^+$	73.0 ± 0.1	44 ± 6	11
$8^+ \rightarrow 6^+$	99.4 ± 0.2	24 ± 3	10
$10^+ \rightarrow 8^+$		< 11	

ordnen lassen.

Kapitel 3

Hochauflösende γ -Spektroskopie

3.1 γ -spektroskopische Untersuchungen kollektiver Zustände

Nach der Beobachtung der Grundzustandsrotationsbande im II. Minimum von ^{240}Pu wurden in den Nachbarisotopen ^{236f}U , ^{238f}U und ^{239f}Pu weitere Grundzustandsrotationsbanden nachgewiesen [HAB89]. Die Herausforderung der folgenden Jahre lag darin weitere, auch höher angeregte Zustände im II. Minimum zu identifizieren. In den superdeformierten Formisomeren der Aktinidenregion erwartet man ein ähnliches Spektrum angeregter, kollektiver und "Quasiteilchen"-Zustände wie in den entsprechenden normal deformierten Kernen. Da "Quasiteilchen"-Zustände unterhalb der Paarungsenergie, die für gg-Kerne im Aktinidenbereich typischerweise bei 1.2 bis 1.4 MeV liegt, nicht auftreten, sollten Zustände bis 1 MeV Anregungsenergie kollektiver Natur sein. Für die direkte Beobachtung von Zuständen mit Anregungsenergien bis etwa 2 MeV über dem Grundzustand des Formisomers ist eine gute Trennung von prompter und verzögerter Spaltung in Kombination mit einem hocheffizienten γ -Array oder Elektronenspektrometer die unabdingbare Voraussetzung.

Zunächst konnten mit einem supraleitenden Konversionselektronen-Spektrometer die am tiefsten liegenden β -Vibrationen in ^{236f}U und ^{238f}U direkt beobachtet werden [GOE78]. Erste γ -spektroskopische Untersuchungen von ^{238f}U und ^{240f}Pu mit dem Heidelberg-Darmstädter Kristallkugel-Spektrometer (162 NaJ-Detektoren) waren von der Statistik noch so begrenzt, daß keine über die Konversionselektronen-Messungen hinausgehenden Aussagen zur detaillierten Anordnung und dem Charakter der angeregten Niveaus im II. Minimum gemacht werden konnten [HAB83].

Allerdings zeigten die Experimente, daß die Spektroskopie im II. Minimum auch mit γ -spektroskopischen Methoden möglich ist. In den folgenden Jahren gelang es dann Reiter et al. [REI93] und Pansegrau et al. [PAN94] durch den Einsatz von hocheffizienten Parallelplattenzählern zum Nachweis der Spaltprodukte in Kombination mit dem Kristallkugelspektrometer, detailliertere Niveauschemata von Zuständen im II. Minimum von ^{236}U und ^{240}Pu zu erstellen. Im γ -Spektrum von ^{240f}Pu trat dabei eine starke, gegenüber der Energieauflösung der Heidelberger Kristallkugel verbreiterte Struktur bei 800 keV auf, die nur eine vorläufige Interpretation der Niveauanordnung ermöglichte. Den Nachteil der begrenzten NaJ-Energieauflösung kompensierte bei diesen Messungen die hohe Photopeakeffizienz von 60 % (bei 800 keV), die es ermöglichte, aus der kompletten Messung von Zerfallskaskaden Informationen über das Koinzidenzverhalten der gemessenen γ -Übergänge zu erhalten.

Als mit den Germanium-Cluster-Detektoren der deutschen EUROBALL-Kollaboration zum ersten Mal ein Detektorsystem zur Verfügung stand, das aufgrund seiner hohen Photopeakeffizienz (6.4 % bei 800 keV) die Beobachtung der extrem seltenen Zerfälle im II. Minimum mit Germanium-Auflösung erlaubte, bestand zum ersten Mal die Möglichkeit, eine detaillierte hochaufgelöste Spektroskopie von Zuständen mit niedrigen Drehimpulsanregungen im II. Minimum eines Aktinidenkerns durchzuführen. Die Hauptschwierigkeit lag, wie auch bei den vorhergegangenen γ -spektroskopischen Messungen mit NaJ-Auflösung darin, den immensen Untergrund von γ -Strahlung aus der prompten Spaltung zu unterdrücken. Die Grundidee des mit dem in Abb. 3.1 skizzierten Aufbau durchgeführten Experimentes basierte daher auf der Messung der prompten γ -Strahlung in Koinzidenz mit den Spaltprodukten aus der verzögerten Spaltung des superdeformierten Grundzustandes im II. Minimum. Die verzögerte Spaltung stellt ein äußerst selektives Auswahlkriterium für die Übergänge im II. Minimum dar und wurde daher auch in dem im nächsten Kapitel beschriebenen Konversionselektronen-Experiment genutzt. Durch die Kombination von hocheffizienten Parallelplattenzählern zum Nachweis der Spaltfragmente und der sehr effizienten, hochauflösenden Germanium-CLUSTER-Detektoren (Energieauflösung 2.3 keV) in einer CUBE-Anordnung gelang es Pansegrau et al. [PAN00] im Rahmen von zwei je 2-wöchigen Strahlzeiten ein hochaufgelöstes γ -Spektrum der Übergänge im II. Minimum von ^{240}Pu aufzunehmen.

Zur Population der Zustände im II. Minimum über die $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ -Reaktion wurde ein gepulster α -Strahl ($E_\alpha = 25$ MeV) auf ein 1.7 mg/cm² dickes selbsttragendes ^{238}U -Target geschossen. Die Targetdicke war genau so gewählt, daß das Isomer vor der verzögerten Spaltung abgestoppt wird, die Spaltfragmente aber aus dem Target herausfliegen können. Die Pulsung mit einem Zeitabstand von 74 ns zwischen zwei Pulsen und einer Pulslänge von < 0.3 ns war notwendig, um einen defi-

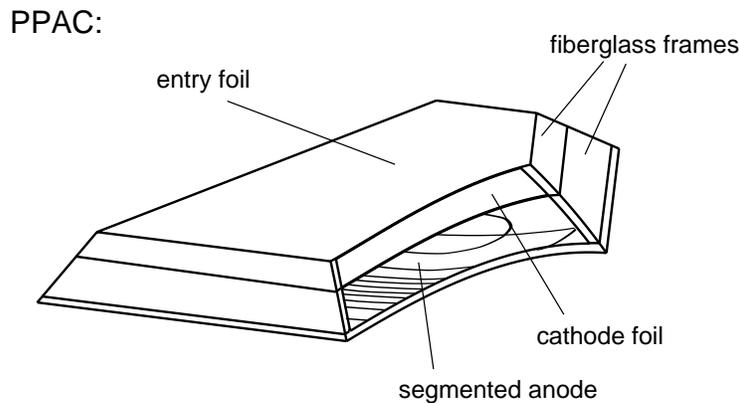
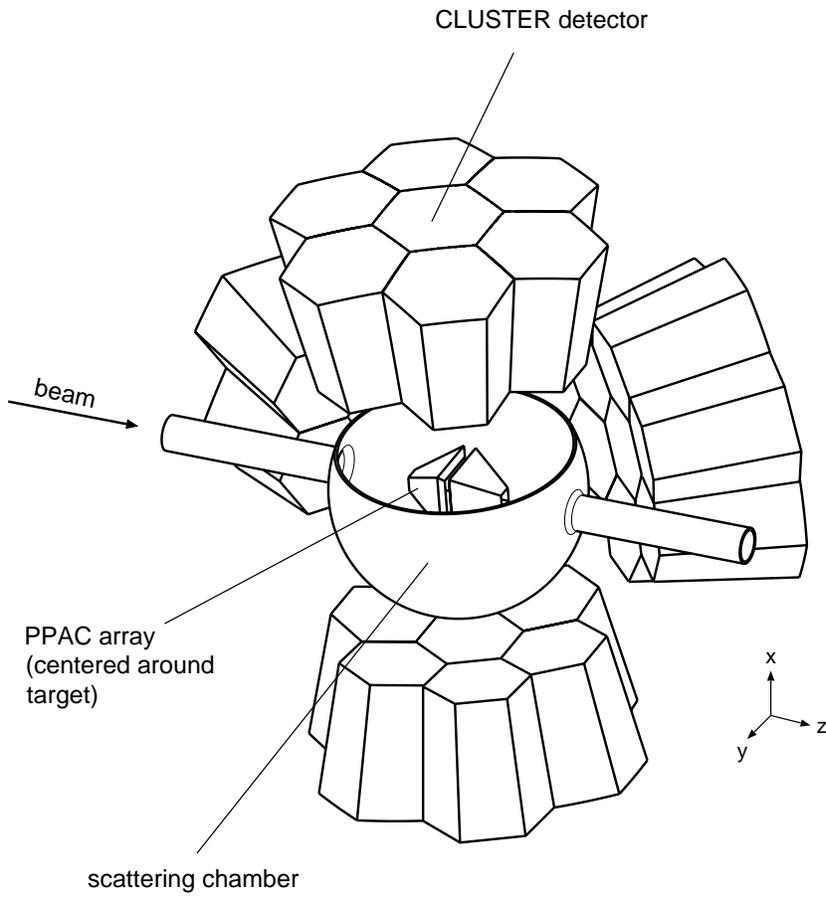


Abbildung 3.1: Experimenteller Aufbau der in Heidelberg durchgeführten Messung zur γ -Spektroskopie von ^{240f}Pu [PAN98]. Acht Parallelplatten-Lawen-Zähler (engl. PPAC) zum Nachweis der Spaltfragmente, die von sechs CLUSTER Detektoren zum Nachweis der γ -Strahlung umgeben waren. Eingezeichnet sind allerdings nur 4 CLUSTER Detektoren. Unterer Bildabschnitt: Einer der aus Fiberglas konstruierten Parallelplatten-Zähler (seitlich angeschnitten) mit seiner segmentierten Anodenfolie, für deren Signalauslese eine spezielle Elektronikplatine eingesetzt wurde.

nierten Start für die Zeitmessung zu haben und die verzögerten von den prompten Spaltungen nach dem in Ref. [PAN98] im Detail beschriebenen Verfahren abtrennen zu können. Trotz der Separation der prompten Spaltung beinhaltete das in Koinzidenz mit verzögerten Spaltungen gemessene γ -Spektrum noch einen sehr hohen Untergrundanteil an γ -Quanten aus dem Zerfall angeregter Spaltfragmente und von Neutronen aus der Spaltung (siehe Abb.3.2). Die intensivsten Linien im Untergrundspektrum ergeben sich aus der inelastischen Streuung von Neutronen an Kernen, deren angeregte Zustände danach unter Emission von γ -Quanten zerfallen, sowie aus der Elektron-Positron-Annihilation mit 511 keV. Es war daher nötig, von dem in Abb. 3.2 abgebildeten γ -Koinzidenzspektrum mit verzögerten Spaltungen (“delayed fission”) ein sehr intensives Untergrundspektrum, welches die Form des in Koinzidenz mit der prompten Spaltung emittierten γ -Spektrums besaß (“prompt fission”), zu subtrahieren. Die negativen Counts im untergrundfreien Spektrum (“background subtracted”) sowie in Abb. 3.3 resultieren aus dieser Subtraktion. Die horizontalen Linien ober- und unterhalb der x-Achse begrenzen den 1σ -Bereich, der sich aus den statistischen Schwankungen für ein reines Untergrundspektrum ergibt.

Die Überraschung nach der Auswertung der Daten lag dann darin, daß es sich bei der breiten Struktur bei 800 keV nicht um zwei oder mehrere etwa gleich starke Übergänge handelte, sondern nur um eine einzelne, sehr intensive Linie bei 786.1 keV. Mit einer Intensität von 36.6 % (relativ zur Anzahl der verzögerten Spaltungen) dominiert sie das in Abb. 3.2 abgebildete γ -Spektrum und liegt um mehr als eine Größenordnung über der Intensität aller anderen Übergänge im Spektrum. Eine genaue Analyse des in Abb. 3.3 nochmals vergrößert dargestellten γ -Spektrums ließ allerdings auch in den schwächeren Linien Rotationsbandenstrukturen erkennen, so daß drei angeregte, superdeformierte Banden extrahiert werden konnten. Sie wurden mit a-, b- und c-Bande bezeichnet [PAN00].

Eine erste Interpretation aller spektroskopischen Daten hatte ursprünglich zu einem Niveauschema geführt, in dem der Übergang bei 786.1 keV als E2-Zerfall ($0^+ \rightarrow 2^+$) einer ($K^\pi = 0^+$)-Bande mit einer Bandenkopfenergie von 806.1 keV in den 2^+ -Zustand der Grundzustandsbande interpretiert worden war [PAN98]. Wie die in dieser Arbeit durchgeführten Konversionselektronenmessungen jedoch zeigten, besitzt der Übergang bei 786.1 keV keine E2-Multipolarität. Der gemessene Konversionskoeffizient des 786.1 keV-Übergangs von $\alpha_K = (4.6 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$ weist eindeutig auf eine E1-Multipolarität hin (s. Kap. 4). Erst eine nochmalige gründliche Analyse der γ -spektroskopischen Daten unter Berücksichtigung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Konversionselektronenmessungen ergab ein Niveauschema, das alle Details der γ -spektroskopischen Messung berücksichtigt und konsistent mit den Ergebnissen aus den Konversionselektronenmessungen ist. Das aus der neuen Analyse resultierende Niveauschema (Abb. 3.4) beruht

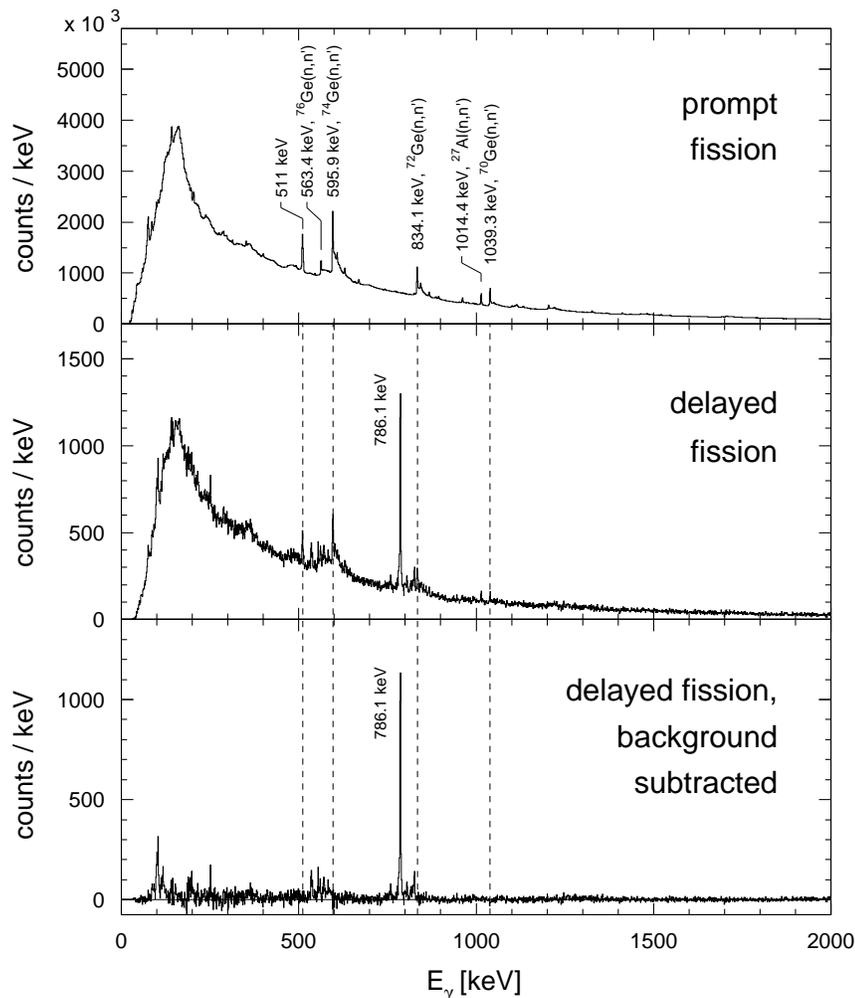


Abbildung 3.2: Promptes γ -Energiespektrum in Koinzidenz mit prompter und verzögerter Spaltung (beide Strahlenergien) bei der Reaktion $^{238}\text{U}(\alpha,2n)^{240f}\text{Pu}$ [PAN98]. Das γ -Spektrum in Koinzidenz mit prompter Spaltung (oben) zeigt neben dem kontinuierlichen Untergrund auch Linien aus der Elektron-Positron-Annihilation sowie aus Neutronenreaktionen, die auch im γ -Spektrum der verzögerten Spaltung (Mitte) auftreten. Darüber hinaus weist das γ -Spektrum in Koinzidenz mit der verzögerten Spaltung weitere Strukturen im Bereich von 100 keV, 550 keV und 800 keV auf, die insbesondere im entsprechenden Spektrum nach Untergrundabzug (unten) klar zu erkennen sind. Das verzögerte γ -Spektrum wird durch einen Übergang bei 786.1 keV dominiert.

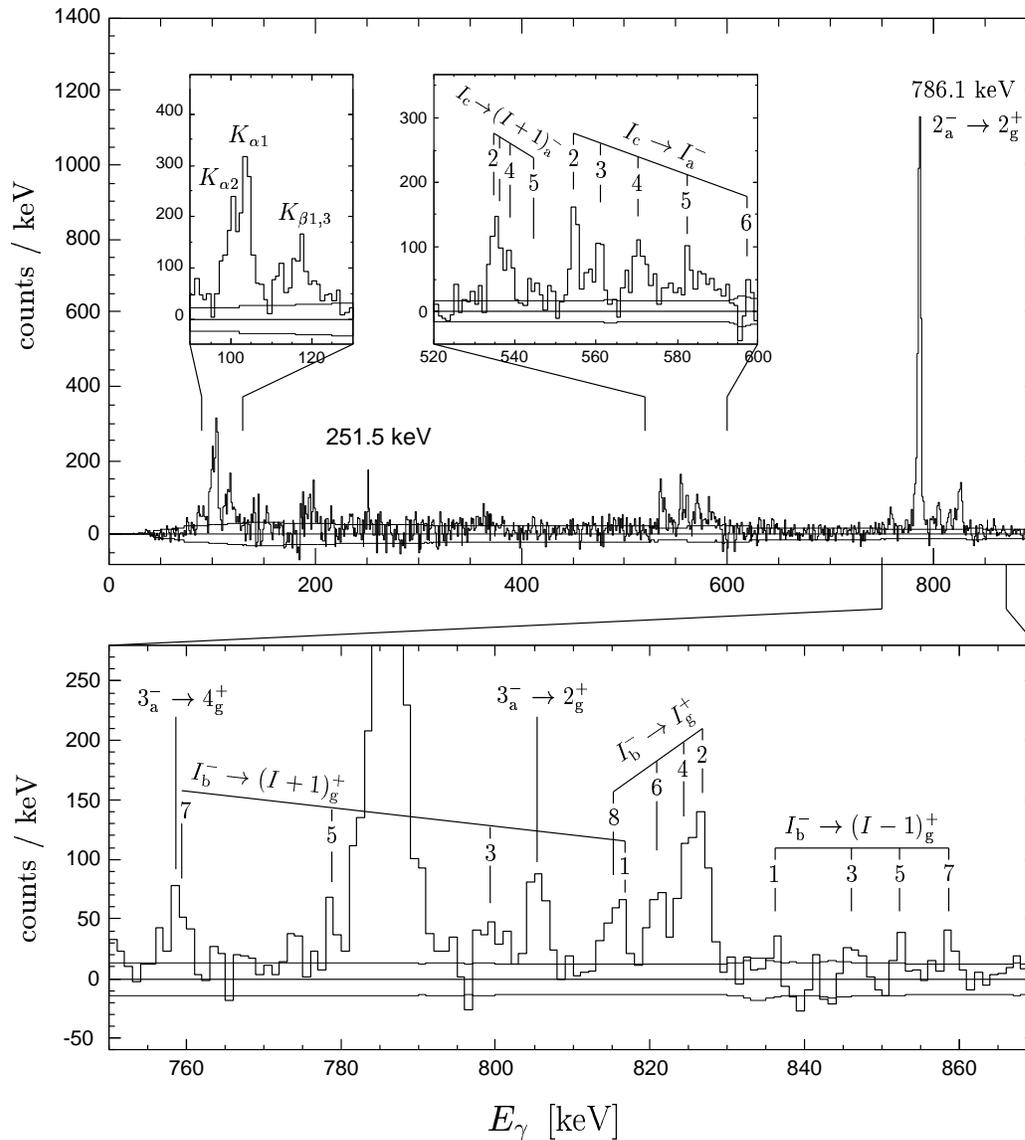


Abbildung 3.3: Vergrößert dargestelltes untergrundsubtrahiertes γ -Spektrum aus Abb. 3.2.

dabei auf den im folgenden aufgeführten Überlegungen. Die Zuordnung der Linie bei 786.1 keV zu einem Übergang im superdeformierten Minimum von ^{240}Pu ist unzweifelhaft, da (siehe auch [PAN98])

- i) das zur Linie gehörige Spaltspektrum eindeutig einen exponentiellen Abfall mit der Halbwertszeit der Spaltung zeigt.
- ii) die Linie bei 786.1 keV in Koinzidenz mit Röntgenstrahlung aus der K-Schale des ^{240}Pu auftritt und
- iii) die Übergangsenergie, Intensität und Winkelverteilung in der NaJ-Messung

mit dem Kristallkugel-Spektrometer mit der Germanium-Messung konsistent ist.

Die starke Intensität von 36.6 % ließe sich entweder durch die Überlagerung von mehreren Übergängen mit nahezu identischen Übergangsenergien oder durch den Zerfall eines Bandenkopfs erklären, der zuvor durch Inband-Übergänge stark besetzt wurde. Die erste Annahme läßt sich mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit ausschließen, da eine zufällige Übereinstimmung von Zerfällen aus verschiedenen Banden zur Grundzustandsbande äußerst unwahrscheinlich ist, bzw. beim Zerfall von nur einer Bande in die Grundzustandsbande die Trägheitsmomente der angeregten Bande und der Grundzustandsbande in einem noch nie beobachteten Maße übereinstimmen müßten.

Betrachtet man die in Frage kommenden kollektiven Banden mit $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-, 2^-$, so kristallisiert sich aus der Gesamtheit der Ergebnisse der Kristallkugel-Messung, den Bedingungen der Alaga-Regel, den Winkelverteilungskoeffizienten der Spaltprodukte und der mit Konversionselektronenmessung bestimmten E1-Multipolarität des Übergangs bei 786.1 keV die Zuordnung der a-Bande als einer $K^\pi = 2^-$ -Bande heraus, aus deren Bandenkopf ein Übergang mit 786.1 keV in die Grundzustandsbande am plausibelsten und in Übereinstimmung mit allen experimentellen Daten ist. Basierend auf den Ergebnissen der Kristallkugel-Messung [PAN94] ist davon auszugehen, daß der 786.1 keV-Übergang ebenso wie der Großteil der schwächeren Übergänge im Bereich von 800 keV Übergänge zur Grundzustandsbande darstellen. Aufgrund der E1-Multipolarität muß der 786.1 keV-Übergang zudem aus einem Zustand mit negativer Parität stammen. Von Zuständen mit negativer Parität scheiden allerdings die $1^-, 3^-, 5^-$ Zustände mit ungeradem Spin aus, da dann neben der intensiven 786.1 keV Linie, eine zweite Linie mit vergleichbarer Intensität hätte auftreten müssen. Die $I_f \rightarrow I_i + 1$ - und $I_f \rightarrow I_i - 1$ -Übergänge hätten als Dublett im γ -Spektrum erkennbar sein müssen.

Außer dem im folgenden Abschnitt diskutierten Übergang aus einem 2^- -Zustand besteht nur noch die Möglichkeit für einen $4^- \rightarrow 4^+$ -Übergang. Addiert man allerdings die Intensität des 786.1 keV Übergangs von 36 % mit den 44 % des $6^+ \rightarrow 4^+$ -Übergang in der Grundzustandsbande [SPE72], so ergibt sich ein erheblicher Widerspruch zu gemessenen 67 % des $4^+ \rightarrow 2^+$ -Übergangs in der Grundzustandsbande [SPE72]. Womit die 786.1 keV-Linie auch nicht von einem $4^- \rightarrow 4^+$ -Übergang stammen kann. Ein Übergang aus einem Spinzustand mit $I > 6$ mit einer so starken Intensität wie 36.6 % ist aufgrund der Anregungsfunktion auszuschließen.

Geht man von der verbleibenden Möglichkeit eines E1-Übergang des $K^\pi = 2^-$ -Bandenkopfes zum $I^\pi = 2^+$ -Zustand der Grundzustandsrotationsbande ($2_a^- \rightarrow$

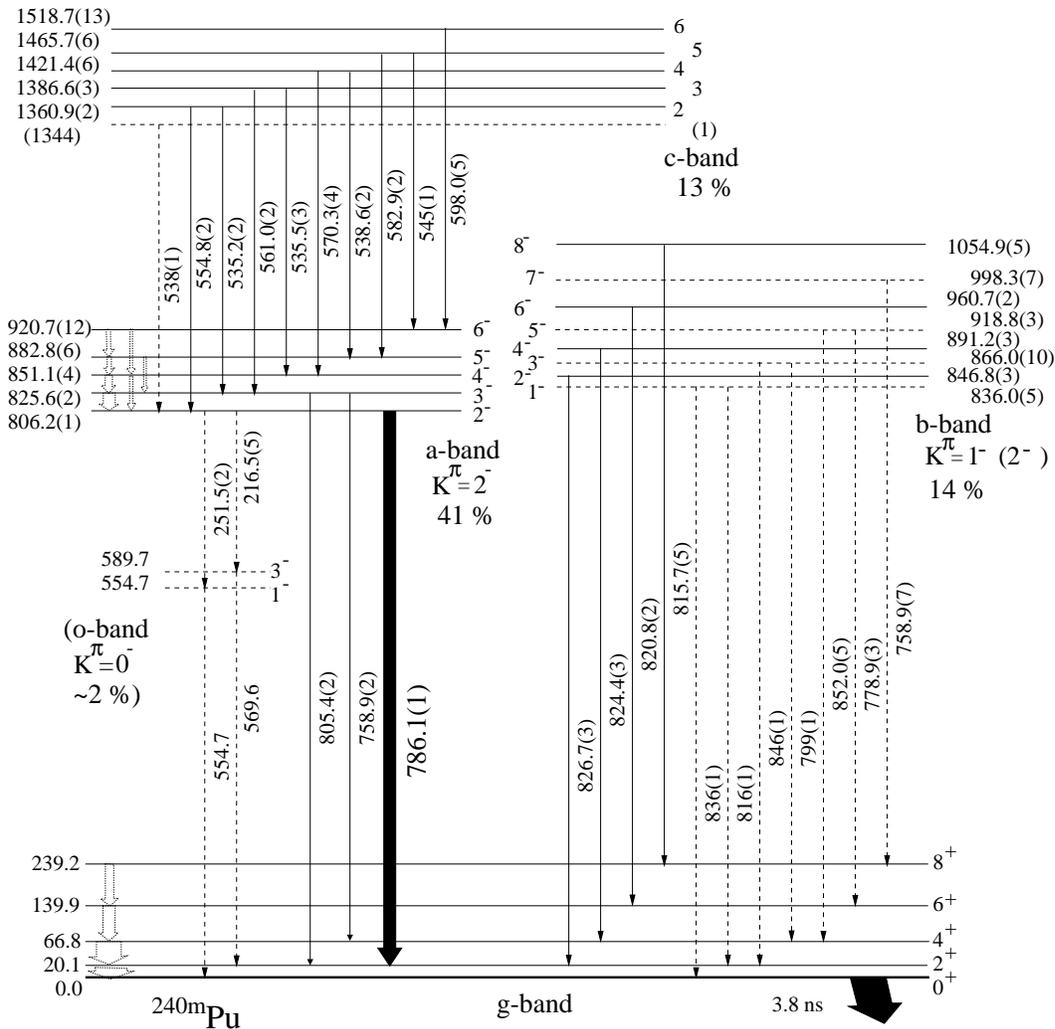


Abbildung 3.4: Aus den Daten der γ -Spektroskopie des superdeformierten Minimums von ^{240}Pu generiertes Niveauschema, bei dessen Erstellung allerdings die Erkenntnis über die Multipolarität des 786.1 keV Übergangs aus der im nachhinein durchgeführten Konversionselektronenmessung eingegangen ist [PAN00]. Die gestrichelten Linien kennzeichnen Übergänge bzw. Niveaus, deren Einordnung von geringerer statistischer Signifikanz geprägt ist. Die offenen Pfeile kennzeichnen konvertierte Übergänge, die im niederenergetischen Konversionselektronenspektrum [SPE72] auftreten. Die Intensitätsangaben bei den einzelnen Banden sind auf die Gesamtanzahl verzögerter Spaltungen bezogen.

2_g^+) aus, so ergibt sich die Energie des Bandenkopfes zu 806.2 keV. Ordnet man die 805.4 und 758.9 keV Linien aus dem γ -Spektrum den $3_a^- \rightarrow 2_g^+$ und $3_a^- \rightarrow 4_g^+$ -Übergängen zu, so erhält man für den Energieabstand zwischen dem 4_g^+ - und

2_g^+ -Zustand einen Wert von 46.7 keV, der außerordentlich gut mit dem aus der Messung von Specht et al. bekannten Wert von 46.4 keV übereinstimmt. Desweiteren läßt sich mit dem experimentell ermittelten Verzweungsverhältnis zwischen dem $3_a^- \rightarrow 2_g^+$ und dem $3_a^- \rightarrow 4_g^+$ -Übergang die theoretische Vorhersage der Alaga-Regel überprüfen.

Mit der Alaga-Regel läßt sich das Verzweungsverhältnis zweier Interband-Übergänge abschätzen, die vom gleichen Ausgangsniveau ausgehen und Banden mit reinen K -Quantenzahlen verbinden. Das Verzweungsverhältnis von Zerfällen mit derselben Multipolarität σ aus einem Zustand mit Spin I_i einer K_i -Bande in verschiedene Rotationszustände (I_i, I'_f) einer anderen Bande ergibt sich nach [BOM75] mit Hilfe der Übergangswahrscheinlichkeiten T_{if}^γ zu:

$$\frac{T_{if}^\gamma(\sigma\lambda, I_i \rightarrow I_f)}{T_{if}^\gamma(\sigma\lambda, I_i \rightarrow I'_f)} = \frac{B(\sigma\lambda, I_i \rightarrow I_f)}{B(\sigma\lambda, I_i \rightarrow I'_f)} \cdot \left(\frac{E_\gamma(I_i \rightarrow I_f)}{E_\gamma(I_i \rightarrow I'_f)} \right)^{2\lambda+1} \quad (3.1)$$

Für den speziellen Fall des Zerfalls eines Zustandes einer angeregten Bande in die Grundzustandsrotationsbande ($K_f^\pi = 0^+$) ist das Verzweungsverhältnis bestimmt durch:

$$\frac{T_{if}^\gamma(\sigma\lambda, I_i \rightarrow I_f)}{T_{if}^\gamma(\sigma\lambda, I_i \rightarrow I'_f)} = \frac{2I_f + 1}{2I'_f + 1} \cdot \frac{\begin{pmatrix} I_i & \lambda & I_f \\ K_i & -K_i & 0 \end{pmatrix}^2}{\begin{pmatrix} I_i & \lambda & I'_f \\ K_i & -K_i & 0 \end{pmatrix}^2} \cdot \left(\frac{E_\gamma(I_i \rightarrow I_f)}{E_\gamma(I_i \rightarrow I'_f)} \right)^{2\lambda+1} \quad (3.2)$$

Unter der Annahme des Zerfalls eines $K^\pi = 2^-$ Bandenkopfes ergibt sich aus (3.2) ein theoretisches Verzweungsverhältnis von 1.6, was im Vergleich mit dem experimentellen Wert von 1.45 ± 0.35 ein weiteres starkes Argument für die Zuordnung der a-Bande als einer $K^\pi = 2^-$ -Bande darstellt.

Neben den obigen Argumenten für die Einordnung einer $K^\pi = 2^-$ -Bande ergibt sich aus der Zuordnung der 758.9 keV, 786.1 keV und 805.4 keV Linien ein Abstand von 19.3 keV zwischen dem ($I_a^\pi = 2^-$)- und dem $I_a^\pi = 3^-$ -Zustand, was einem Rotationsparameter von $A_a = \hbar^2/2\Theta_a = 3.22 \text{ keV} \pm 0.3 \text{ keV}$ entspricht und innerhalb von 5 % mit dem der Grundzustandsrotationsbande ($A_a = \hbar^2/2\Theta = 3.343 \text{ keV} \pm 0.008 \text{ keV}$) übereinstimmt. Die a-Bande weist damit den gleichen superdeformierten Charakter wie die Grundzustandsbande auf. Die

K-Verbotenheit ($\Delta K = 2$) der E1-Übergänge zwischen der $K^\pi = 2^-$ -Bande und der $K^\pi = 0^+$ -Grundzustandsbande erklärt zudem, daß die a-Bande in erster Linie über Intraband-Übergänge in ihren Bandenkopf und nicht über Interbandübergänge zerfällt, was sich in der hohen Intensität von 36% des $2^- \rightarrow 2^+$ -Übergangs auch widerspiegelt.

Die intensive Population des Bandenkopfes läßt sich über schnelle ungestreckte ($\Delta I = 1$) E2-Intraband-Übergänge erklären und muß nicht unbedingt, wie in [PAN98] angenommen über gestreckte E2-Übergänge mit $\Delta I = 2$ erfolgen. M1-Beiträge können aufgrund der dabei zu erwartenden längeren Lebensdauern als vernachlässigbar abgeschätzt werden. Die Population des Bandenkopfes über ungestreckte wie gestreckte E2-Übergänge führt zu einer theoretischen Winkelverteilung des 786.1 keV-Übergangs von $a_2 = 0.05$ bis 0.1, was gut mit dem experimentell gemessenen Wert von $a_2 = -0.04 \pm 0.08$ [PAN00] übereinstimmt. Mit Hilfe des Rotationsmodells und den gemessenen wie abgeleiteten Intensitätsverhältnissen ist es sogar möglich, Aussagen über die Lebensdauer des Bandenkopfes zu machen, ohne eine direkte Lebensdauerermessung durchführen zu müssen. Ausgehend von der Lebensdauer eines Rotationszustandes [HAB77]

$$T_{1/2}(E2, I_1, I_2, K)[ps] = \frac{5.73 \cdot 10^{14}}{(E[keV])^5(Q_0[b])^2(1 + \alpha)\langle I_1 K 20 | I_2 K \rangle^2} \quad (3.3)$$

und der Annahme, dass das Quadrupolmoment der Grundzustandsbande gleich dem der a-Bande ist sowie den Lebensdauern $T_{1/2}(2_g^+) = 37 ps$ und $T_{1/2}(4_g^+) = 13 ps$ aus [MET80, PAN98], lassen sich die folgenden Lebensdauern bestimmen: $T_{1/2}(E2, 3^- \rightarrow 2^-) = 21 ps$, $T_{1/2}(E2, 4^- \rightarrow 2^-) = 31 ps$ und $T_{1/2}(E2, 4^- \rightarrow 3^-) = 14 ps$. Aus den Lebensdauern von $T_{1/2}(E2, 4^- \rightarrow 2^-)$ und $T_{1/2}(E2, 4^- \rightarrow 3^-)$ ergibt sich dann sogleich das Intensitätsverhältnis der Übergänge zu

$$\frac{T_{1/2}(E2, 4^- \rightarrow 2^-)}{T_{1/2}(E2, 4^- \rightarrow 3^-)} = \frac{I(E2, 4^- \rightarrow 3^-)}{I(E2, 4^- \rightarrow 2^-)} = 2.2 \quad (3.4)$$

Geht man bei der a-Bande von den gleichen Populationsverhältnissen wie bei der Grundzustandsbande aus und legt die gemessenen Intensitäten von ca. 37 %, 2.4 % und 1.6 % für die $(2^- \rightarrow 2^+)$ -, $(3^- \rightarrow 2^+)$ - und $(3^- \rightarrow 4^+)$ -Übergänge als Ausgangsbasis fest, ergibt sich mit den obigen Intensitätsabschätzungen das Intensitätsschema von Abb. 3.5.

Aus den Intensitäten $I(3^- \rightarrow 2^-) = 23.5 \%$ und $I(3^- \rightarrow 2^+) = 2.4 \%$ sowie der Lebensdauer $T_{1/2} = 21 ps$ des $(E2, 3^- \rightarrow 2^-)$ -Übergangs läßt sich die Lebensdauer des $(E1, 3^- \rightarrow 2^+)$ -Übergangs bestimmen.

$$T_{1/2}(E1, 3^- \rightarrow 2^+) = T_{1/2}(E2, 3^- \rightarrow 2^-) \cdot 23.5/2.4 = 210 ps$$

Mit diesem Wert und mit den Intensitäten $I(E1, 3^- \rightarrow 4^+) = 1.6 \%$ und $I(E1, 3^- \rightarrow 2^+) = 2.4 \%$ kann man dann schließlich eine Lebensdauer von $T_{1/2}(E1, 3^-) \approx 130 ps$

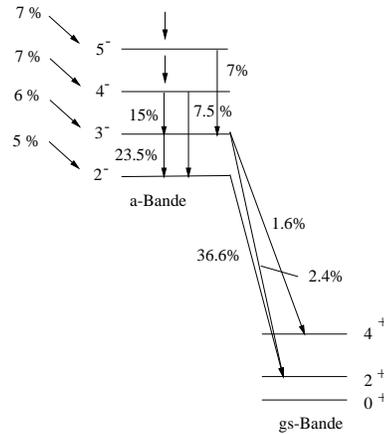


Abbildung 3.5: Gemessene und abgeleitete Intensitäts- und Populationsverhältnisse der a-Bande sowie von Teilen der Grundzustandsbande.

abschätzen. Es ist davon auszugehen, dass die Lebensdauer des 2^- Bandenkopfzustandes ebenso in diesem Bereich liegt. Der Wert von ≈ 130 ps entspricht einem $|\Delta K| = 2$ Unterdrückungsfaktor von $B(E1)_{w.u.}/B(E1)_{exp} \approx 3 \cdot 10^5$. Er befindet sich am unteren Ende der bei Seltenen Erden- und Aktinidenkernen gemessenen Unterdrückungsfaktoren für $|\Delta K| = 2$ Übergänge, die im Bereich zwischen $2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^8$ liegen [LOE75]. Ausgehend von dem in der Konversionselektronenmessung bestimmten Konversionskoeffizienten $\alpha_k = (4.6 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$ [GAS01], der direkt den E1-Multipolcharakter des 786.1 keV Übergangs festlegt (theoretischer Wert für einen 786.1 keV Übergang mit E1-Multipolarität: $\alpha_k = 5.9 \cdot 10^{-3}$ [HAG68]), stärken all diese Details die Einordnung der $K^\pi = 2^-$ -Bande ins Niveauschema.

Aufgrund der schnellen Intraband-Übergänge und der K-Verbotenheit der Interbandübergänge war es nicht möglich, die höheren Anregungszustände in der a-Bande über Interband-Übergänge in die Grundzustandsbande zu identifizieren. Erst durch die Analysen der im Bereich von 550 keV beobachteten γ -Linien gelang dies. Das Niveauschema konnte durch die Analyse der Linien bei 550 keV um eine zweite, über der $K^\pi = 2^-$ -Bande (a-Bande) liegende Rotationsbande (c-Bande) erweitert werden und aus den Übergangsenergien der Zerfälle von der c- in die a-Bande konnten die Anregungsenergien der Zustände in der a- und in der c-Bande bis zu den $I^\pi = 6^-$ -Niveaus bestimmt werden.

Mit den Energieabständen eines starren Rotators lassen sich die im γ -Spektrum markierten Strukturen zwischen 520 und 600 keV als $I_c \rightarrow I_a$ and $I_c \rightarrow (I_a + 1)$ Zerfälle einer $K = 2(1)$ Rotationsbande sehr gut interpretieren. Das Fehlen von Hinweisen auf $I_c \rightarrow (I_a - 1)$ Übergänge im γ -Spektrum läßt sich mit

der nach der Alaga-Regel um mindestens einen Faktor zwei reduzierten Intensität dieser Übergänge gegenüber den ohnehin intensitätsschwachen $I_c \rightarrow (I_a + 1)$ -Übergängen erklären. Ob es sich bei der c-Bande um eine $K = 2$ oder $K = 1$ Bande mit positiver oder negativer Parität handelt, war alleine mit den γ -spektroskopischen Daten nicht festzulegen. Zwar existieren im hochenergetischen Teil des γ -Spektrums (Abb. 4.18) Hinweise auf den direkten Zerfall der c-Bande in die Grundzustandsbande, aber die schwachen Linien bei 1341 keV, 1320 keV und 1356 keV, die den $2_c \rightarrow 2_g^+$, $3_c \rightarrow 4_g^+$, $4_c \rightarrow 4_g^+$ -Übergängen zugeordnet werden können, reichten nicht aus, um die Quantenzahl definitiv festzulegen. Erst mit der erweiterten Analyse von Konversions- und γ -Daten gelang es, wie in Kapitel 4.5 ausführlich dargelegt, den Grundzustandsspin der c-Bande zu bestimmen. Festzuhalten ist des weiteren, daß die Gesamtintensität der einzelnen Übergänge von der c- in die a-Bande mit 13 % gut mit dem Ergebnis der Kristallkugelmessung übereinstimmt. Mit der hohen Photopeakeffizienz des Kristallkugelspektrometers war es bereits in diesem Experiment gelungen, Koinzidenzen zwischen Linien im Bereich von 550 keV mit der 786 keV Linie eindeutig zu identifizieren, wobei für die Übergänge im Bereich von 550 keV eine Intensität von 12 % ermittelt wurde [PAN94].

Im Energiebereich zwischen 750 keV und 870 keV treten im γ -Spektrum neben den Übergängen aus dem Zerfall der a-Bande weitere Linien auf, aus denen sich drei Sequenzen von Interband-Übergängen ableiten lassen. Die vier nahe beieinander liegenden γ -Linien zwischen 815 keV und 827 keV legen eine Interpretation als Übergänge $I_b^\pi \rightarrow I_g^+$ einer angeregten Bande (b-Bande) zur Grundzustandsbande mit einem gegenüber der Grundzustandsbande leicht modifizierten Trägheitsmoment nahe. Übergänge $I_b^\pi \rightarrow I_g^+$ können prinzipiell bei $K^\pi = 0^+, 2^+, 1^-$ und 2^- Banden auftreten. Da beim Zerfall einer Bande mit positiver Parität Übergänge mit $I_b^\pi \rightarrow (I - 2)_g^+$ und $I_b^\pi \rightarrow (I + 2)_g^+$ auftreten sollten, die im γ -Spektrum jedoch nicht beobachtet wurden, kann eine positive Parität der b-Bande ausgeschlossen werden. Warum von den geraden Spinzuständen nur $I_b^\pi \rightarrow I_g^+$ Übergänge und keine Übergänge in andere Rotationszustände der Grundzustandsbande beobachtet wurden, erklärt sich mit der gegenüber anderen Multipolübergängen wesentlich höheren Übergangswahrscheinlichkeit der E1-Übergänge $I_b^\pi \rightarrow I_g^+$, deren theoretisch vorhergesagter Winkelverteilungskoeffizient a_2 gemäß $W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos(\theta))$ mit einem Wert von 0.7 für reine Dipol-Strahlung gut mit dem gemessenen a_2 -Wert von 0.65 ± 0.15 übereinstimmt.

Ob es sich um eine $K^\pi = 1^-$ -oder eine $K^\pi = 2^-$ -Bande handelt, läßt sich aus den Daten der γ -Messungen nur durch das Auftreten der Zerfälle des 1^- -Zustandes im Verhältnis zu den 0^+ - und 2^+ -Zuständen entscheiden. Da die E1-Zerfälle der ungeraden Spinzustände der b-Bande in die Grundzustandsbande $I_b^\pi \rightarrow (I + 1)_g^+$

und $I_b^\pi \rightarrow (I-1)_g^+$ mit einer äußerst geringen Intensität auftreten, blieb die Interpretation ohne die genaue Analyse der Konversionselektronendaten vorerst noch offen.

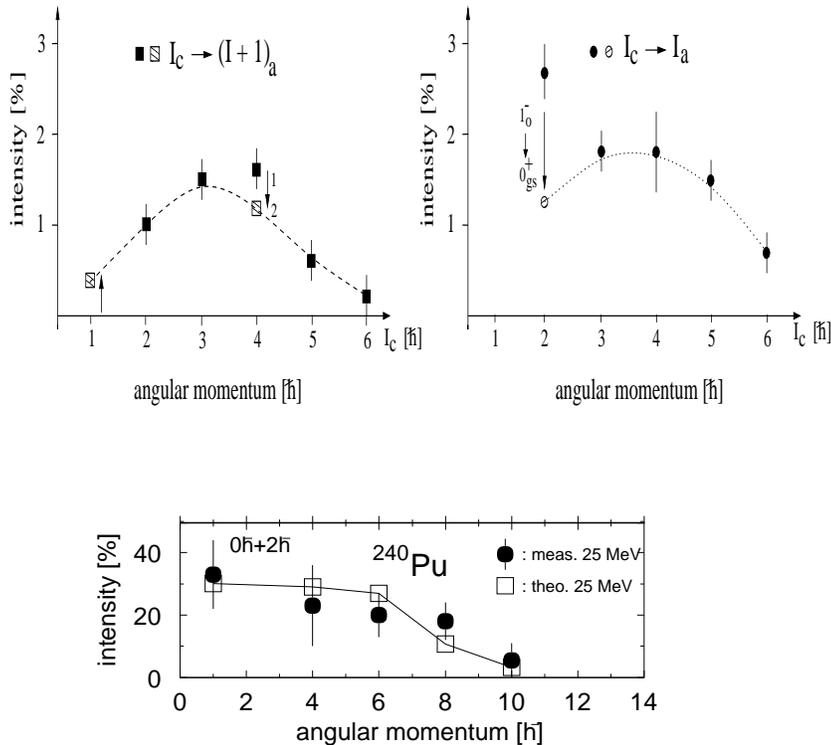


Abbildung 3.6: Oberer Bildabschnitt: Experimentell gemessene Intensitäten der γ -Linien, die den Übergangsenergien zwischen der c- und a-Bande entsprechen. Die Verschiebung auf die Positionen der schraffierten Symbole ergibt sich aus einer Aufteilung der Intensitäten auf die im Text im Detail beschriebenen Übergänge. Unterer Bildabschnitt: Vergleich der theoretischen und der experimentell gemessenen Drehimpulsverteilung [SPE72] für die Grundzustandsbande im II. Minimum von ^{240}Pu . Nachdem die Intensität des $2_g^+ \rightarrow 0_g^+$ -Übergangs im Experiment nicht nachgewiesen werden konnte, wurde die lediglich die Gesamtintensität der Drehimpulsverteilung auf den 0^+ - und 2^+ -Zustand bei $1 \hbar$ aufgetragen.

Weitere Untersuchungen zeigten noch, daß sich entsprechend des Ritz'schen Kombinationsprinzips die vier im γ -Spektrum auftretenden Linien bei 216.5, 251.5, 554.7 und 569.6 keV so kombinieren lassen, daß der Nachweis einer $K^\pi = 0^-$ -Oktupolbande gegeben zu sein scheint. Obwohl sich die vier Übergänge mit Übergängen aus der a-, b- und c-Bande überlagern, zeigt die genaue Analyse der Intensitäten aller identifizierten Übergänge im γ -Spektrum, daß die Intensität der betroffenen Linien nicht nur aus einem einzelnen Übergang resultieren

kann [PAN00], sondern auch Beiträge mindestens eines weiteren Übergangs enthalten muß. Interessant war in diesem Zusammenhang vor allem die Analyse der Intensitäten der Übergänge von der c- in die a-Bande.

Es zeigte sich dabei, daß die Linie bei 554.8 keV im γ -Spektrum nicht nur Intensität vom $2_c \rightarrow 2_a$ Übergang enthält, sondern auch Intensität eines weiteren Übergangs, wie des $1_o^- \rightarrow 0_g^+$ Übergangs enthalten muß. Trägt man nämlich die Intensitäten der Übergänge von der c- in die a-Bande getrennt nach $I_c \rightarrow I_a$ und $I_c \rightarrow (I_a + 1)$ -Übergängen auf, wie im oberen Teil von Abb. 3.6 geschehen, so zeigt sich, daß die Intensität der Linie, die dem $2_c \rightarrow 2_a$ Übergang entspricht, von der Systematik der relativen Intensitätsverteilungen der Spins abweicht und sich daher mit hoher Wahrscheinlichkeit aus 2 Komponenten zusammensetzt. Ein ähnliches Bild ergibt sich für die $4_c^- \rightarrow 5_a^+$ - und $1_c^- \rightarrow 2_a^+$ -Übergänge, wo die Intensität der 538 keV Linie vermutlich ähnlich auf die zwei Übergänge aufzuteilen ist. Die Systematik der relativen Intensitätsverteilungen stützt sich dabei auf die im unteren Teil von Abb. 3.6 aufgetragene theoretischen Drehimpulsverteilung für eine $^{238}\text{U}(\alpha, xn)$ -Reaktion und der in der Grundzustandsbande des II. Minimums von ^{240}Pu gemessenen Drehimpulsverteilung [SPE72].

Zusammenfassend läßt sich als Ergebnis der γ -spektroskopischen Untersuchungen der Nachweis von drei angeregten superdeformierten Banden im II. Minimum von ^{240}Pu sowie der Hinweis auf eine tief liegende $K^\pi = 0^-$ Oktupolbande festhalten. Die genaue spektroskopische Struktur dieser Banden ließ sich alleine aus den γ -spektroskopischen Daten jedoch nicht eindeutig festlegen, so daß sich ergänzende Konversionselektronen-Experimente geradezu aufdrängten. Bei diesen Messungen konnte man neben einer konkreten Einordnung der bisher identifizierten Übergänge darauf hoffen, Hinweise auf weitere kollektive Vibrationsanregungen wie β -, γ - oder Oktupolvibrationen zu erhalten. Im folgenden Kapitel werden nun die experimentellen Details, die Ergebnisse und Schlußfolgerungen im Detail vorgestellt, die sich aus den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Konversionselektronenmessungen ergaben.

Kapitel 4

Konversionselektronen-Spektroskopie

Ziel der im folgenden beschriebenen Experimente war es, motiviert durch die Struktur des in Kap. 3 diskutierten γ -Energiespektrums, die Konversionselektronen im Energiebereich zwischen etwa 350 und 800 keV nachzuweisen, die bei Übergängen zwischen den angeregten Zuständen im II. Minimum von ^{240}Pu aus der Atomhülle emittiert werden. Weiterhin erwartet man ähnlich wie bei ^{238f}U und ^{236f}U die konvertierten Übergänge der β -Bande. Dabei ergab sich aus Transmissionsresonanzmessungen eine grobe Vorhersage der Übergangsenergie zwischen 600 und 800 keV [JUS80]. Die angeregten Zustände im II. Minimum von ^{240}Pu wurden über die $^{238}\text{U}(\alpha,2n)$ -Reaktion populiert und zerfallen durch die Emission von γ -Quanten oder Konversionselektronen. Das Formisomer könnte von dort durch die innere Barriere zurück ins I. Minimum zerfallen, spaltet aber mit einer wesentlich höheren Wahrscheinlichkeit verzögert mit einer totalen Halbwertszeit von $T_{1/2} = 3.8 \text{ ns}$. Der Nachweis der verzögerten Spaltung stellt daher eine äusserst effiziente Methode zur eindeutigen Identifikation der Population des Formisomers dar.

4.1 Prinzip und Schwierigkeiten der Messung

Der Wirkungsquerschnitt für die Population von Zuständen im II. Minimum über die $(\alpha,2n)$ -Reaktion beträgt bei ^{240}Pu nur ca. $10 \mu\text{b}$ und ist damit um mehrere Größenordnungen kleiner als der Gesamtwirkungsquerschnitt, der durch die direkte Population des I. Minimums mit ca. 10 mb und durch die prompte Spal-

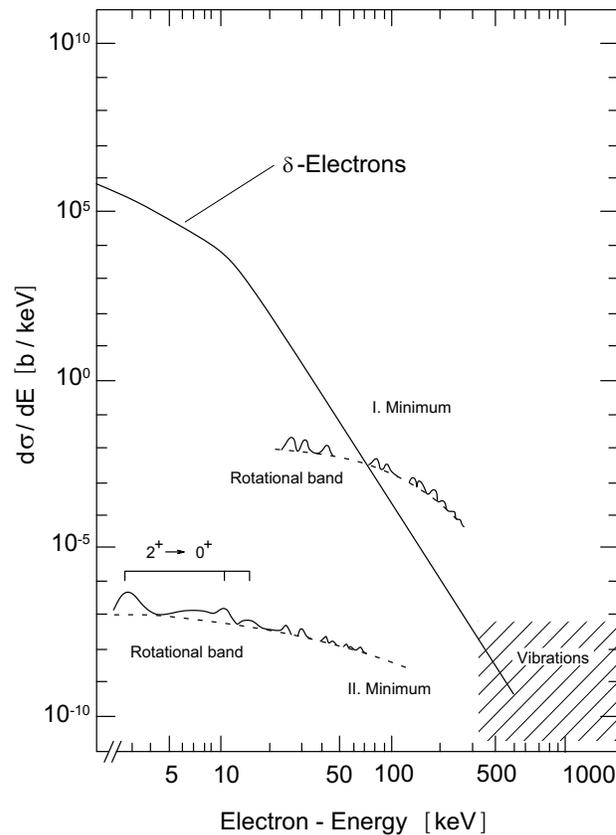


Abbildung 4.1: Energie-differentieller Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Elektronen. Die Intensität der δ -Elektronen und der Konversionslinien wird verglichen [GOE80, FOL74].

tung mit ca. 250 mb dominiert wird. Grundvoraussetzung für den Nachweis von konvertierten Übergängen im II. Minimum war es daher, die 10^4 - 10^5 mal häufigere prompte Spaltung zu unterdrücken und nur die Elektronen zu selektieren, die in Koinzidenz mit verzögerter Spaltung auftraten. Der Nachweis der mit der verzögerten Spaltung koinzidenten Elektronen, die vor allem bei niedrigen Energien vom δ -Elektronenanteil dominiert werden, beinhaltet die zweite grundlegende Schwierigkeit der Messung.

In Abb. 4.1 ist dazu der energie-differentielle Wirkungsquerschnitt für die Elektronenproduktion gegen die Energie aufgetragen. Der überwiegende Teil des Wirkungsquerschnittes wird dabei vom δ -Elektronen-Wirkungsquerschnitt getragen. Bei δ -Elektronen handelt es sich um niederenergetische Elektronen, die aus Kollisionen der Projektile mit den Hüllenelektronen der Atomkerne im Target resultieren. Der atomare Wirkungsquerschnitt der δ -Elektronen kann um bis zu 12 Größenordnungen über dem Wirkungsquerschnitt für die Konversionselektronen

aus den Rotationsbanden im I. und II. Minimum liegen, die zum Vergleich ebenfalls in Abb. 4.1 eingezeichnet sind. Die gezeigte Kurve wurde nach der “binary encounter approximation” für das System ^{16}O auf ^{208}Pb bei einer Einschußenergie von 90 MeV berechnet [GOE78, FOL74]. Da der Wirkungsquerschnitt mit Z_{Proj}^2 (Ladung des Projektils) für konstantes E_{Proj}/M_{Proj} skaliert, kann er leicht für 22.5 MeV (α -Teilchen) umgerechnet werden. Die verbleibenden Abweichungen ($E_\alpha=25$ MeV und anderes Target) können für die folgenden Betrachtungen vernachlässigt werden. Aufgrund der damit verbundenen hohen Anzahl an zufälligen Koinzidenzen ist daher ein Nachweis niederenergetischer Konversionselektronen, die in der Nähe des Targetortes emittiert werden (wie zum Beispiel vom Übergang in der Grundzustandsrotationsbande im II. Minimum von ^{240}Pu) extrem schwierig. Obwohl die höherenergetischen Konversionslinien von Vibrationsübergängen, deren ungefähr zu erwartender Wirkungsquerschnitt in Abb. 4.1 schraffiert eingezeichnet ist, entsprechend $\alpha_K(E\lambda) \approx (\frac{1}{E_\gamma})^{\lambda+5/2}$ bzw. $\alpha_K(M\lambda) \approx (\frac{1}{E_\gamma})^{\lambda+3/2}$ noch mit wesentlich geringeren Intensitäten zu erwarten sind, lassen sie sich bei sehr guter Auflösung und Untergrundsubtraktion gerade noch detektieren, im Gegensatz zu den extrem niederenergetischen Übergängen, bei denen die Konversionslinien vom zufälligen Untergrund kaum zu trennen sind.

Experimentell wurden diese Schwierigkeiten der Messung durch die Kombination von magnetischen Transport- und Filtersystemen (Mini-Orangen) mit Si(Li)-Halbleiterzählern zum Nachweis der Konversionselektronen und zur Unterdrückung der δ -Elektronen, sowie durch den Einsatz der Rückstoß-Schatten-Methode zum Nachweis der Spaltfragmente aus der verzögerten Spaltung bewältigt. In Abb. 4.2 ist der verwendete experimentelle Aufbau schematisch skizziert.

Die aus einer Duoplasmatronquelle stammenden α -Teilchen wurden auf 25 MeV beschleunigt und auf ein $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dickes ^{238}U -Target geschossen. Das ^{238}U -Target war auf eine $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Kohlenstoffolie aufgedampft, die auf dem “Kamin” einer konisch zulaufenden Targethalterung angebracht war. Der Innendurchmesser des Kamins an der Spitze der aus 1 mm Kupferblech gefertigten Targethalterung betrug 3.1 mm, der Aussendurchmesser 3.6 mm. Zur Unterdrückung der prompten Spaltung befand sich das Target im Zentrum eines 450mm^2 großen und $100 \mu\text{m}$ dicken Si-Halbleiter-Ringzählers, minimal zurückgezogen (< 0.2 mm) gegenüber der sensitiven Oberfläche des Zählers. Die Spaltprodukte aus den spontanen Spaltungen, die sich am Targetort im Schatten der sensitiven Detektorfläche ereignen, können den sensitiven Bereich nicht erreichen und werden daher vollständig unterdrückt. Im Gegensatz dazu ist der Rückstoßimpuls, den die Spaltisomere erhalten ausreichend, um aus dem dünnen Target herausfliegen zu können, während der Halbwertszeit von 3.8 ns in den Nachweisbereich des Ringzählers zu gelangen, dort zu spalten und dann als Spaltfragmente auf der sensitiven Fläche des Ringzählers unter Rückwärtswinkeln nachgewiesen

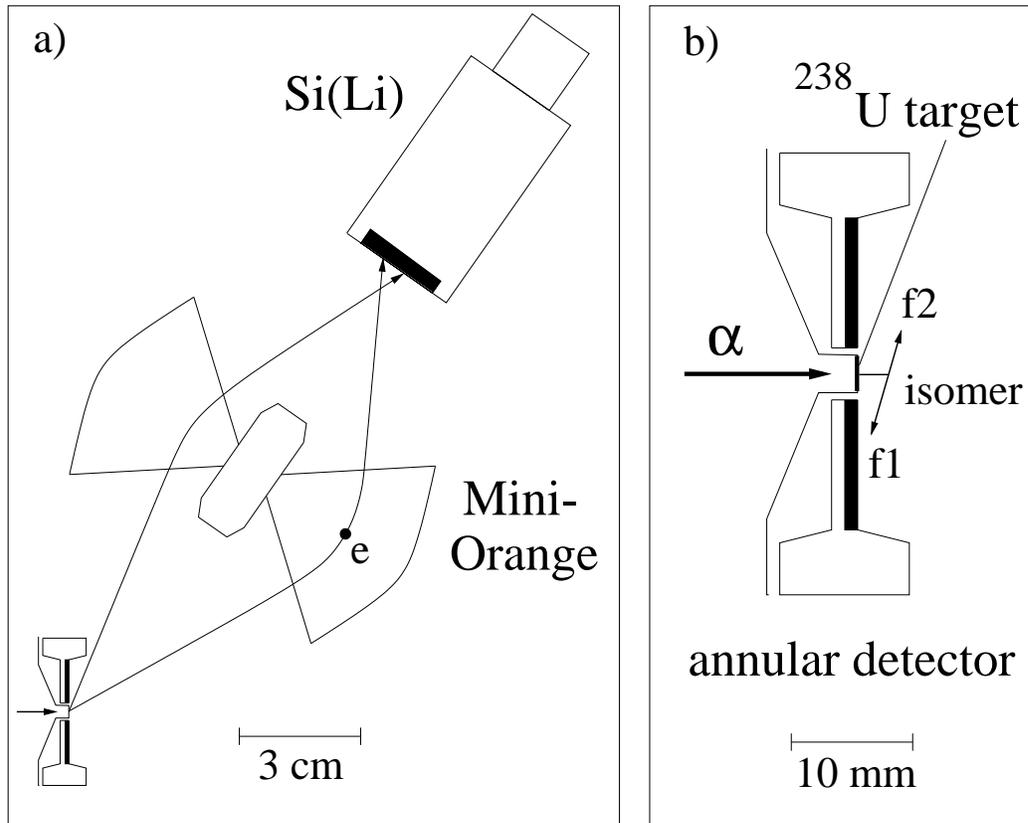


Abbildung 4.2: Schematische Abbildung des experimentellen Aufbaus. Das Target befindet sich im Zentrum eines Si-Ringzählers, dahinter befinden sich gekühlte Si(Li)-Detektoren mit davorliegenden magnetischen Transport- und Filtersystemen, den sogenannten Mini-Orangen.

zu werden. Diese als Rückstoß-Schatten-Methode für Spaltisomere bekannte experimentelle Anordnung stellt sicher, dass nur Spaltfragmente aus der verzögerten und nicht aus der spontanen Spaltung detektiert werden und somit die spontane Spaltung vollständig unterdrückt werden kann. Der geometrische Raumwinkel, den der Si-Halbleiter-Ringzähler zum Nachweis der Spaltfragmente abdeckte, betrug $\Omega/4\pi=0.14$.

Bei den Elektronen, die am Targetort emittiert und in verzögerter Koinzidenz mit den Spaltfragmenten aus der verzögerten Spaltung nachgewiesen werden, muß es sich daher um Konversionselektronen von Übergängen aus dem II. Minimum oder aber um zufällige Koinzidenzen zwischen δ -Elektronen oder Konversionselektronen aus dem I. Minimum und verzögerter Spaltung handeln. Im gemessenen Elektronenspektrum wurden im Rahmen der Auswertung die zufälligen Koinzidenzen durch ein enges Zeitfenster von 20 ns auf die Zeitdifferenz zwischen Fragment- und Elektronennachweis auf ein Minimum reduziert und anschließend ein Elektronenuntergrundspektrum subtrahiert. Das Konversionselektronenspektrum beinhaltet daher nur Elektronen, die in dem Zeitfenster von 20 ns in verzögerter Koinzidenz mit Spaltfragmenten nachgewiesen wurden. Der Nachweis der Elektronen erfolgte durch drei gekühlte Si(Li)-Detektoren, vor denen jeweils ein magnetisches Transportsystem, eine sogenannte Mini-Orange (siehe Kap. 4.2) aufgebaut war. Da die Konversionskoeffizienten bzw. die Übergangsstärke mit $\alpha_K(M1) \propto Z^7$, $\alpha_K(E2) \propto Z^5$ und $W_K(E0) \propto Z^{12}$ skalieren, war zu erwarten, daß im Konversionselektronen-Spektrum von ^{240}Pu mit $Z=94$ hauptsächlich Übergänge mit E0-Multipolarität auftreten, die zudem in der γ -Spektroskopie aufgrund der Drehimpulserhaltung nicht nachweisbar waren. Gleichzeitig führt die große Z -Abhängigkeit dazu, daß Konversionselektronen, die aus Übergängen der Spaltprodukte stammen, eine wesentlich geringere Intensität besitzen und daher im Konversionselektronen-Spektrum nicht auftreten.

4.2 Mini-Orangen

Das im vorherigen Abschnitt bereits kurz beschriebene und in Abb. 4.2 skizzierte Mini-Orangen-Spektrometer, bestehend aus einem Si(Li)-Detektor und einem vorgelagerten magnetischen Transport- und Filtersystem (Mini-Orange), stellt ein Spektrometer dar, welches in ausgezeichneter Weise die exzellente Energie- und Zeitauflösung der Si(Li)-Detektoren mit der hohen Nachweiseffizienz und Selektivität der Mini-Orangen kombiniert. Die Mini-Orangen dienen dabei als fokussierendes Element für die zu detektierenden Elektronen, unterdrücken dabei aber gleichzeitig den hohen Untergrund an γ -Strahlung und δ -Elektronen. Sie bestehen aus 4 - 6 keilförmigen Permanentmagneten, die um einen zentralen

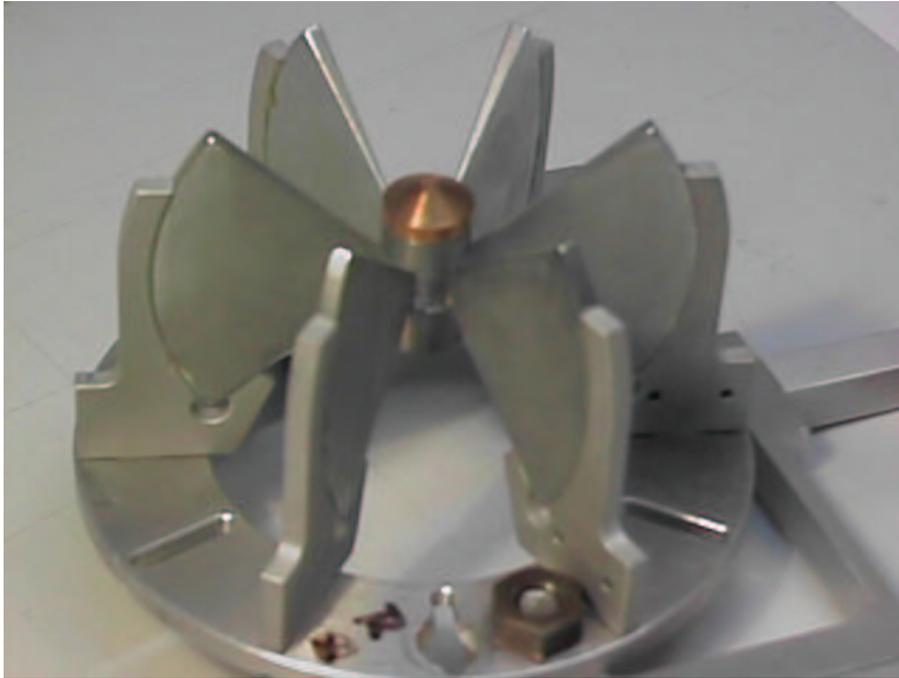


Abbildung 4.3: Eine Mini-Orange bestehend aus 6 keilförmigen Permanentmagneten, die um den zentralen Absorber aus Cu und Pb angeordnet sind.

Absorber (ein mit einer Cu-Kappe versehenen Pb-Zylinder von 30 mm Länge und 14 mm Durchmesser) angeordnet sind, wodurch ein ringförmiges Magnetfeld entsteht. Die direkt im Target-Bereich emittierte Strahlung wird in dem zentralen Absorber absorbiert und schützt somit den Si(Li)-Detektor vor direkter γ -, Röntgen- und Teilcheneinstrahlung. Der Untergrund an δ -Elektronen, der ja vor allem bei niedrigen Energien extrem hoch ist, wird durch eine entsprechend hohe Feldstärke im Bereich der Permanentmagnete und der damit verbunden starken Ablenkung der niederenergetischen Elektronen sichergestellt.

4.2.1 Feldverteilung

Theoretisch ergibt sich nach [JVK75] die maximale geometrische Transmissions-effizienz T für eine Mini-Orange zu: $T = \frac{1}{2}(\cos\Theta_a - \cos\Theta_b)(1 - b)(1 - k)$, wobei mit k der Anteil der von am Si(Li) Detektor rückgestreuten Elektronen, mit b der Anteil Elektronen, die von den Magnetkeilen abgeschirmt werden und mit Θ_a und Θ_b der Winkelbereich der Elektronentrajektorien, die an den Si(Li)-Detektoren ankommen, bezeichnet wird.

Ausgehend von den in einem Konversionselektronen-Experiment [AEN98] bereits eingesetzten Mini-Orangen aus SmCo_5 wurde versucht, durch den Einsatz des mittlerweile verfügbaren Materials $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ mit einer wesentlich höheren Koerzitivfeldstärke, den Blocking Faktor b , d.h die Dicke der Magnetkeile zu reduzieren und dadurch die Transmissionseffizienz der Mini-Orangen zu steigern. Zugleich sollte durch eine möglichst kompakte Anordnung der Mini-Orangen um das Target herum ein möglichst großer Raumwinkel abgedeckt werden. Bei der kompakten Anordnung mußte allerdings darauf geachtet werden, daß die Mini-Orangen noch einen ausreichend großen Durchmesser besaßen, um die Abschirmung der Si(Li)-Zähler durch die zentralen Absorber sicher zu stellen, gleichzeitig dabei aber auch ein ausreichend großes homogenes Magnetfeld für eine maximale Nachweiseffizienz zu erhalten. Durch die Anordnung von 3 Mini-Orangen unter jeweils 57.5° relativ zur Strahlachse konnte den oberen Anforderungen entsprechende groß genuge Mini-Orangen mit einem Durchmesser von 86 mm installiert werden, wobei zudem noch ein ausreichend großer offener Raumwinkel für den das Target durchdringenden Primärstrahl gewährleistet werden konnte. Eine Streuung des Primärstrahls an den Magnetkeilen ließ sich damit ausschließen. Für Elektronenenergien von 600 bis 700 keV ergaben sich bei einem Durchmesser der Mini-Orangen von 86 mm (2 mal die Höhe der Magnetkeile von 36 mm plus dem Absorberdurchmesser von 12 mm) und einem $B\rho$ von 3300 bis 3700 [gauss cm] [HAG65] notwendige Feldstärken zwischen 80 und 100 mT im Bereich zwischen 2 Magnetkeilen. Mit dem Software-Paket OPERA der Firma VECTOR FIELDS wurde im Vorfeld des Experimentes eine Mini-Orange simuliert, die bei einem Öffnungswinkel der Magnetkeile von 5.76° maximale Feldstärken von 90 mT aufwies. Der Öffnungswinkel der Magnetkeile 5.76° entspricht einer Dicke von nur 1 mm an der Spitze der Magnete, bei der auch die untere Grenzdicke bezüglich der Herstellbarkeit eines $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ Keiles erreicht war.

Abb. 4.4 zeigt den mit OPERA simulierten Verlauf des Magnetfeldes in der x-y Symmetrieebene einer aus 6 Magnetkeilen bestehenden Mini-Orange, deren zentraler Absorber in z-Richtung zeigt. Wie aus der am linken Rand aufgeführten Farbskala ablesbar ist, liegen die Feldstärken in den relevanten Bereichen zwischen 80 und 100 mT. Zur besseren Darstellung ist in Abb. 4.5 a) nochmals die Feldstärke in der Mitte zwischen 2 Magnetkeilen gegen den radialen Abstand als grosse sternförmige Datenpunkte aufgetragen. In der selben Abbildung sind zum Vergleich noch die experimentell ausgemessenen radialen Feldstärken der 6 Magnetkeilzwischenräume einer im Experiment eingesetzten Mini-Orange aufgetragen. Weiterhin ist in 4.5 b) die experimentell gemessene azimutale Feldverteilung einer eingesetzten Mini-Orange im Zwischenraum zwischen 2 Magnetkeilen für 6 Radialpositionen eingezeichnet. Das Ergebnis der Simulation der azimutalen Feldverteilung ist darunter in Abb. 4.5 d) wiedergegeben. Gemessen wurden die azimutalen Feldstärken bei Abständen von 16, 21, 26, 31, 36 und 41 mm vom

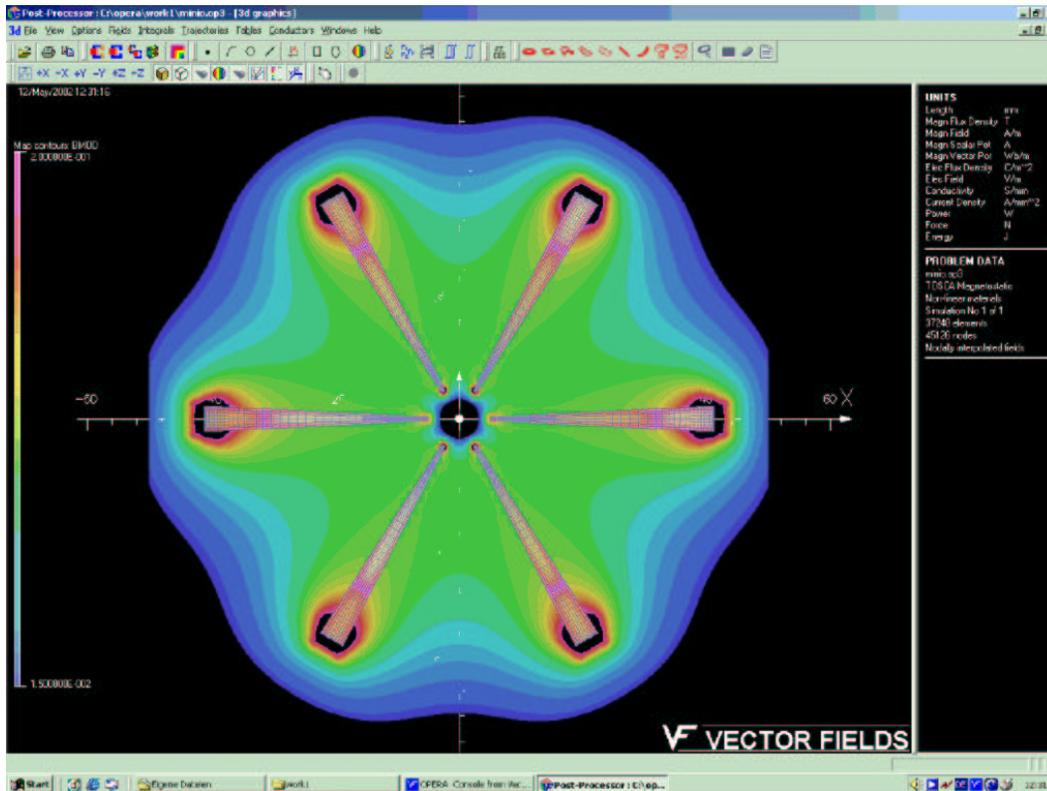


Abbildung 4.4: 2 dimensionales Simulationsergebnisse der radialen und azimuthalen Feldstärken

Zentrum der Mini-Orange. Es zeigt sich, daß die Homogenität der Feldstärke im inneren Bereich der Mini-Orange bis zu einem radialen Abstand von etwa 30 mm relativ gut gegeben ist, danach aber die Feldstärken azimuthal wie radial stark abnehmen. In Abb. 4.5 c) ist noch die azimuthale Feldverteilung zwischen 2 Magnetkeilen wiedergegeben, von denen einer nicht vollständig magnetisiert war. Erst nach Labormessungen der azimuthalen Feldstärken zwischen den Magnetkeilen einer zusammengebauten Mini-Orange konnte entschieden werden, ob die ausgewählten Magnete den Anforderungen einer ausreichenden Symmetrie in der Feldstärke entsprachen und eingesetzt werden konnten. Aus den 27 zur Verfügung stehenden Magnetkeilen wurden die 18 Magnetkeile für die eingesetzten Mini-Orangen so ausgewählt, dass die Asymmetrie in der Feldverteilung von zwei relativ zur Zwischenraumachse symmetrisch liegenden Punkten maximal 10 % betrug.

Nachdem sich in einem ersten Experiment, in dem Mini-Orangen mit einer maximalen Transmissionseffizienz zwischen 600 und 700 keV eingesetzt wurden, Anzeichen dafür ergaben, daß die Wiederholung der Messung mit Mini-Orangen

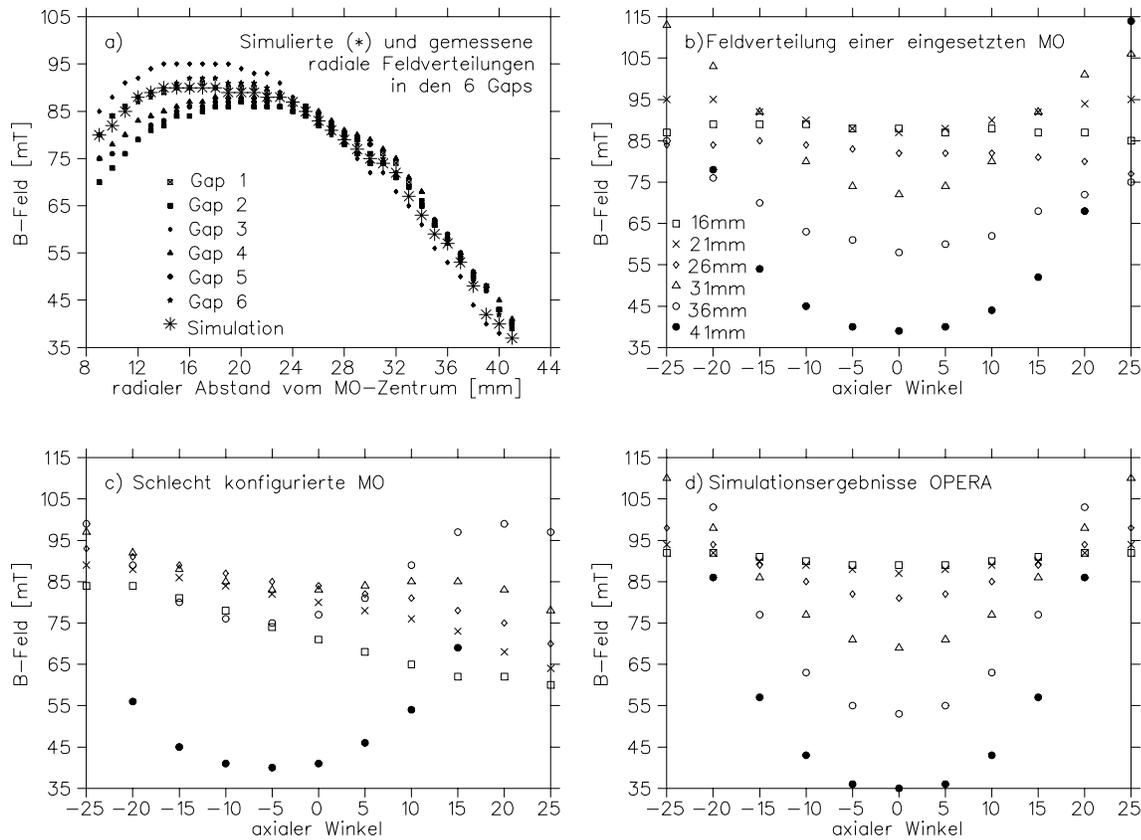


Abbildung 4.5: Gemessene und berechnete radiale und azimutale Feldstärken einer Mini-Orange mit 6 Magnetkeilen und einem zentralen Absorber von 12 mm Durchmesser.

mit einer maximalen Transmissionseffizienz zwischen 400 und 500 keV weitere und ergänzende Erkenntnisse liefern würde, wurde in einem zweiten Experiment [MER02] die Anzahl der Magnetkeile in den Mini-Orangen von 6 auf 5 reduziert. Aufgrund der grösseren Magnetkeilabstände und der daraus resultierenden geringeren Feldstärke zwischen den Magnetkeilen konnte die maximale Transmissionseffizienz auf den Energiebereich zwischen 400 und 500 keV verschoben werden. Die experimentell gemessenen Feldstärken einer Mini-Orange mit 5 Magnetkeilen ist in Abb. 4.6 wiedergegeben, Details der Simulation werden in [MER02] aufgeführt.

Die experimentell gemessenen Feldstärken der Mini-Orange mit 5 Magnetkeilen zeigen noch stärker wie bei der Mini-Orange mit 6 Magnetkeilen, daß vor allem im äußeren Bereich der Mini-Orange die Feldstärke zwischen zwei Keilen relativ schnell stark abnimmt und dadurch das Magnetfeld in diesem Bereich stark inhomogen wird. Durch eine nicht-lineare Zunahme der Magnetdicke könnte man bei

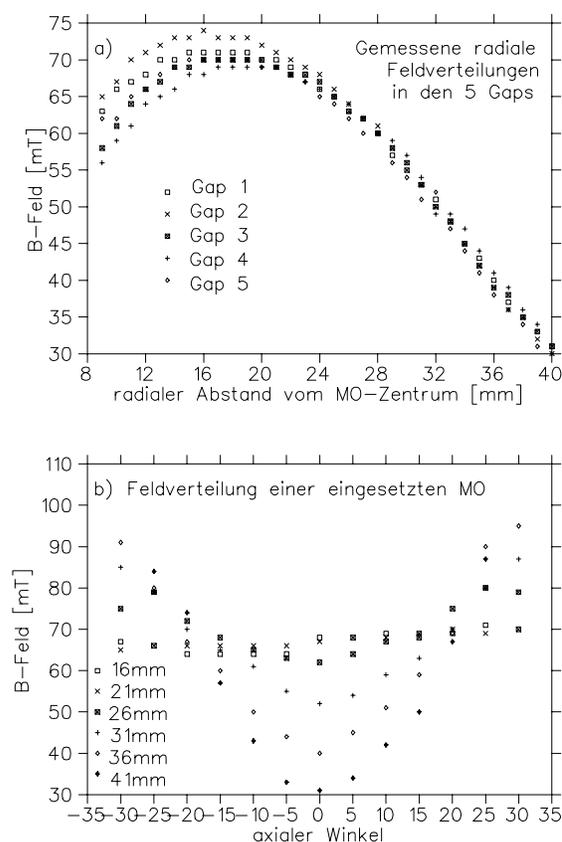


Abbildung 4.6: Mit einer Hall-Sonde experimentell gemessene radiale und azimutale Feldstärkenverteilungen einer Mini-Orange mit 5 Magnetkeilen und einem zentralen Absorber von 12 mm Durchmesser.

zukünftigen Mini-Orangen (vor allem aber bei solchen mit einer geringen Anzahl von Magnetkeilen) versuchen, die Homogenität der Magnetfeldes und damit die Transmissionseffizienz noch weiter zu steigern.

4.2.2 Transmissionseffizienz

Die Effizienz einer Mini-Orange bzw. des gesamten Spektrometers und die Energie bis zu welcher der Untergrund an δ -Elektronen gut unterdrückt wird, läßt sich am besten graphisch durch eine Transmissionskurve darstellen. Trägt man die Anzahl der Elektronen, die in einem festen Zeitintervall von einem Si(Li)-Zähler mit einer davor aufgebauten Mini-Orange detektiert werden im Verhältnis zu den im selben Zeitintervall insgesamt von der Quelle emittierten Elektronen, als Funktion der Energie auf, so erhält man diese sogenannte Transmissionskurve. Die in Fig. 4.7

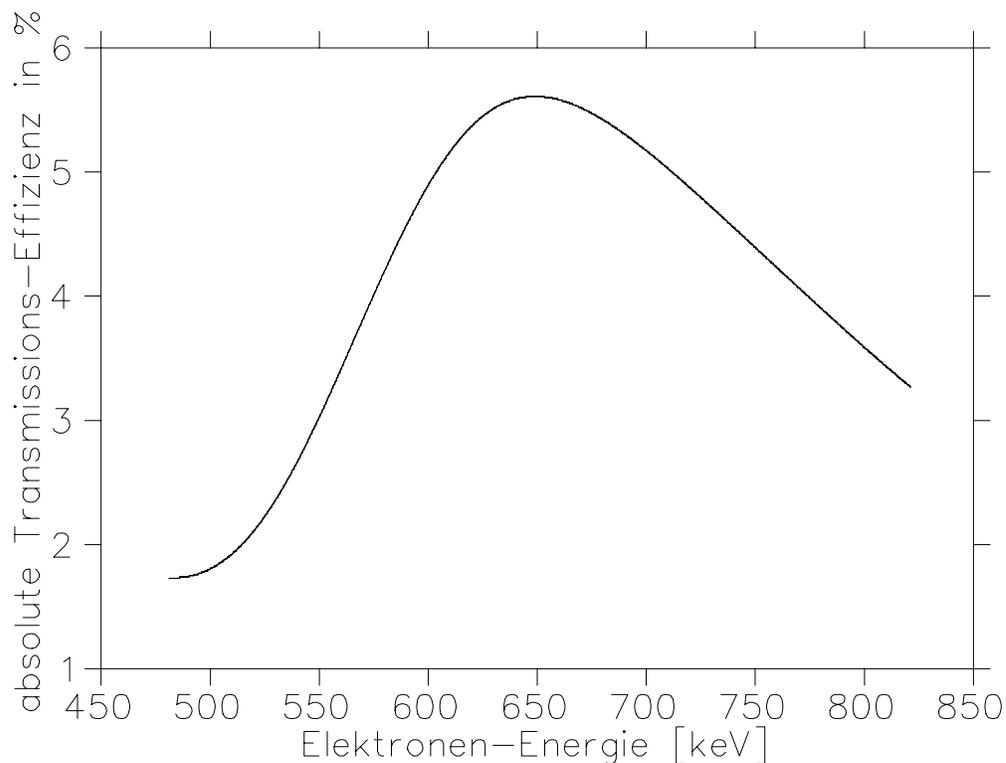


Abbildung 4.7: Experimentell bestimmte Transmissionseffizienz-Kurve des im 1. Experiment verwendeten Mini-Orangen Spektrometers.

abgebildete Kurve gibt die experimentell gemessene Transmissionskurve des im 1. Experiment verwendeten Mini-Orangen Spektrometers wieder, welches aus 3 Mini-Orangen mit jeweils 6 Keilen bestand. Die gefaltete Transmissionskurve der 1. und 2. Messung ist in Abb. 4.12 eingezeichnet.

Zur Bestimmung der maximalen Transmissionseffizienz der für Konversionselektronen mit Energien im Bereich von 600-650 keV konstruierten Mini-Orangen wurde eine ^{137}Cs -Linienquelle (625 keV) bei Gegenstandsweiten von 50, 55, 60 und 70 mm vor einer einzelnen Mini-Orange aufgebaut und die Transmissionseffizienz als Funktion der Bildweite gemessen. Bildweiten kleiner 45 mm waren aufgrund der Dimensionen der Mini-Orange und der Si(Li)-Zähler Abschirmung nicht möglich. Wie sich aus Abb. 4.8 entnehmen läßt, wurde mit den Magnetkeilen bei einer Gegenstandsweite von 55 mm und einer Bildweite von 50 mm eine maximale Transmissionseffizienz von 2.31 % erreicht. Gegenüber den alten SmCo_5 Mini-Orangen, deren Transmissionsverhalten ebenfalls in Abb. 4.8 wiedergegeben ist, konnte damit die Nachweiseffizienz für Elektronen mit Energien im Bereich von 600 keV mehr als verdoppelt werden.

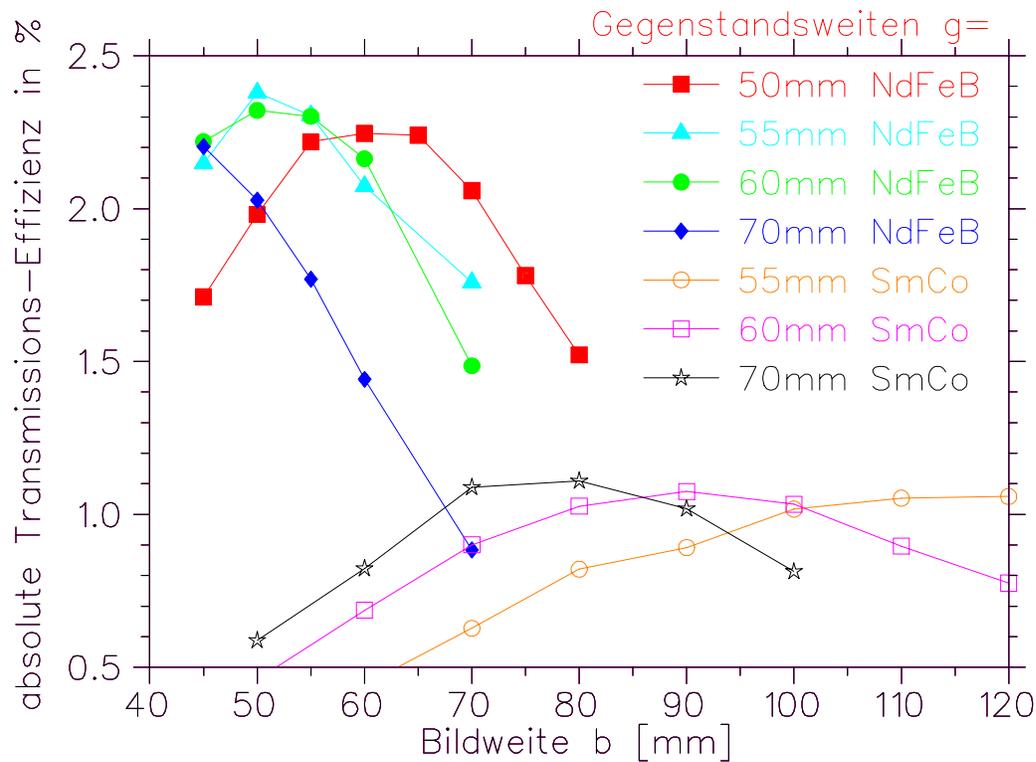


Abbildung 4.8: Vergleich der Transmissionseffizienzen von Mini-Orangen aus $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ und SmCo_5 bei 625 keV

Zur experimentellen Bestimmung der Transmissionseffizienzkurven der bei den Messungen eingesetzt und aus 3 Mini-Orangen bestehenden Spektrometer wurde dann bei der optimalen Bild- und Gegenstandsweite die Transmissionseffizienz bei allen Energien der starken Übergänge in ^{133}Ba , ^{137}Cs und ^{207}Bi ausgemessen. Die gemessenen Transmissionseffizienzen sind für die in beiden Experimenten eingesetzten Spektrometer in Tab. 4.2 wiedergegeben. Die etwas geringere Nachweiseffizienz des Gesamtspektrometers bei 625 keV im Vergleich zu 3 einzelnen Mini-Orangen ergibt sich aus der Tatsache, dass im Experiment geometrisch bedingt ein Teil der Mini-Orangen bis in den hinteren Halbraum ragten (siehe Abb. 4.2 und daher nicht die volle Nachweiseffizienz von 3 individuellen Mini-Orangen erreicht werden konnte.

Da sich die Mini-Orangen wie magnetische Linsen verhalten, sollte eine Analyse der gemessenen Transmissionseffizienzen über die Abbildungsgesetze der Optik eine geeignete Methode der Validierung der Mini-Orangen Eigenschaften darstellen. Wie sich aus Tab. 4.1 entnehmen lässt, ist für die konstruierten Mini-Orangen eine relativ gute Übereinstimmung zwischen theoretischem und experimentell gemessenem Abbildungsverhalten einer Linse gegeben. In der Tab. 4.1 eingetragen

Tabelle 4.1: Optische Abbildungseigenschaften der Mini-Orangen mit 6 Magnetkeilen aus $Nd_2Fe_{14}B$ bzw. $SmCo_5$. Aufgeführt sind jeweils die Kombinationen von Gegenstands- und Bildweite, die zu den höchsten Transmissionseffizienzen führten. Wie aus den Werten für die Brennweiten abzulesen, ergibt sich für diese Kombinationen eine gemeinsame gleiche Brennweite, was zeigt, dass die Mini-Orangen als magnetische Linsen mit einem zu optischen Linsen analogen Abbildungsverhalten $\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ eingesetzt werden können.

	$Nd_2Fe_{14}B$				$SmCo_5$		
Gegenstandsweite g [mm]	50	55	60	70	55	60	70
Bildweite b [mm]	60	50	55	45	115	90	75
Brennweite f [mm]	27.3	25.6	28.7	27.4	37.2	36	36.2

Tabelle 4.2: Transmissionseffizienzen der in beiden Experimentserien eingesetzten MO-Spektrometer

Transmissions- effizienz	^{133}Ba 240 keV	^{133}Ba 267 keV	^{133}Ba 320 keV	^{207}Bi 481 keV	^{137}Cs 625 keV	^{137}Cs 655 keV	^{207}Bi 975 keV
1.Exp in %			0.96	1.53	5.39	5.60	0.78
2.Exp in %	0.59	0.87	1.86	3.58	2.79		0.98
Integral (normiert)	0.25		1.45	2.55	4.10		0.90

sind für die Mini-Orangen aus $SmCo_5$ und $Nd_2Fe_{14}B$ jeweils die Kombinationen von Gegenstands- und Bildweite, die zu den höchsten Transmissionseffizienzen führten. Für diese Kombinationen ergaben sich für $SmCo_5$ wie für $Nd_2Fe_{14}B$ jeweils eine gemeinsame gleiche Brennweite, was zeigt, dass die Mini-Orangen als magnetische Linsen mit einem zu optischen Linsen analogen Abbildungsverhalten $\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ eingesetzt werden können.

Aufgrund der größeren Magnetkeilabstände beim Einsatz von 5 anstelle von 6 Magnetkeilen waren die Feldinhomogenitäten in den Magnetkeilzwischenräumen der im 2. Experiment verwendeten Mini-Orangen erheblich größer als bei den im 1. Experiment eingesetzten Mini-Orangen, womit sich die reduzierte Transmissionseffizienz für das 2. Experiment in Tab. 4.2 erklären läßt [MER02].

Die gesamte Struktur der Transmissionseffizienzkurve wurde abschließend mit einer ^{90}Sr β^- -Kontinuumsquelle vermessen. Da es mit einer β^- -Kontinuums-

quelle nicht möglich ist zwischen Elektronen zu unterscheiden, die ihre Energie komplett im Detektor deponieren und solchen, die rückgestreut werden bzw. an den Keilen der Mini-Orange gestreut wurden, können mit Kontinuumsquellen keine absoluten Transmissionsmessungen durchgeführt werden. Nur in der Nähe der Endpunktsenergie wäre dies möglich. Nichts desto trotz erhält man mit solchen Messungen auch bei niedrigen Energien ein gutes Abbild der gesamten Transmissionseffizienz.

Die Simulation der Transmissionseffizienz beschränkte sich lediglich auf die graphische Auswertung von Teilchentrajektorien. Es wurde diejenige Anordnung von Target (Quelle), Mini-Orange und Si(Li)-Zähler als optimale Anordnung mit maximaler Transmissionseffizienz ermittelt, bei der die Elektronentrajektorien, die unter einem möglichst großen Winkel relativ zur Symmetrieachse der Anordnung emittiert wurden, gerade noch auf der sensitiven Oberfläche des Si(Li)-Zählers auftrafen.

Abb. 4.9 zeigt zum Beispiel die Trajektorien von 600 keV Elektronen, die unter Winkeln von 5 bis 30° an der Quellposition emittiert wurden. Bei verschiedenen Quellpositionen wurden bei positiven z-Werten und y=0 die möglichen Positionen des Si(Li)-Detektors eingezeichnet und entsprechend der im obigen Abschnitt beschriebenen Vorgehensweise die optimale Position von Target (Quelle) und Si(Li)-Detektor ermittelt. Bei den in der qualitativen Simulation als optimale Abstände ermittelten Werten von 55 (Quelle zu Mini-Orange) und 60 mm (Mini-Orange zu Detektor) trafen sogar noch Elektronen, die bis unter 42° relativ zur z-Achse emittiert wurden auf der sensitiven Oberfläche des Si(Li)-Detektors auf. Diese Abstände stellten die Ausgangswerte für die experimentellen Messungen der Transmissionseffizienzen dar und bildeten schließlich auch die Werte, bei denen die Transmissionseffizienz in der experimentellen Messung maximal war.

4.3 Si(Li)–Detektoren

Die Energieauflösung des Mini-Orangen-Spektrometers wird bestimmt durch die Qualität der hinter den Mini-Orangen angeordneten Si(Li)-Detektoren. Bei den Messungen wurden 3 Si(Li)-Detektoren der Firma EURISYS mit einer sensitiven Oberfläche von 300 mm² und einer Dicke von 3 mm eingesetzt. Die Dicke war ausreichend, um Elektronen mit einer kinetischen Energie von bis zu 1.5 MeV in den Zählern zu stoppen. Die aus einer 20 bis 40 µg/cm² Goldschicht bestehende Oberfläche der Lithium-gedrifteten Silizium N-I-P Dioden stellte den empfindlichsten Teil des Detektors dar. Jeglicher Kontakt mit oder die Ablagerung von organischen oder korrosiven Stoffen musste vermieden werden. Da die Betrieb-

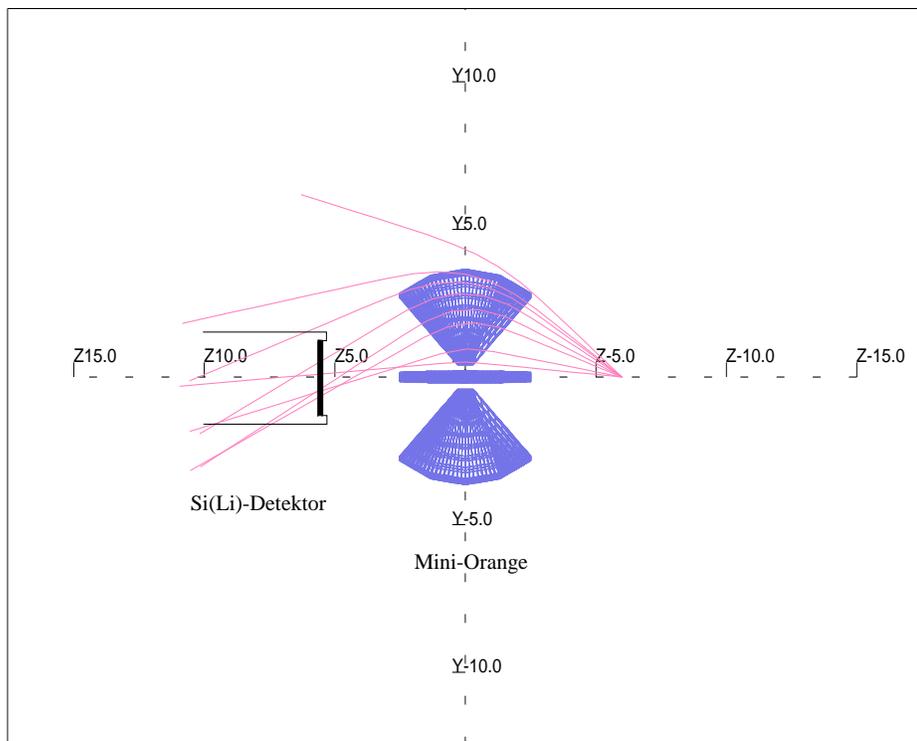


Abbildung 4.9: Trajektorien von 600 keV Elektronen ausgehend von einer Quelle die 60 mm vom Zentrum entfernt auf der Symmetrieachse der Mini-Orange liegt. Durch graphische Positionsverschiebung des Si(Li)-Zählers mit der schwarz eingezeichneten sensitiven Oberfläche wurde die optimale Anordnung mit maximaler Transmissionseffizienz bestimmt.

stemperatur der lichtempfindlichen Detektoren zur Minimierung des elektronischen Rauschens im Bereich der Temperaturen des flüssigen Stickstoffs (Siedetemperatur 77 K) gewählt wird, wurde jeder der drei Detektoren auf einem eigenen Kühlfinger montiert, der den zentralen Bestandteil der Si(Li)-Kryostaten darstellte und in einem Dewar mit flüssigem Stickstoff steckte [JVK72]. Mit diesem Aufbau wurde eine durchschnittliche Betriebstemperatur der Si(Li)-Detektoren von 83 K erreicht, bei der das elektronische Rauschen des Vorverstärkersignals bei der angelegten Hochspannung von 400 V unter 2.5 mV lag.

Die der Mini-Orange zugewandte Seite des Si(Li)-Kryostaten bestand aus einem Aluminiumzylinder (Durchmesser = 60 mm), welcher den Detektor umschloß und mit einem Eintrittsfenster aus einer $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken einseitig aluminisierten Mylarfolie abgeschlossen war. Um Ablagerungen durch Restgaskondensate auf der Detektoroberfläche auf ein Minimum zu reduzieren, wurde dauerhaft kein Si(Li)-Detektor bei einem Druck im Kryostaten von größer 10^{-6} mbar betrieben. Um

dies auch sicherstellen zu können, kam bei jedem der drei Si(Li)-Kryostaten ein eigenes Vakuum-System mit separater Vorpumpe, Katalysator-Falle und ölfreier Turbomolekularpumpe zum Einsatz. Mit dieser Anordnung konnte jeder der drei Si(Li)-Detektoren separat betrieben werden und war dabei permanent durch die Mylarfolie vom Vakuum in der Target-Kammer getrennt. Die mechanische Konstruktion des Si(Li)-Kryostaten erlaubte zudem eine unabhängige Positionierung der einzelnen Si-Detektoren. Dies konnte in Verbindung mit einem Schieber an der Targetkammer auch dazu genutzt werden, die Si(Li)-Detektoren einzeln aus der Targetkammer zu entfernen und danach diese zu belüften, ohne gleichzeitig die Detektoren auf Raumtemperatur aufwärmen zu müssen. In der Targetkammer waren die einzelnen Si(Li)-Detektoren, wie die davor montierten Mini-Orangen auch, unter einem Winkel von 57.5° relativ zur Strahlachse positioniert.

Die Energieauflösung der Si(Li)-Detektoren wurden mit ^{133}Ba - (320 keV) und einer ^{137}Cs -Quelle (625 keV) bestimmt, wobei sich bei 320 keV eine Energieauflösung von 3.1 keV ergab und bei 625 keV ein Wert von 3.8 keV.

4.4 Versuchsdurchführung und Elektronik

Die Experimente zur Messung des Konversionselektronen-Spektrums wurden am Tandem Beschleuniger des Münchner Beschleunigerlabors durchgeführt. Wegen der extrem seltenen Population des Formisomers ($\sigma \approx 10\mu\text{b}$) war der Versuchsaufbau auf eine möglichst effiziente Unterdrückung der konkurrierenden Spaltprozesse und auf eine hohe Effizienz für den Nachweis der Konversionselektronen ausgerichtet. Die Unterdrückung erfolgte über die in Kap. 4.1 beschriebene Rückstoß-Schatten-Methode für Spaltisomere und die hohe Nachweiseffizienz wurde mittels dreier extrem nahe um das Target aufgebauter Mini-Orangen-Spektrometer realisiert. In einem ersten Experiment [GAS96], in dem noch Mini-Orangen aus SmCo_5 verwendet wurden, konnten die Mini-Orangen in der Targetkammer aufgrund geometrischer Grenzen nicht näher als 8 cm um das Target angeordnet werden. Diese Anordnung resultierte in einer Nachweiseffizienz für Konversionselektronen $< 1\%$ und gestattete lediglich Intensitäten des α -Strahls von 50 nA, da bei höheren Intensitäten die Streuung an den Magnetkeilen und an der damals verwendeten Targethalterung zu einer zu großen Rate an zufälligen Koinzidenzen geführt hätte. Insgesamt konnten in der Messung innerhalb von 50 h nur 3500 verzögerte Spaltungen und 20 koinzidente Ereignisse nachgewiesen werden. Trotz geringer Statistik zeigten die Ergebnisse dieser ersten Messung bereits, daß die damalige Interpretation der γ -spektroskopischen Messung von [PAN98] nicht konsistent mit dem Konversionselektronen-Spektrum war. Es wurde aber auch offensichtlich, daß weitergehende und grundlegende spektroskopische Infor-

mationen aus dem Konversionselektronen-Spektrum nur dann zu erhalten waren, wenn es gelingen würde, die Statistik um mehr als zwei Größenordnungen zu steigern. Durch die Konstruktion einer neuen, speziell auf die Bedürfnisse der Konversionselektronen-Spektroskopie mit Mini-Orangen angepaßten Targetkammer, einer optimierten Targethalterung und der in Kap. 4.2 bereits vorgestellten effizienteren Mini-Orangen mit Magnetkeilen aus $Nd_2Fe_{14}B$ gelang es schließlich, dieses Ziel zu erreichen.

Mit diesem optimierten experimentellen Aufbau des Mini-Orangen-Spektrometers (Abb. 4.10) gelang es, die Anzahl der verzögerten Spaltungen während einer effektiven Meßzeit von 200 h von 3500 auf $1.2 \cdot 10^5$ zu steigern und 1260 Elektronen in Koinzidenz mit verzögerten Spaltungen von ^{240}Pu nachzuweisen. Nur so war es überhaupt möglich, Konversionskoeffizienten für die Übergänge im II. Minimum zu bestimmen. Da das Hauptaugenmerk der Messung auf Übergängen zwischen 600 und 700 keV lag, kamen Mini-Orangen zum Einsatz, deren Transmissionsmaximum bei 630 keV lag. Für die Einschubenergie der α -Teilchen wurde die gleiche Energie ($E_\alpha=25$ MeV) wie bei den früheren γ - und Konversionselektronen-Messungen gewählt, so daß Konsistenz in der Anregungsenergie und beim übertragenen Drehimpuls herrschte. Bei einem durchschnittlichen Strahlstrom von 350 enA verzeichnete der Spaltringzähler Zählraten von 0.15-0.20 Hz. Die maximalen Zählraten der Si(Li)-Detektoren betragen 30 - 40 kHz.

Nachdem im gemessenen Konversionselektronen-Spektrum (siehe Abb. 4.13) auch Hinweise auf Übergänge im Energiebereich zwischen 350 und 500 keV gefunden wurden, deren Zuordnung aufgrund der geringen Statistik nur vorläufig sein konnte, jedoch wichtige spektroskopische Informationen erwarten ließ, wurden Mini-Orangen mit einer für den Elektronennachweis zwischen 300 keV und 600 keV optimierter Magnetfeldkonfiguration entwickelt und eine zweite Experimentserie durchgeführt. Details dazu finden sich in [MER02]. Über eine Meßzeit von 340 h wurden bei einem durchschnittlichen Strahlstrom von 200 enA weitere $1.8 \cdot 10^5$ verzögerte Spaltungen und 1284 Koinzidenzereignisse nachgewiesen. Das in Abb. 4.12 gezeigte Spektrum beinhaltet die Koinzidenzereignisse aus beiden Experimenten sowie eine für beide Experimente gemittelte Transmissionskurve der MO-Spektrometer.

Die in allen Experimenten eingesetzte Ausleseelektronik ist schematisch in Abb. 4.11 wiedergegeben. Aus dem schnellen Zeitsignal des Spaltringzählers wurde das "Mastergate" zum Start der Auslese der Analog zu Digital Converter(ADC) gebildet. In den ADC's wurden die Energie- und Zeitsignale der Detektoren digitalisiert. Der am Rand des experimentellen Aufbaus unter Vorwärtswinkeln installierte, im Blockschaltbild aber nicht aufgeführte Monitorzähler diente zur Kontrolle des intakten Zustandes des Targets und der Einstellung der Elektronik

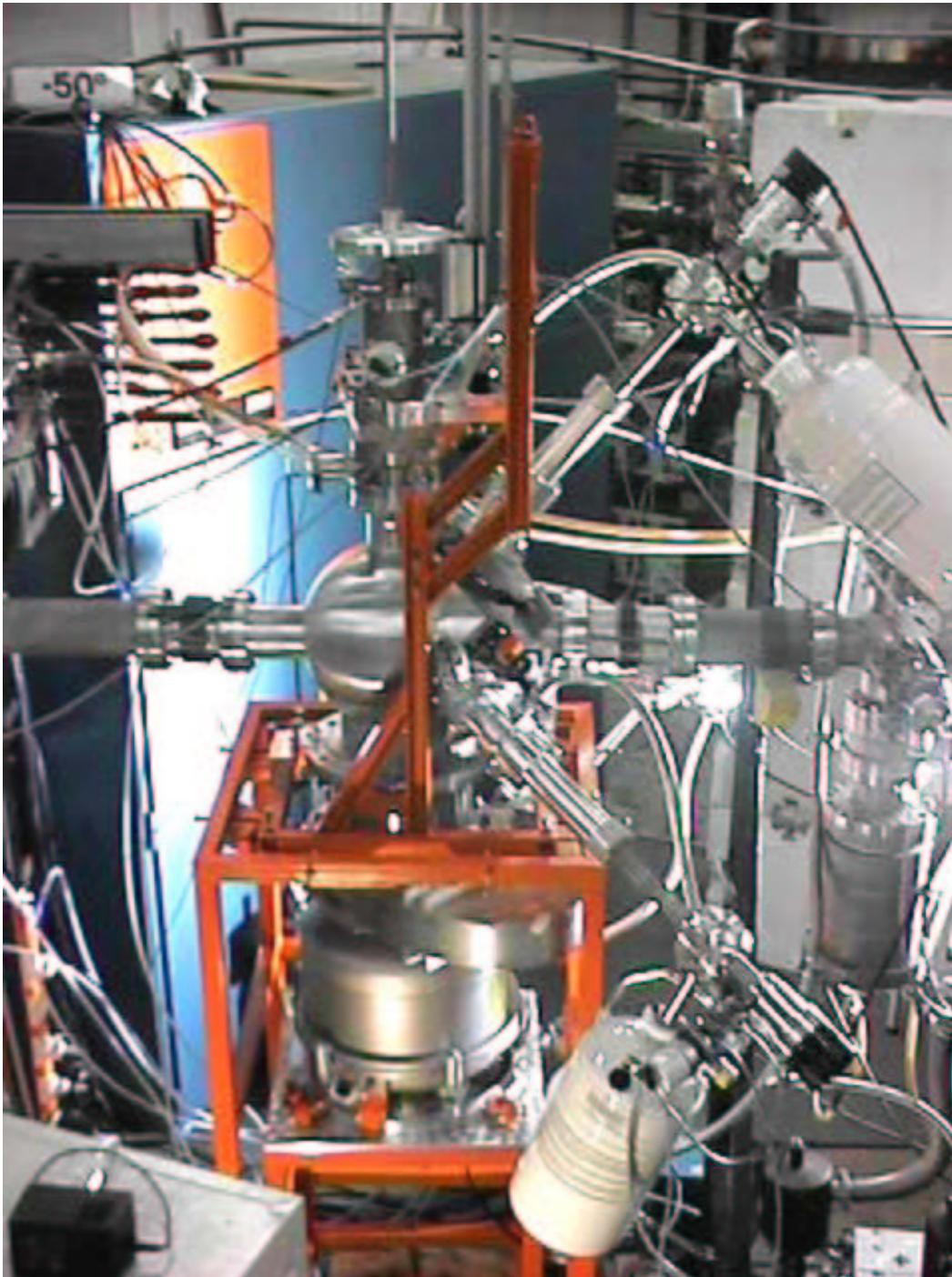


Abbildung 4.10: Das Mini-Orangen-Spektrometer in der Experimentier-Halle II des Münchner Beschleuniger Labors mit der neu konstruierten Targetkammer und den variabel justierbaren Kühlfingern der Si(Li)-Detektoren mit ihren Kryostaten.

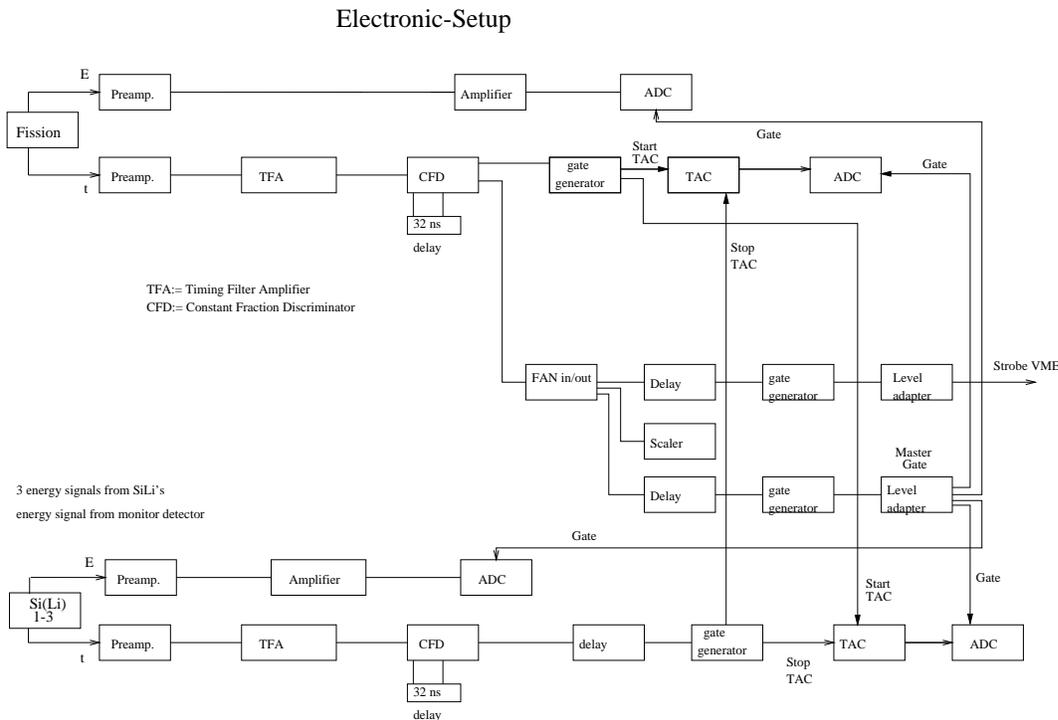


Abbildung 4.11: Blockschaltbild der in den Konversionselektronenmessungen eingesetzten Elektronik für Trigger und Datenaufnahme.

durch den Nachweis der intensiven prompten Spaltung. Aufgrund der geringen Anzahl von verzögerten Spaltungen wäre die Einstellung der Elektronik ohne den Monitorzähler und über die prompte Spaltung nicht möglich gewesen. Weiterhin ist als Besonderheit noch zu erwähnen, daß zur Anpassung der Signale des Spaltringzählers an die hohen nachzuweisenden Energien aus der verzögerten Spaltung ein Vorverstärker mit einem Eingangswiderstand von $100\text{ k}\Omega$ eingesetzt wurde.

Vor und nach den Strahlzeiten wurden Energieeichungen mit den Eichpräparaten ^{133}Ba (320 keV), ^{137}Cs (625 und 656 keV) und ^{207}Bi (481 und 975 keV) durchgeführt. Genauso wurden die Effizienzeichungen der Si(Li)-Detektoren mit den vorgelagerten Mini-Orangen jeweils zu Beginn und nach Ende der Strahlzeiten durchgeführt. Bei sonst identischem Versuchsaufbau wurden während der Eichungen an die Stelle des Targets die Eichquellen montiert. Des weiteren diente ein Pulser zur Zeiteichung der TDC-Kanäle vor und nach den Messungen.

4.5 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion der Konversionselektronen-Messung

4.5.1 Untergrund- und Dopplerkorrektur der Konversionselektronen-Spektren

Vor einer detaillierten Analyse der Elektronendaten mußte eine Korrektur der Dopplerverschiebung durchgeführt werden. Da sich die Konversionselektronen wesentlich langsamer als Photonen bewegen, konnte nicht der klassische Formalismus zur Berechnung der Dopplerverschiebung für Photonen im Laborsystem

$$\Delta E_\gamma = E_\gamma - E_0 = \frac{E_0(1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - \beta \cos \Theta} - E_0 \quad (4.1)$$

mit der unverschobenen γ -Energie E_0 und der dopplerkorrigierten γ -Energie E_γ verwendet werden. Unter Berücksichtigung der Ruhemasse der Elektronen von $E_e^0 = 511$ keV wurde die Dopplerverschiebung entsprechend [KAN95] berechnet,

$$T(\Theta) = \frac{E_0(1 - \beta^2)^{1/2} + \beta \cos \Theta [E_0^2(1 - \beta^2) - (E_e^0)^2(1 - \beta^2 \cos^2 \Theta)]^{1/2}}{1 - \beta^2 \cos^2 \Theta} - E_e^0 \quad (4.2)$$

wobei $T(\Theta)$ der gemessenen kinetischen Energie der Elektronen und $E_0 = T_0 + E_e^0$ der Gesamtenergie der Elektronen im Schwerpunktsystem entspricht. Für Konversionselektronen mit der kinetischen Energie $T_0 = 500$ keV ergab sich für die unter $\Theta = 57.5^\circ$ angeordneten Si(Li)-Detektoren eine Dopplerverschiebung $\Delta E_e(\Theta) = T(\Theta) - T_0$ um 0.8 keV hin zu höheren Energien. Für Konversionselektronen mit einer Energie von $T_0 = 790$ keV im Schwerpunktsystem erhöht sich die Verschiebung auf 1.1 keV.

Der vom Konversionselektronenspektrum subtrahierte Anteil von zufälligen Koinzidenzereignissen war wesentlich geringer als der Untergrundanteil im γ -Spektrum, da erstens die Rückstoß-Schatten-Methode ein Messverfahren sehr hoher Selektivität darstellt, zweitens beim Zerfall der angeregten Spaltfragmente konvertierte Übergänge aufgrund der niedrigen Kernladung nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit auftreten und drittens nur Elektronen, die aus dem unmittelbaren Targetbereich stammen, auf die Si(Li)-Detektoren fokussiert werden. In Abb. 4.13 ist das Spektrum zufälliger Koinzidenzereignisse aus dem ersten Konversionselektronen-Experiment unter dem zugehörigen Konversionselektronen-Spektrum aufgetragen.

4.5.2 Kombinierte Analyse von γ - und Elektronen-Energiespektren

Mit den beiden Konversionselektronen-Messungen gelang es, ergänzend zum γ -Spektrum, das im mittleren Bildteil von Abb.4.12 abgebildete Spektrum der Konversionselektronen zu messen, die analog zu den γ -Quanten in Koinzidenz mit der verzögerten Spaltung von ^{240}Pu emittiert werden. Dazu wurde in den Konversionselektronen-Experimenten der gleiche Produktionsmechanismus $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)^{240f}\text{Pu}$ und die gleiche Anregungsenergie ($E_\alpha=25\text{ MeV}$) wie in den γ -spektroskopischen Messungen genutzt.

Aufgrund der Bindungsenergie der K-Elektronen von 121.8 keV besitzen die Konversionselektronen der Übergänge, bei denen sowohl γ - wie K-Konversionselektronen-Emission auftritt, eine um 121.8 keV niedrigere Energie als die beim Übergang emittierten γ -Quanten. Dieser Umstand ist in Abb. 4.12 durch die verschobene Anordnung von Konversions- und Elektronenspektrum berücksichtigt.

Eine Auflistung aller (nach der Addition der Konversionselektronen-Spektren aus den beiden Experimenten sowie der Subtraktion der zugehörigen Untergrundspektren) identifizierten Linien im Konversionselektronen-Spektrum ist in Tab. 4.3 wiedergegeben. Neben den gefitteten Energien und den auf die Anzahl der verzögerten Spaltungen bezogenen Intensitäten der einzelnen Konversionslinien sind auch die Intensitäten der entsprechenden Linien im γ -Spektrum sowie die Konversionskoeffizienten der intensivsten Linien angegeben.

Aus der Analyse des untergrundfreien Konversionselektronenspektrums ergab sich für die bei weitem intensivste Linie im γ -Spektrum mit 786.1 keV ein Konversionskoeffizient von $\alpha_K = (4.6 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$. Dieser Wert stimmt im Rahmen seiner Fehlerbreite sehr gut mit dem theoretischen Wert von $5.9 \cdot 10^{-3}$ für den Konversionskoeffizienten eines E1-Übergangs überein [HAG68]. Die Zuordnung der 786.1 keV-Linie als elektrischer Dipolübergang wurde von Pansegrau et al. [PAN00] dazu genutzt, um die Spins und Paritäten der auf dem 806.2 keV-Zustand aufbauenden Rotationsbande definitiv festzulegen und damit die Interpretation als $K^\pi = 2^-$ -Bande zu festigen.

Wie in Kap. 3 bereits ausführlich erläutert, ist davon auszugehen, daß die 786.1 keV-Linie aus dem Zerfall des Bandenkopfes der $K^\pi = 2^-$ -Bande in die Grundzustandsbande resultiert. Die große Intensität der 786.1 keV Linie (37%) begründet sich dabei aus der starken Population des Bandenkopfes aufgrund von schnellen Rotations-Inband-Übergängen und der Behinderung von E1-Interband-Übergängen zwischen der a-Bande und der Grundzustandsbande mit $\Delta K = 2$. Da

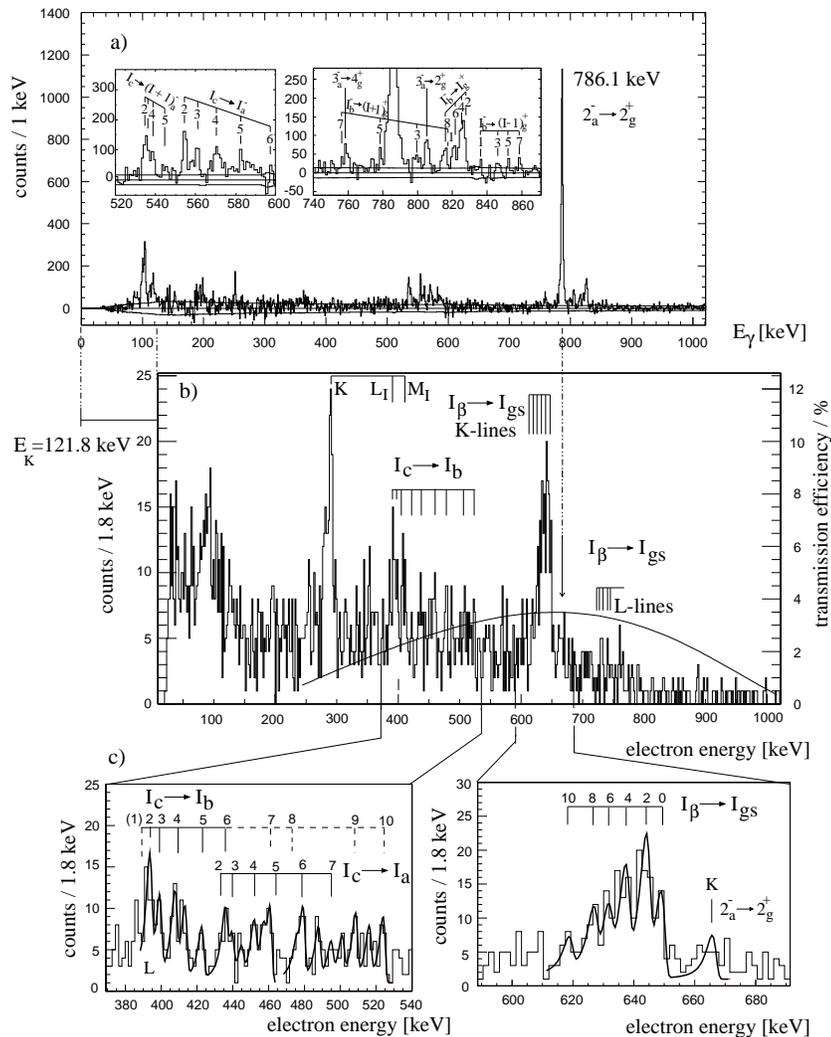


Abbildung 4.12: a) Das in Koinzidenz mit den verzögerten Spaltprodukten aus der $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ -Reaktion gemessene γ -Spektrum [PAN00]. Wiedergegeben ist der in der Konversionselektronenmessung beobachtete Energiebereich. In Ausschnitten sind vergrößert die Bereiche mit den Übergängen im II. Minimum zwischen der c- und der a-Bande bzw. der a- und der Grundzustandsbande dargestellt.

b) Das in Koinzidenz mit den verzögerten Spaltprodukten gemessene Konversionselektronen-Spektrum, welches entsprechend der Bindungsenergie des Elektrons in der K-Schale um $E_K=121.8$ MeV nach rechts verschoben ist. Die durchgehende Linie gibt die resultierende Transmissionseffizienz der in zwei Experimentierserien verwendeten MO-Spektrometer wieder.

c) Vergrößerungen markanter Bereiche des Konversionselektronenspektrums mit den gefitteten Linien der aufgeführten Übergänge. Der Fit im Energiebereich von 380 bis 540 keV wurde erst zusammen mit den Daten aus [MER02] mit ausreichender statistischer Signifikanz möglich.

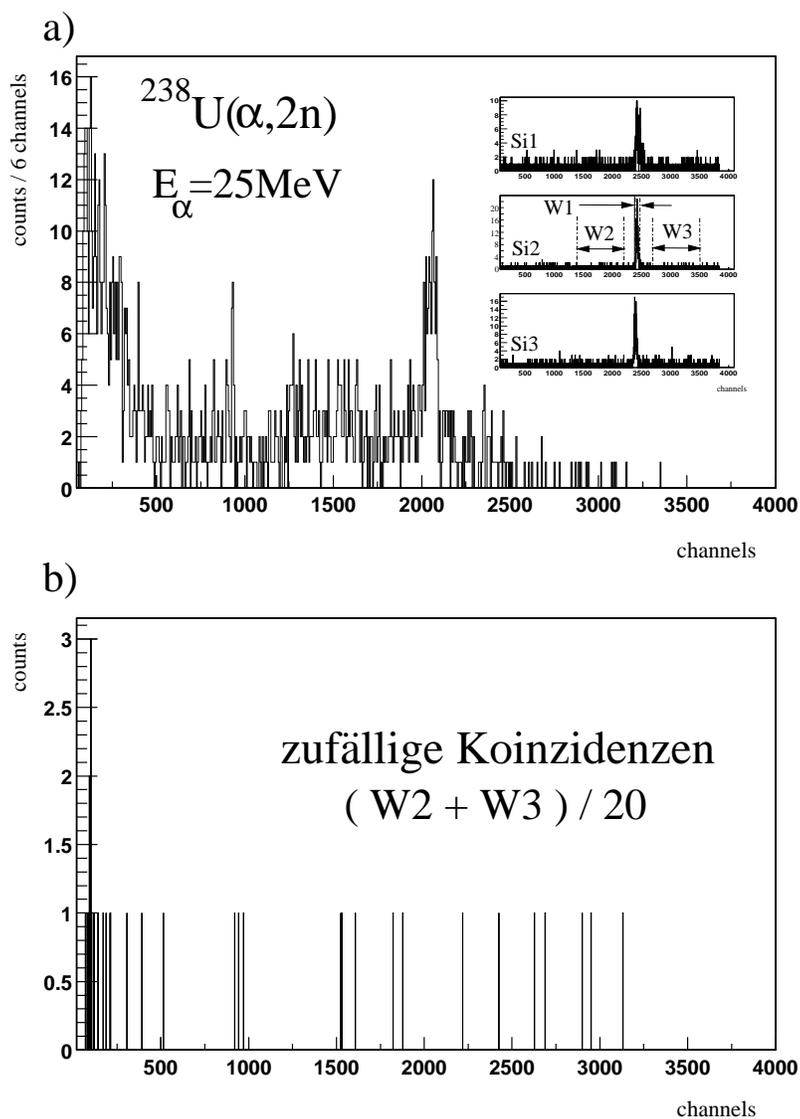


Abbildung 4.13: a) Das im 1. Konversionselektronen-Experiment, welches für den Elektronen-Energiebereich von 600-800 keV ausgelegt war, gemessene Spektrum prompt vom Target emittierter Elektronen in Koinzidenz mit verzögerter Spaltung. Dazu eingefügt die Zeitspektren der 3 Si(Li)-Zähler (Zeitdifferenz zwischen Elektronennachweis und verzögerter Spaltung), wobei für den Zähler Si2 das Koinzidenzfenster W1 mit einer Breite von 20 ns eingezeichnet ist.

b) Das per Zufallsauswahl um den Faktor 20 reduzierte Spektrum zufälliger Koinzidenz der Zeitfenster W2 und W3 von jeweils 200 ns.

Tabelle 4.3: Elektronen- und γ -Energien, Intensitäten und Konversionskoeffizienten sowie die Interpretation der einzelnen Übergänge

E_e in keV	Intensität in %	E_γ in keV	Intensität in %	α_K	Interpretation der Übergänge
280.3	1.7	402.1	≤ 0.1	≥ 17	
289.7	2.3	411.5	0.4	5.75	
296.0	1.0	417.8	≤ 0.1	≥ 10	
393.0 (15)	0.7	514.8	≤ 0.8	(+ L-Linie (414.7keV))	$2^- \rightarrow 2^-$ (c \rightarrow b)
398.6 (14)	0.4	520.4			$3^- \rightarrow 3^-$ (c \rightarrow b)
407.2 (12)	0.4	529.0			$4^- \rightarrow 4^-$ (c \rightarrow b)
413.4	≤ 0.1	535.2 (2)	2.5 (3)	≤ 0.04	$2^- \rightarrow 3^-$ (c \rightarrow a)
416.8	≤ 0.1	538.6 (2)	1.5 (2)	≤ 0.07	$4^- \rightarrow 5^-$ (c \rightarrow a)
421.8 (13)	0.3	544	0.6		$5^- \rightarrow 5^-$ (c \rightarrow b)
433.0	0.7(3) -A	554.8 (2)	2.7 (3)	0.26 \pm 0.11	$2^- \rightarrow 2^-$ (c \rightarrow a)
434.7	A	556.5			$6^- \rightarrow 6^-$ (c \rightarrow b)
436.3		558.1 (3)	1.0 (3)		
439.1 (13)	0.1	561.0	1.8 (3)		$3^- \rightarrow 3^-$ (c \rightarrow a)
450.0 (14)	0.2	570.3	3.5 (5)		$4^- \rightarrow 4^-$ (c \rightarrow a)
460.4 (12)	0.7	582.9 (2)	1.1 (3)		$7^- \rightarrow 7^-$ (c \rightarrow b)
					$5^- \rightarrow 5^-$ (c \rightarrow a)
473.3 (15)	0.7(2) -B	595.1			$8^- \rightarrow 8^-$ (c \rightarrow b)
476.2 (15)	B	598.0			$6^- \rightarrow 6^-$ (c \rightarrow a)
487.5 (12)	0.3	609.3			
492.2 (12)	≤ 0.1	614.0			$7^- \rightarrow 7^-$ (c \rightarrow a)
501.0 (14)	0.2	622.8			
506.5 (10)	0.3	628.3			$9^- \rightarrow 9^-$ (c \rightarrow b)
515.8 (13)	0.2	637.8			
523.1 (12)	0.3	644.9			$10^- \rightarrow 10^-$ (c \rightarrow b)
617.8 (14)	0.12	739.6	≤ 0.2	≥ 0.6	$10^+ \rightarrow 10^+$ $\beta \rightarrow$ gs
625.8 (13)	0.19	747.6	≤ 0.2	≥ 0.95	$8^+ \rightarrow 8^+$ ($\beta \rightarrow$ gs)
630.7 (12)	0.20	752.5	≤ 0.7	≥ 0.3	$6^+ \rightarrow 6^+$ ($\beta \rightarrow$ gs)
636.4 (11)	0.36	758.2 (2)	1.6 (3)	≥ 0.25	$4^+ \rightarrow 4^+$ ($\beta \rightarrow$ gs)
643.2 (11)	0.49	765.0	≤ 0.2	≥ 2.5	$2^+ \rightarrow 2^+$ ($\beta \rightarrow$ gs)
648.1 (10)	0.33	769.9	≤ 0.2	≥ 1.7	$0^+ \rightarrow 0^+$ ($\beta \rightarrow$ gs)
657.1		778.9	1.2 (3)		$5^- \rightarrow 6^+$ (b \rightarrow gs)
664.3	0.2	786.1 (1)	36.6 (3)	(5.5 \pm 1.7) $\cdot 10^{-3}$	E1 $2^- \rightarrow 2^+$ (a \rightarrow gs)
677.9	0.16	799	0.9		
683.4		805.4 (2)	2.3 (3)		$3^- \rightarrow 2^+$ (a \rightarrow gs)
693.9		815.7 (3)	1.7 (3)		$8^- \rightarrow 8^+$ (b \rightarrow gs)
699.0		820.8 (2)	1.8 (3)		$6^- \rightarrow 6^+$ (b \rightarrow gs)
702.6		824.4 (3)	2.6 (4)		$4^- \rightarrow 4^+$ (b \rightarrow gs)
704.9		826.7 (3)	3.2 (4)		$2^- \rightarrow 2^+$ (b \rightarrow gs)
714.2		836	0.5		
724.2		846	0.6		
730	0.2 (1)	852	0.5	L-Linie (753keV)	
737		859	0.5		
742.7	0.12 (1)	864.5		L-Linie (765.0keV)	
770.3	0.12 (1)	892.1			

außer dem 786.1 keV Übergang kein weiterer γ -Übergang im II. Minimum von ^{240}Pu eine Intensität größer als 5 % relativ zur Gesamtzahl aller isomerer Zerfälle besitzt, sind im Konversionselektronenspektrum außer der in Abb. 4.12 mit einem Pfeil markierten Linie des Übergangs nur Linien nachweisbar, die von E0-Übergängen oder von Übergängen mit einer Multipolarität größer zwei stammen. Übergänge mit einer Multipolarität größer zwei werden allerdings aufgrund ihrer langen Lebensdauern vom konkurrierenden Spaltprozeß nahezu vollständig unterdrückt und somit kann ihr Auftreten ausgeschlossen werden. Aus diesen Gründen ist davon auszugehen, daß es sich bei den beobachteten Linien im Konversionselektronen-Spektrum ausschließlich um E0-Übergänge handelt und daß damit das Konversionselektronen-Spektrum neue und komplementäre Informationen zur γ -spektroskopischen Messung liefert.

Am auffälligsten im Konversionselektronen-Spektrum in Abb. 4.12 ist die breite Struktur zwischen 620 und 650 keV, die in sechs einzelne Linien mit vergleichbarer Intensität und einer Linienbreite von ca. 4.0 keV aufgelöst werden kann. Nachdem im entsprechenden Energiebereich des γ -Spektrums keine besonders intensiven Übergänge auftreten, läßt sich, wie aus Spalte 5 in Tab. 4.3 zu entnehmen, ein Konversionskoeffizient von $\alpha_K \geq 0.25$ für die im Konversionselektronen-Spektrum nachgewiesenen Übergänge abschätzen. Mit einem solch großen Wert sind entsprechend den theoretisch berechenbaren Konversionskoeffizienten nur Übergänge mit E0-Charakter in Übereinstimmung zu bringen. Als wahrscheinlichste Interpretation ist daher die Struktur als Resultat des Zerfalls einer Rotationsbande anzusehen, die auf dem energetisch am tiefsten liegenden β -Phonon aufbaut.

Die Niveauabstände der $K^\pi = 0^+$ β -Bande nehmen dabei mit zunehmenden Drehimpulsen weniger stark zu als die Energieabstände in der Rotationsbande, die auf dem Grundzustand im II. Minimum aufbaut. Diese auf den Einfluß der Rotation ("centrifugal stretching") zurückführbare Eigenschaft, die zur Aufhebung der Entartung der $J_\beta \rightarrow J_g$ -Übergänge führt, ermöglichte erst die Beobachtung individueller Linien. Die Anordnung der Niveaus und die Zuordnung der Linien im Konversionselektronenspektrum zu den $J_\beta \rightarrow J_g$ Übergängen läßt sich aufgrund der im Konversionselektronen-Spektrum gemessenen Intensitätsverhältnisse und den im folgenden Abschnitt dargestellten Überlegungen begründen.

4.5.3 Identifikation der ersten angeregten β -Vibrationsbande

Die gemessene Struktur stimmt sehr gut mit sehr ähnlichen, eng benachbarten E0-Sequenzen in den Konversionselektronen-Spektren aus den Messungen von Goerlach et al. (siehe Abb. 4.15) und von Hoogduin et al. (siehe Abb.

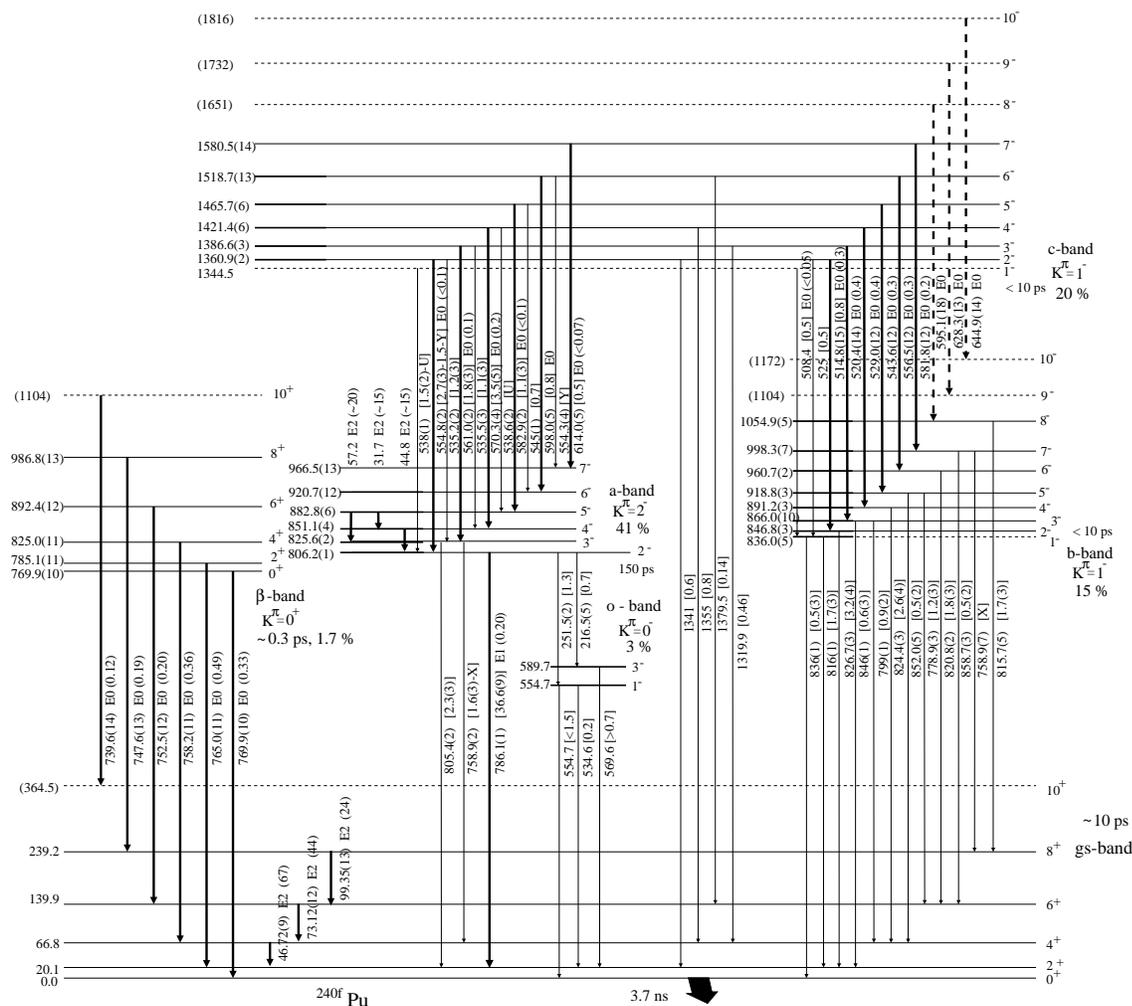


Abbildung 4.14: Niveauschema im II. Minimum von ^{240}Pu . Mit dicken Linien sind jene Übergänge markiert, die in den Konversionselektronen-Experimenten mit signifikanter Statistik eindeutig identifiziert werden konnten. Gestrichelt markierte Übergänge und Niveaus besitzen dagegen eine geringere Signifikanz, so daß sie nur als vorläufig eingeordnet werden konnten. Dieses Niveauschema wurde in Ref. [GAS01] publiziert. Die Statistik der im 1. Experiment nur schwach aufgetretenen E0-Übergänge zwischen der c- und der a-Bande bzw. zwischen der c- und der b-Bande konnte im 2. Experiment [MER02] soweit verbessert werden, daß eine zweifelsfreie Einordnung möglich wurde.

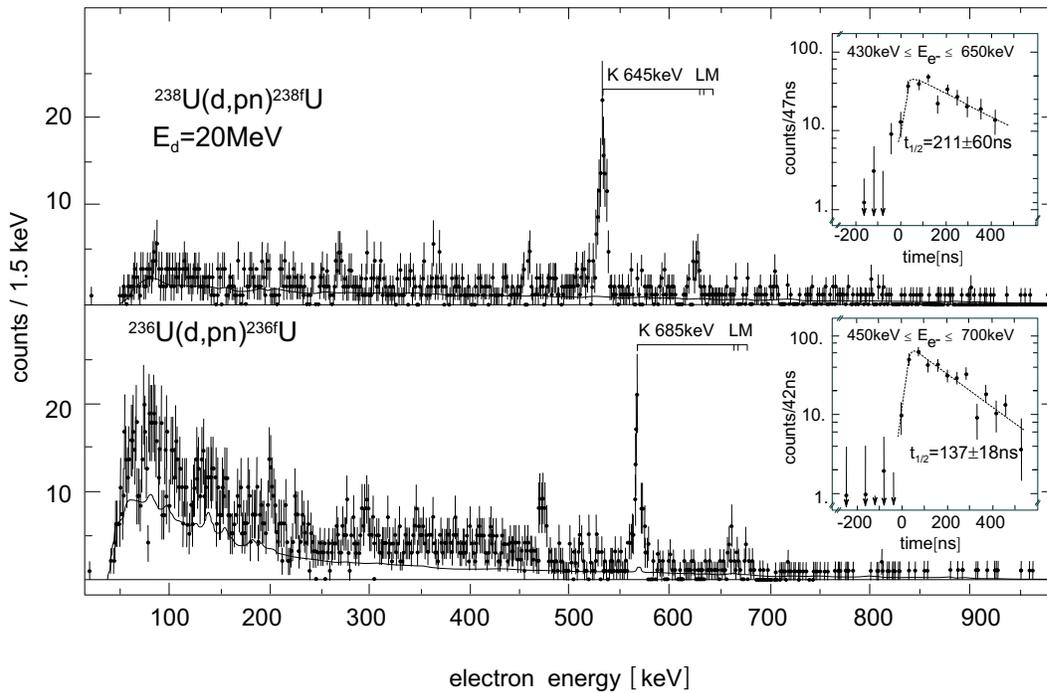


Abbildung 4.15: Die Energiespektren der mit der verzögerten Spaltung von $^{236,238}\text{U}$ koinzidenten Konversionselektronen mit den zugehörigen Zeitspektren der Koinzidenzen [GOE78]. Man erkennt in beiden Spaltisomeren die Struktur der ersten angeregten β -Bande bei 645 keV (^{238f}U) bzw. bei 685 keV (^{236f}U).

4.16) überein. In diesen Experimenten gelang es, die am niedrigsten liegenden β -Vibrationsbanden im II. Minimum von $^{236,238}\text{U}$ [GOE78] bzw. im I. Minimum von ^{234}U und ^{240}Pu [HOO96] zu messen. In allen Experimenten wurde dabei die $(\alpha, 2n)$ -Reaktion zur Population der angeregten Zustände mit einer Projektilenergie von $E_\alpha = 25$ MeV verwendet, wodurch sich die Interpretation der spektroskopischen Ergebnisse auf einen identischen Populationsmechanismus stützen kann. Goerlach et al. [GOE78] konnten zwar in ihren Experimenten die einzelnen $J_\beta \rightarrow J_g$ -Übergänge nicht auflösen, aber die doppelte Breite der Strukturen im Verhältnis zum experimentellen Auflösungsvermögen wurde als nachhaltiges Argument bei der Interpretation der Strukturen als Zerfall der am tiefsten liegenden β -Vibrationsbande verwendet. Hoogduin et al. [HOO96] konzentrierten sich in ihren Messungen auf das wesentlich stärker populierte I. Minimum, was in einem Konversionselektronen-Spektrum mit erheblich besserer Statistik resultierte, in dem Sequenzen von eng beieinander liegenden, aber aufgelösten E0-Übergängen aus dem Zerfall der $K^\pi = 0^+$ -Bande im I. Minimum sichtbar sind.

Analysiert man die relativen Intensitäten der Übergänge in den charakteristischen

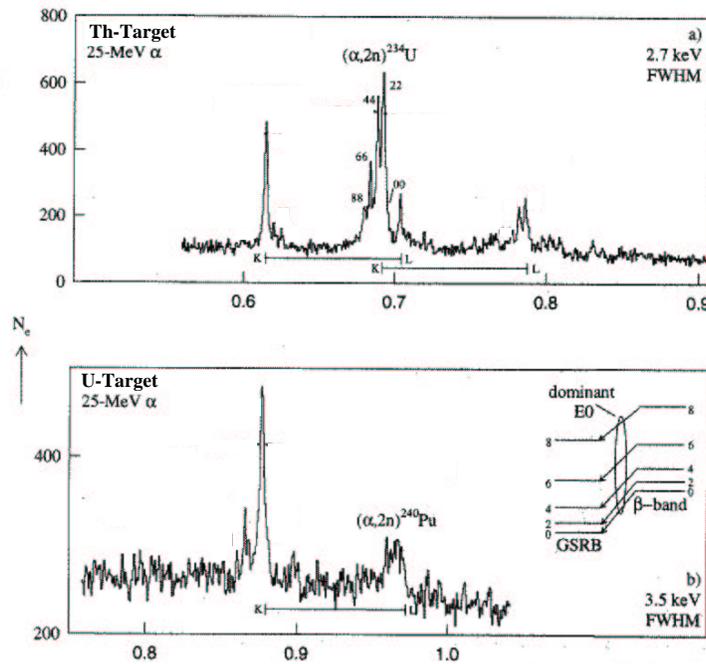


Abbildung 4.16: Konversionselektronen-Spektren aus α -induzierten Reaktionen an einem Th- (Teil a) bzw. U-Target (Teil b) [HOO96], die charakteristische Strukturen aufweisen. Neben den besonders gekennzeichneten Anteilen der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion sind als ausgeprägte Strukturen auch Beiträge aus (α, α') -Reaktionen erkennbar. Die besonders gekennzeichneten Strukturen aus den Beiträgen der $(\alpha, 2n)$ -Reaktion stammen dabei von $J_\beta \rightarrow J_g$ E0-Übergängen aus dem Zerfall der ersten angeregten β -Vibrationsbande, wie sie im Einschub von Figur b) eingezeichnet sind.

Strukturen der Konversionselektronen-Spektren von ^{234}U und ^{240}Pu , so ergibt sich ein weiteres plausibles Argument für die Interpretation der Strukturen als Zerfälle von $K^\pi = 0^+$ β -Vibrationsbanden. Die in Abb. 4.17 aufgetragenen relativen Intensitätsverhältnisse dieser Übergänge im I. Minimum von ^{234}U und ^{240}Pu [FIR96], sowie jener im II. Minimum von ^{240}Pu zeigen ein konsistentes Verhalten, welches gut mit den theoretisch wie experimentell ermittelten Drehimpulsverteilungen der ebenfalls eingezeichneten Grundzustandsbande von ^{240}Pu sowie mit den Verteilungen der weiteren, aus der γ -Spektroskopie bekannten kollektiven Banden im II. Minimum (siehe Abb. 3.6), übereinstimmt. Wie sich aus den Abbildungen ablesen läßt, liegt das Maximum der Verteilung bei Drehimpulsen von $2 \hbar$. Zustände mit Drehimpulsen größer $10 \hbar$ werden nicht mit zum Nachweis ausreichender Intensität populiert.

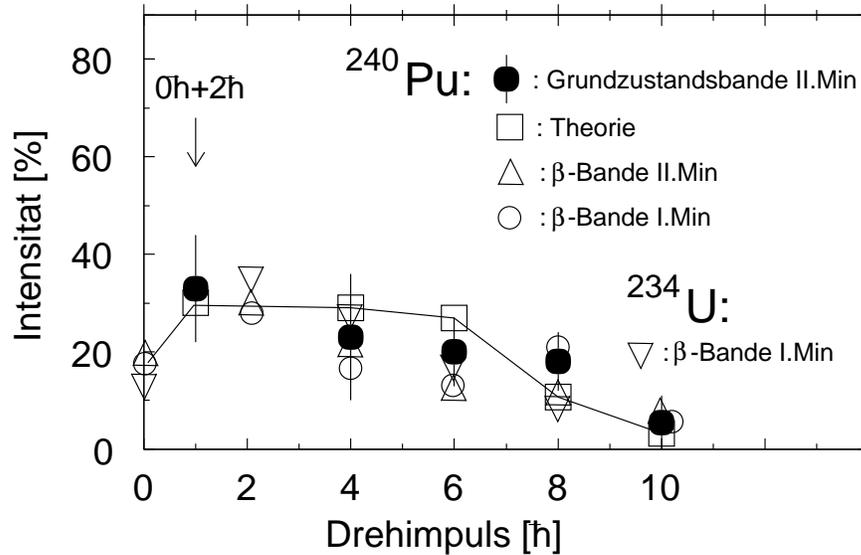


Abbildung 4.17: Experimentell ermittelte Drehimpulsverteilungen für die β -Vibrationsbanden im I. und II. Minimum von ^{240}Pu , der Grundzustandsrotationsbande im II. Minimum von ^{240}Pu und der β -Bande im I. Minimum von ^{234}U , zusammen mit der theoretisch berechneten Verteilung nach Ref.[WIN95, PAN98]. Das Maximum liegt bei allen Verteilungen bei $2\hbar$ und Spinzustände mit $>10\hbar$ werden nicht populiert.

Als eine äußerst effiziente Methode zur Bestimmung der Multipolarität von Übergängen kann in Konversionselektronen-Experimenten auch die Analyse des Intensitätsverhältnisses von K zu L-Konversionselektronen herangezogen werden. Dazu sind in Tab. 4.4 das im Rahmen dieser Arbeit gemessene K/L-Verhältnis der 620 - 650 keV Struktur aus dem Konversionselektronen-Spektrum von ^{240f}Pu , zusammen mit den experimentellen Werten von ^{236f}U und ^{238f}U [GOE78], den theoretischen Werten von Übergängen mit unterschiedlicher Multipolarität (E0, E1, E2, M1, M2) [FIR96] gegenübergestellt. Das experimentell ermittelte K/L-Verhältnis der 620 - 650 keV Struktur ergab sich dabei aus der Mittelung über die K/L-Verhältnisse aller in der Struktur auftretenden Linien. Wie sich ablesen läßt, ist jedoch aufgrund der experimentellen Ungenauigkeit eine eindeutige Zuordnung der Multipolarität nicht möglich. Lediglich reine E2-Übergänge scheinen nach den theoretischen Werten ausgeschlossen zu sein. Zusätzlich ist in Tab. 4.4 die mittels der theoretischen Konversionskoeffizienten berechnete Gesamtanzahl der γ - und Konversionselektronen-Übergänge $N_{tot} = N_\gamma + N_{e^-}$ angegeben, die pro verzögerter Spaltung auftreten müßten, um die beobachteten Intensitäten der K-Linien erklären zu können. Alle Übergänge, außer denen mit E0-Multipolarität, würden unrealistisch bzw. außergewöhnlich große Anregungsintensitäten der zerfallenden Zustände erfordern, um mit den beobachteten Intensitäten der K-Linien übereinzustimmen.

Geht man von der Annahme aus, dass es sich bei der 620 - 650 keV Struktur im Elektronenspektrum um $J_\beta^+ \rightarrow J_g^+$ E0-Übergänge handelt, können grundsätzlich auch $J_\beta^+ \rightarrow (J-2)_g^+$ E2-Übergänge zwischen der β -Bande und der Rotationsbande des Grundzustands auftreten. Nachdem sie im γ -Spektrum nicht identifiziert werden konnten, können sie entweder nur von anderen Übergängen überlagert sein oder unterhalb der Intensitäts-Nachweisgrenze liegen. Die Intensitätsverhältnisse konkurrierender Zerfälle der Rotationszustände der β -Vibrationsbande in die Grundzustandsbande lassen sich in einem Rotations-Vibrations-Modell wie folgt berechnen [ALD72], wobei mit I_e die Intensität eines E0-Zerfalls, bzw. mit I_γ jene des konkurrierenden E2 γ -Zerfalls aus der β -Bande in die Grundzustandsrotationsbande ausgedrückt wird.

$$\frac{I_e(E0, J_\beta \rightarrow J)}{I_\gamma(E2, J_\beta \rightarrow (J+2))} \approx 4\beta^2 \frac{(2J+1)(2J+3)}{J(J+1)} \quad (4.3)$$

Durch die Abhängigkeit von der Deformation gemäß β^2 erfolgt im II. Minimum eine stärkere Verschiebung des Verhältnisses zu Gunsten des E0-Übergangs, verglichen mit der Situation im I. Minimum. Aus der Deformation des II. Minimums von $\beta = 0.6$ ergibt sich für jeden der Zustände vom 2^+ - bis zum 8^+ -Zustand eine γ -Intensität relativ zur Population des II. Minimums von < 0.1 %. In dieser geringen Intensität liegt die Ursache dafür, daß die E2 γ -Übergänge in der γ -Spektroskopie nicht beobachtet werden konnten, da der absolute Fehler bei der Intensitätsbestimmung bei $\Delta I_\gamma \leq 0.3$ % lag.

Tabelle 4.4: Phononenenergien, auf verzögerte Spaltung normierte Populationsintensitäten und K/L-Verhältnisse der ersten angeregten β -Vibrationsbanden der drei Spaltisomere $^{236f,238f}\text{U}$ und ^{240f}Pu . Die Nomenklatur ist in Anlehnung an die Tabelle I in [GOE82] vorgenommen worden. Mit K/DF ist die experimentelle Intensität der K-Übergänge bezogen auf die Anzahl der verzögerten Spaltungen (“Delayed Fission”) angegeben. Weiterhin sind im unteren Teil der Tabelle für die wichtigsten Multipolaritäten $\sigma\lambda$ die theoretischen K/L-Verhältnisse und die berechnete Gesamtanzahl der Elektronen- und γ -Übergänge $N_{tot}^K = (N_\gamma + N_e)$ pro verzögerte Spaltung aufgeführt die nötig wären, um die beobachteten Intensitäten der K-Linien zu erklären [FIR96, GOE78].

		^{238f}U	^{236f}U	^{240f}Pu
$\hbar\omega_\beta$		645 keV	685 keV	770 keV
K_e / DF		3.5 %	2.0 %	1.7 %
K/L^{exp}		4.8 ± 1.2	4.7 ± 1.4	5.0 ± 1.3
$\sigma\lambda$	$(\frac{K}{L})^{theor}$	$(N_\gamma + N_e)/\text{DF}$		
E0	5.3	0.043	0.024	0.020
E1	5.7	5.50	3.70	4.70
E2	2.9	2.00	1.25	1.40
M1	5.2	0.35	0.23	0.28
M2	4.2	0.14	0.095	0.13

Schließlich spiegelt die Zerfallsintensität der β -Bande ebenfalls eine erwartete Situation wider. Die Bevölkerung bzw. der Zerfall im II. Minimum über die β -Vibrationsbande sollte umso stärker sein, je tiefer die Anregungsenergie des ersten β -Phonons liegt. Im Falle von ^{238f}U , wo das erste β -Phonon im II. Minimum bei 645 keV auftritt, beträgt die Gesamtintensität der Elektronen- und γ -Übergänge 4.3 % (relativ zur Anzahl der verzögerten Spaltungen). Für das erste β -Phonon von ^{236f}U bei $\hbar\omega_\beta = 685$ keV liegt der Wert bei 2.4 % und für ^{240f}Pu mit $\hbar\omega_\beta = 770$ keV wurde nun ein Wert von 2.0 % gemessen. Auf die geringe Intensität der β -Bande im Vergleich zu den Zuständen mit negativer Parität wird im Folgenden noch näher eingegangen.

4.5.4 Diskussion des Niveauschemas im II. Minimum von ^{240}Pu

Die negativen Paritäten der a- und b-Bande konnten bereits aus den Daten von Pansegrau et al. [PAN00] bestimmt werden, wohingegen die Parität der c-Bande nicht festgelegt werden konnte. Geht man von einer negativen Parität der c-Bande aus, so sind E0-Übergänge zwischen den Niveaus mit gleichen Spinwerten von der c-Bande in die b-Bande ($J_c \rightarrow J_b$) sowie zwischen der c-Bande und der a-Bande ($J_c \rightarrow J_a$) zu erwarten. Im Konversionselektronen-Spektrum lassen sich diese E0-Übergänge zwischen der c- und b-Bande ($J_c \rightarrow J_b$) bis zu Spinwerten von $6\hbar$ eindeutig identifizieren, womit die negative Parität der c-Bande festgelegt werden konnte. Ob es sich bei der c- und b-Bande um eine $K^\pi = 1^-$ - oder um eine $K^\pi = 2^-$ -Bande handelt, lässt sich zwar nach diesem Experiment nicht mit endgültiger Sicherheit sagen, aber sehr vieles spricht für $K^\pi = 1^-$ -Banden. Subtrahiert man den L_I -Anteil der intensiven E0-Übergänge bei $E_\gamma = 411$ keV, bleibt der $2_c^- \rightarrow 2_b^-$ -Übergang deutlich sichtbar. Für die Intensität des aus dem zu erwartenden glatten Intensitätsverlauf extrapolierten $1_c^- \rightarrow 1_b^-$ -Übergangs liegen Hinweise in Form von schwachen Linien im γ -Spektrum vor, sie liegt allerdings bereits unter der experimentellen Nachweisgrenze. Ginge man bei der b-Bande von einer $K^\pi = 2^-$ -Bande aus, würde man ähnlich wie bei der a-Bande nur einen starken Übergang in die Grundzustandsbande erwarten und nicht die vielen E1 γ -Übergänge zwischen b-Bande und Grundzustandsbande. Die starken E0-Übergänge zwischen b- und c-Bande sprechen für den gleichen Charakter der zwei Banden, wohingegen sich bei den schwächeren E0-Übergängen zwischen der c- und der a-Bande ($K^\pi = 2^-$) die K-Behinderung auswirkt. Aufgrund der etwas unterschiedlichen Trägheitsmomente in der c- und b-Bande gruppieren sich die Übergänge zwischen den Banden allerdings nicht in einem engen Energiebereich, sondern verteilen sich über einen Bereich von ca. 50 keV.

Bei der Diskussion des Niveauschemas ist generell anzumerken, daß die Tatsache, daß es sich bei ^{240f}Pu um einen idealen starren Rotator handelt, eine wesentliche Hilfestellung bei der Identifikation von Rotationsbandenübergängen leisten kann. Einen glatten Verlauf der Trägheitsmomente vorausgesetzt, erlaubt bereits die sichere Identifikation weniger Zustände einer Rotationsbande bei niedrigen Drehimpulsen sichere Vorhersagen über die Lage der Zustände mit höheren Spins. So können auch Übergänge im Spektrum mit begrenzter statistischer Signifikanz ins Niveauschema verlässlich eingeordnet werden.

Extrapoliert man die Trägheitsmomente der c- und b-Bande zu höheren Spins, so sind Übergänge in einem noch größeren Energiebereich zu erwarten. Im Konversionselektronenspektrum findet man Anhaltspunkte für Übergänge zwischen den Niveaus mit Spinwerten von $7\hbar$ bis $11\hbar$. Genau bei den durch die Extrapolation

vorhergesagten Übergangsenergien zeigt das Konversionselektronen-Spektrum Linien, die den Übergängen zwischen den Niveaus ($J_c \rightarrow J_b$) mit Spins von $7\hbar$ bis $11\hbar$ zugeordnet werden können. Diese Zustände wurden zwar nicht in das in Ref. [GAS01] publizierte Niveauschema aufgenommen, finden sich jedoch in der erweiterten Form von Ref. [THI00] wieder, auf die im folgenden Kapitel näher eingegangen wird.

Verwunderlich ist dagegen, daß die starken E2/M1-Übergänge ($J_c \rightarrow J_a$) zwischen der c-Bande und der $K^\pi = 2^-$ -Bande bei 806 keV (a-Bande) nur eine geringe Beimischung von E0-Übergängen von maximal 10 % aufweisen. Allerdings gelang es im hochenergetischen Teil des γ -Spektrums von Pansegrau et al. [PAN00] Linien zu identifizieren, die direkten Übergängen zwischen der c-Bande und der Grundzustandsbande ($J_c \rightarrow J_g$) und ($J_c \rightarrow (J+1)_g$) zugeordnet werden können und somit die Anordnung der Banden im Niveauschema stützen [THI00]. Obwohl die Intensität der hochenergetischen Übergänge gering ist und damit kein zwingender direkter experimenteller Nachweis der 1^- -Bandenkopfniveaus der c-Bande vorliegt, stärken die intensiven E0-Übergänge von der c-Bande zur b-Bande ($K^\pi = 1^-$) die Argumentation zugunsten einer $K^\pi = 1^-$ c-Bande. Im E0-Zerfall der c- zur b-Bande zeigt sich somit die Charakteristik einer auf der b-Bande aufbauenden β -Bande, während die fehlende E0-Intensität im Zerfall der c-Bande zur a-Bande auf eine γ -Bandenstruktur relativ zur a-Bande hindeutet. Somit zeigen sich im Verhalten der c-Bande Hinweise auf eine Bandenmischung in der Wellenfunktion.

Neben der ausgeprägten Struktur bei 620 keV tritt im Konversionselektronenspektrum noch eine starke Konzentration von E0-Übergängen zwischen 280 keV und 300 keV auf. Diese Struktur kann man mit drei Linien bei 280.3 keV (1.7%), 289.7 keV (2.3%) und 296.0 keV (1.0%) beschreiben, aber aufgrund ihrer Breite ist denkbar, daß weitere energetisch naheliegende E0-Übergänge ebenfalls in dieser Struktur enthalten sind. Aufgrund der Stärke der Struktur mit den drei dominierenden Linien ist anzunehmen, daß es sich um Übergänge handelt, die etwa 411 keV auseinanderliegende Banden mit vergleichbaren Trägheitsmomenten verbinden. Die große Intensität der Linien schließt allerdings ein "Feeding" der β -Bande oder der theoretisch vorhergesagten 0^- -Oktupolbande aus. Auch die direkte Bevölkung der Rotationsbande des Grundzustands über diese Übergänge kann aufgrund der Kenntnisse über die Lage von weiteren kollektiven Anregungen aus den Transmissionsresonanz-Experimenten ausgeschlossen werden. Die E0-Übergänge stammen daher mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit aus bisher noch nicht eingeführten Banden, die in Verbindung mit den drei Banden mit negativer Parität (a, b und c) stehen. Ähnlich wie bei diesen sollte dann aber auch der direkte Zerfall der neuen Banden in die Grundzustandsbande über E1-Übergänge beobachtet werden können.

Wie im Kapitel 4.6 noch im Detail diskutiert wird, lassen sich die E0-Übergänge durch die Einführung von zwei $K^\pi = 1^-$ -Banden mit Bandenkopfenergien von 1246 keV (d-Bande in Abb. 4.20) und 936 keV (e-Bande in Abb. 4.20) sehr gut einordnen. Die Übergänge zwischen den Banden bei 1246 keV und 936 keV einerseits und der b-Bande (836 keV) und der c-Bande (1344 keV) andererseits entsprechen sehr gut den gemessenen Übergangsenergien von etwa 411 keV. Die NaJ-Messungen von Pansegrau [PAN94], welche Banden mit Bandenkopfenergien in diesem Bereich voraussagen, stärken diese Annahme weiter. Zudem lassen sich die zu erwartenden Übergänge zwischen den neuen Banden und der Grundzustandsbande auch noch im hochenergetischen Teil des γ -Spektrums als schwache Linien beobachten. Ein weiterer in diesem Zusammenhang interessanter Aspekt ist, daß in den Konversionselektronen-Messungen im II. Minimum von ^{236f}U und ^{238f}U ebenfalls bereits E0-Übergänge mit Energien von 400 keV nachgewiesen wurden.

Obwohl in den ^{240}Pu -Experimenten die Nachweiseffizienz der Konversionselektronen ab Energien von 400 keV kontinuierlich abnahm, ist davon auszugehen, daß im Energiebereich bis hinab zu 100 keV keine weiteren intensiven E0-Übergänge existieren und damit die Messung den Energiebereich bis zu den höchsten von Specht et al. [SPE72] nachgewiesenen Konversionsenergien abdeckt. Im Rahmen der Genauigkeit der Energieeichung, bei der die 267 keV und 320 keV-Linien einer ^{133}Ba Quelle als tiefstliegende Eichpunkte verwendet wurden, sind im Energiebereich um 90 keV vergleichbare Strukturen im neu gemessenen Konversionselektronenspektrum und dem von Specht et al. [SPE72] gemessenen erkennbar.

Im Niveauschema (Abb. 4.14) wurde die von Specht et al. gemessene Grundzustandsrotationsbande durch Extrapolation mittels des Trägheitsmoments um das 10^+ -Niveau bei 364.5 keV ergänzt, nachdem der im Konversionselektronenspektrum beobachtete Zerfall des 10^+ -Zustandes einen klaren Hinweis auf diesen Zustand lieferte. Aus der Populationsstärke des 10^+ -Zustandes und des 8^+ -Zustandes in der β -Bande erwartet man auch die Anregung des 10^+ -Zustandes der Grundzustandsbande. Allerdings ist für den $10^+ \rightarrow 8^+$ -Übergang bereits die Emission von Elektronen aus der K-Schale energetisch möglich (K-Konversion), wodurch die kinetische Energie der emittierten Elektronen mit 3.5 keV unterhalb des Energiebereiches liegt, der in der Messung von Specht et al. zugänglich war. Gleichzeitig reduziert sich auch die Intensität der L-Linien noch um den Faktor 3 bis 5 [KRA98, CHW56], womit die L-Linien dieses Übergangs unterhalb der Nachweiseffizienz von Specht et al. lagen und nicht beobachtet werden konnten. Oberhalb von 97 keV bestimmen dann die Linien von Konversionselektronen aus der K-Schale mit den zugehörigen schwächeren Linien der Elektronen aus der L-Schale wieder die Struktur des Elektronenspektrums.

4.6 Erweiterung des Niveauschemas durch die Interpretation schwacher Übergänge

Vor allem über die Frage nach der Einordnung der starken E0-Übergänge um 411 keV, kombiniert mit der intensiven Analyse des γ -Spektrums und hier vor allem durch die Analyse des hochenergetischen Teils des Spektrums kann das in Abb. 4.14 abgebildete Niveauschema noch erweitert werden. Wie im Kap. 4.5.1 bereits angemerkt, läßt sich die starke Konzentration von E0-Übergängen zwischen 280 keV und 300 keV in drei Linien mit 280 keV, 289 keV und 296 keV auflösen, die von Übergängen zwischen Banden mit vergleichbaren Trägheitsmomenten stammen sollten. Da aufgrund der großen Intensitäten und der Erkenntnisse aus früheren Transmissionsresonanz-Experimenten [GLA76, GOE78, JUS80] ein Feeding der β -, der $K^\pi = 0^-$ -Oktupolbande und der Grundzustandsbande ausgeschlossen werden kann, ist mit hoher Wahrscheinlichkeit davon auszugehen, daß hier der E0-Zerfall bislang noch nicht eingeordneter Banden in die a-, b- und c-Bande beobachtet wurde. Ausgehend von der K^π -Zuordnung dieser 3 Banden liegt eine Identifikation der neuen Banden mit $K^\pi = 1^-$ nahe. Außer den Interband-Übergängen zwischen den neuen Banden und der a-, b- oder c-Bande müssen aber auch die direkten E1-Übergänge in die Grundzustandsbande existieren. Eine schlüssige Anordnung der neuen Banden läßt sich somit nur dann erreichen, wenn der Zerfall der Bande sowohl mit den Daten der Konversionselektronen-Messungen wie auch mit denen aus den γ -spektroskopischen Messungen in Einklang zu bringen ist. Entsprechend den E0-Übergängen aus dem Konversionselektronen-Spektrum zwischen 280 und 300 keV ergeben sich verschiedene Alternativen für die Anordnung neuer Banden im Niveauschema. Der im folgenden diskutierte Vorschlag einer konsistenten Anordnung ließ sich allerdings erst durch die Identifikation der zu erwartenden E1-Übergänge (vom direkten Zerfall der Banden in die Grundzustandsrotationsbande) im hochenergetischen Teil des γ -Spektrums (Abb. 4.18) bestimmen.

In der detaillierten Analyse des hochenergetischen Teils des γ -Spektrums in Abb. 4.18 gelang es, neben den $I_c \rightarrow (I+1)_g$ und den $I_c \rightarrow I_g$ -Übergängen auf einem vergleichbaren Signifikanzniveau die $I_d \rightarrow (I+1)_g$ und $I_d \rightarrow I_g$ -Übergänge sowie die $I_e \rightarrow (I+1)_g$ und $I_e \rightarrow I_g$ -Übergänge zwischen zwei weiteren Rotationsbanden bei 1246 keV (d-Bande) bzw. 936 keV (e-Bande) und der Grundzustandsrotationsbande zu identifizieren, wobei die zu erwartenden E0-Übergänge zwischen der c-Bande und der e-Bande bzw. zwischen der d-Bande und der b-Bande in der Struktur zwischen 280 und 300 keV im Konversionselektronen-Spektrum auftreten. Bei der Analyse des hochenergetischen γ -Spektrums geht ganz wesentlich die bereits erwähnte Eigenschaft von ^{240f}Pu als idealer starrer Rotator ein, die eine Konstruktion von Rotationsbanden aufgrund einer Extrapolation

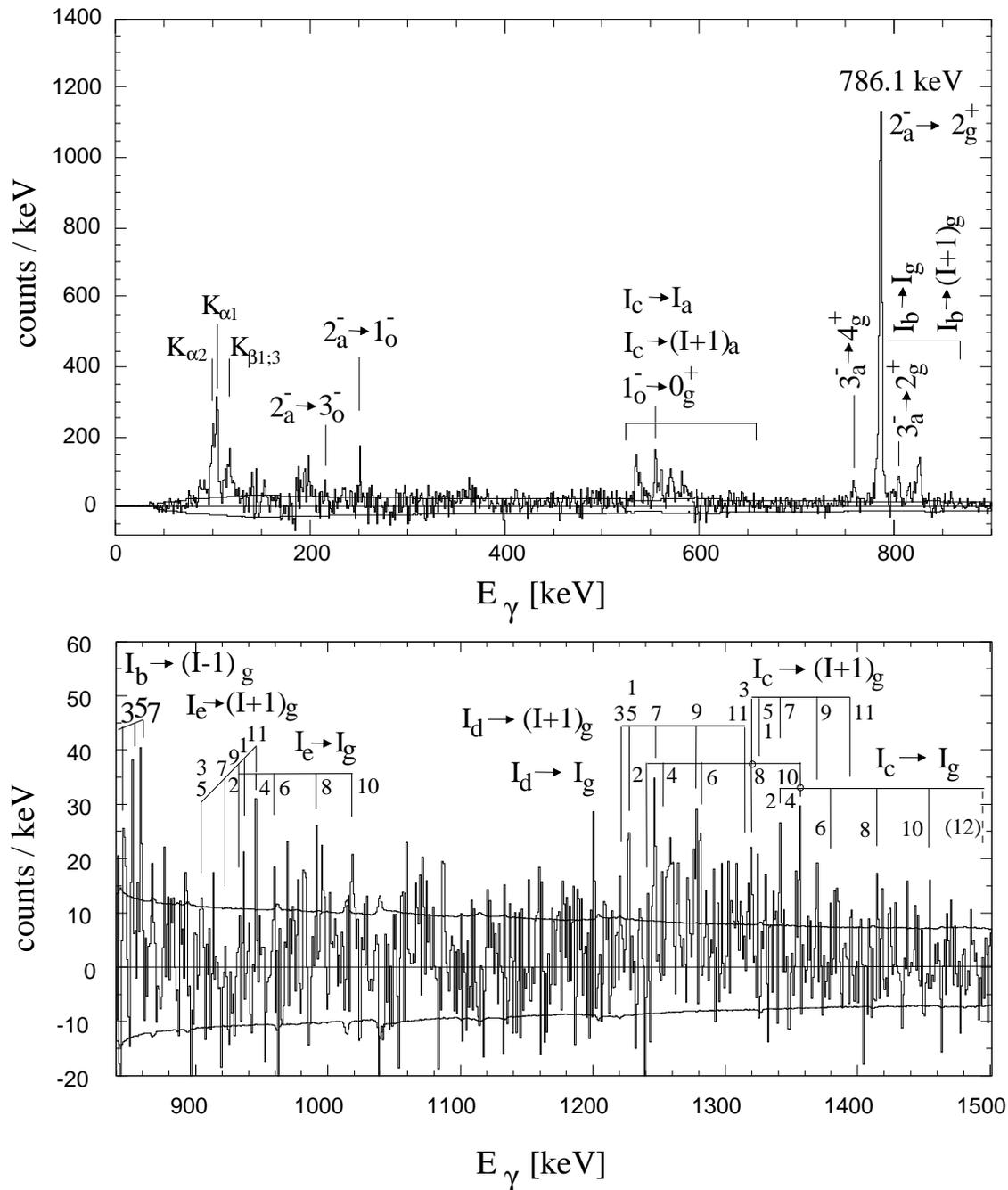
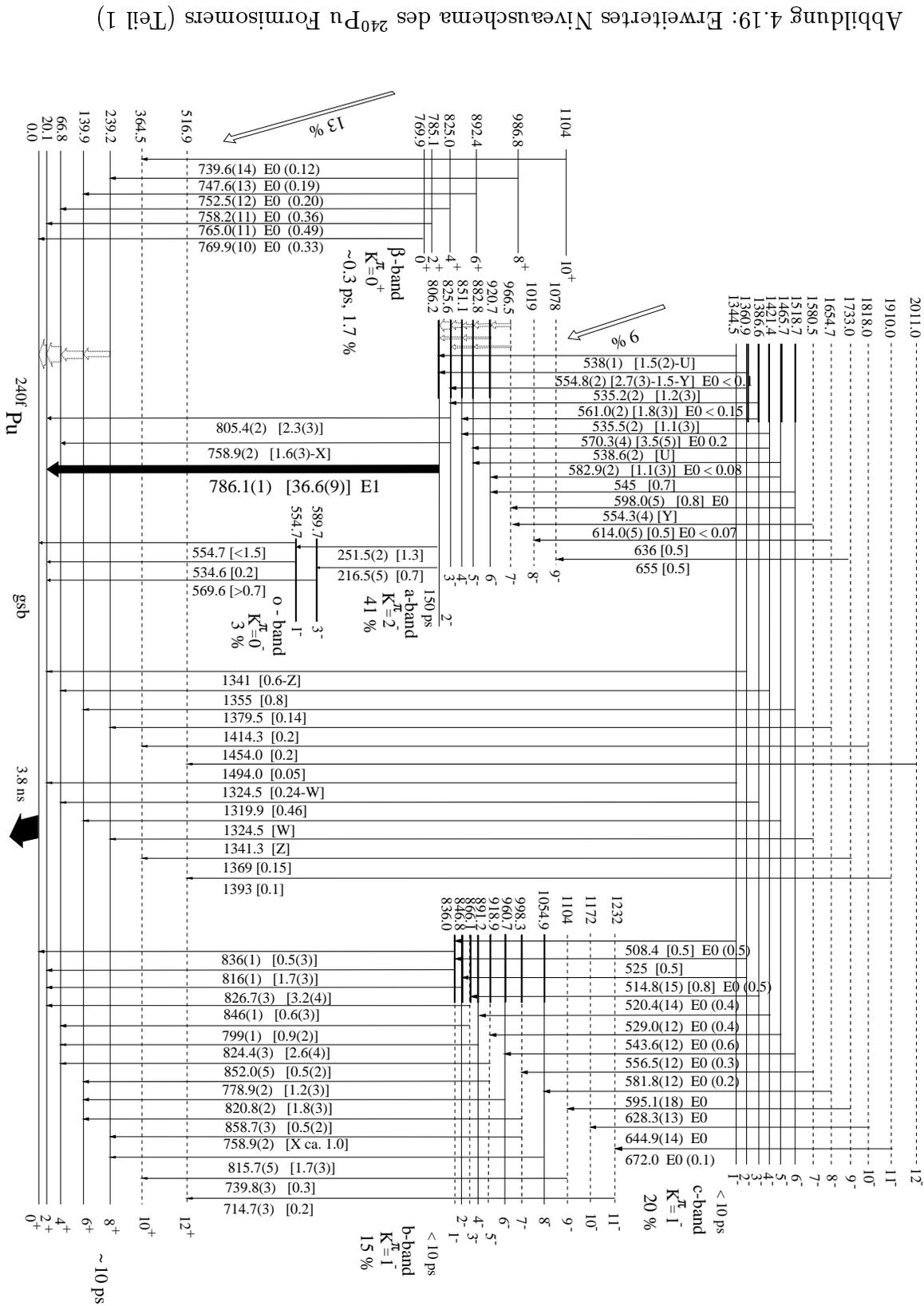


Abbildung 4.18: γ -Spektrum der γ -Übergänge im II. Minimum von ^{240}Pu im Energiebereich von 0 bis 1500 keV. Im hochenergetischen Teil des Spektrums sind Übergangssequenzen markiert, die sich aus einer kombinierten Analyse von γ - und Elektronendaten unter Ausnutzung der starren Rotationsstruktur von ^{240}Pu ergeben. Diese sind in Abb. 4.19 und 4.20 in das erweiterte Niveauschema eingeordnet. Der mit Linien ober- und unterhalb der Energieachse begrenzte Bereich gibt die statistischen 1σ -Schwankungen für ein reines Untergrundspektrum wieder [PAN00].

des Verlaufs des Trägheitsmoments auch in Situationen mit extrem begrenzter Statistik erlaubt.

Ein um die e- und d-Bande erweitertes Niveauschema aller bisher bekannten Zustände im II. Minimum von ^{240}Pu ist in den Abb. 4.19 und 4.20 wiedergegeben. Dort sind auch die Fortsetzungen der bekannten Banden zu höheren Drehimpulsen eingetragen, die sich gleichfalls aus der gezielten Suche nach γ -Intensitäten an Stellen ergaben, wo man aus der Extrapolation der Trägheitsmomente der bekannten Banden Zustände höherer Anregungsenergien erwarten würde. Es handelt sich um das bislang detaillierteste Niveauschema von Zuständen im II. Minimum. Die Einordnung der neuen Niveaus wird zusätzlich noch durch die γ -Spektroskopie des II. Minimums mit den NaJ-Detektoren der Heidelberger Kristallkugel gestärkt. Dort wurden Übergänge zwischen Niveaus, die den Energien der c-, d- bzw. e-Bande entsprechen und der Grundzustandsbande beobachtet [PAN94, PAN00]. Schließlich lassen sich durch die genaue Analyse des niederenergetischen γ -Spektrums noch Hinweise auf (entsprechend der Anordnung der Niveaus in Abb. 4.20 zu erwartende) γ -Übergänge zwischen der e- und der b-Bande, sowie zwischen der c- und der d-Bande finden. Im relevanten Energiebereich um 100 keV liegen die Röntgenübergänge von ^{240}Pu , für die in Ref. [PAN98] die experimentell gemessenen Energien und Intensitätsverhältnisse der $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ und $K_{\beta 1}/K_{\beta 1}$ -Übergänge den aus der Literatur bekannten Energien und Intensitätsverhältnissen [FIR96] gegenübergestellt sind. Die im Vergleich zu den Literaturwerten um 20 % zu großen Intensitäten von $K_{\alpha 2}$ und K_{β} relativ zu $K_{\alpha 1}$ weisen darauf hin, daß ein Teil der Intensität von γ -Übergängen zwischen den Kernniveaus der e- und b-Bande bzw. der c- und d-Bande stammen könnte.

Auffallend in der Analyse der direkten E1-Zerfälle der $K^{\pi} = 1^{-}$ -Banden in die Grundzustandsrotationsbande war die schlechte Übereinstimmung der Verzweigungsverhältnisse der $I \rightarrow (I + 1)$ und der $I \rightarrow (I - 1)$ Übergänge mit den Vorhersagen der Alaga-Regel (siehe Gl. 3.1). Die geringe Intensität der $I \rightarrow (I - 1)$ Übergänge wurde auch für die M1/E2-Übergänge zwischen der c- und der a-Bande beobachtet, wohingegen das Verzweigungsverhältnis der Übergänge aus der $K^{\pi} = 2^{-}$ -Bande (a-Bande) in die Grundzustandsbande sehr gut mit den Vorhersagen der Alaga-Regel übereinstimmt. Diese Diskrepanz ließe sich allerdings durch Korrekturterme höherer Ordnung in den Übergangsmatrixelementen entsprechend dem Mikhailov-Ansatz [BOM75] erklären oder aber durch eine geringe $K^{\pi} = 0^{-}$ -Beimischung in den $K^{\pi} = 1^{-}$ -Banden. Korrekturterme höherer Ordnung führen im Mikhailov-Ansatz zu einem zusätzlichen Beitrag, welcher bei entsprechendem Vorzeichen eine verringerte Intensität der $I \rightarrow (I - 1)$ - relativ zu den $I \rightarrow (I + 1)$ -Übergängen ergeben würde. Aber auch die Beimischung von $K^{\pi} = 0^{-}$ -Anteilen kann sich erheblich auf das Intensitätsverhalten auswirken, da in aller Regel die $\Delta K=0$ Übergänge schneller als die $\Delta K=1$ Übergänge sind



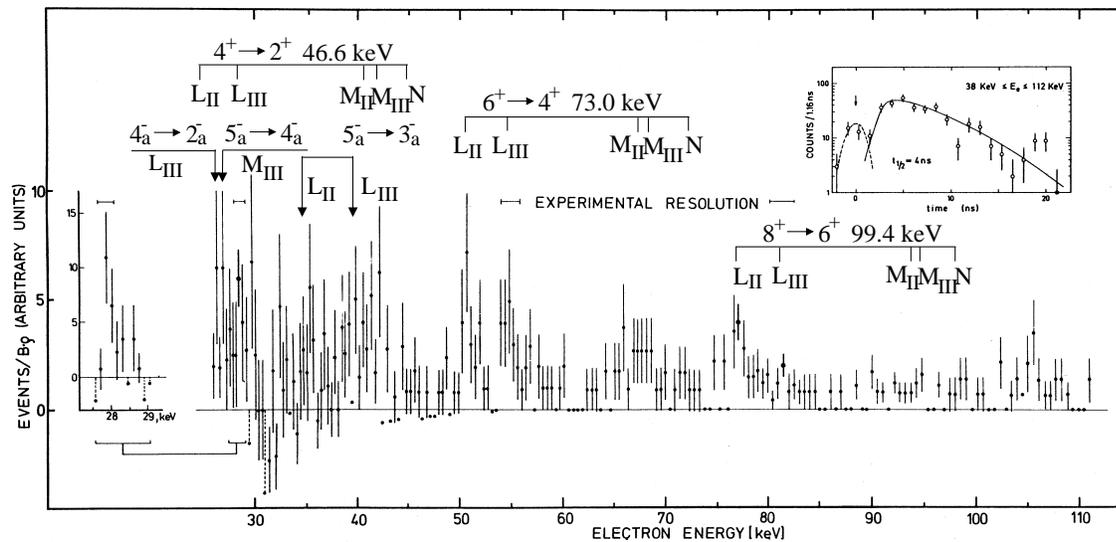


Abbildung 4.21: Das von Specht et al. [SPE72] gemessene Spektrum der Konversionselektronen der Übergänge im II. Minimum von ^{240}Pu . Eingezeichnet sind die damals bereits identifizierten L-, M- und N-Linien der $8^+ \rightarrow 6^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$, $4^+ \rightarrow 2^+$ Intradband-Übergänge in der Grundzustandsrotationsbande. Zusätzlich markiert sind die Stellen im Spektrum, an denen Konversionslinien aufgrund der $5^- \rightarrow 4^-$ (31.7 keV), $5^- \rightarrow 3^-$ (57.2 keV) und $4^- \rightarrow 2^-$ (44.8 keV) Intradband-Übergänge in der a-Bande zu erwarten sind. An allen markierten Stellen sind Intensitätsüberhöhungen zu erkennen.

[LOE75].

Ein weiterer sehr interessanter Aspekt ergibt sich, wenn man nochmals die hohe Intensität der a-Bande in Betracht zieht und die Niveauabstände in der Bande berechnet. Im Konversionselektronenspektrum von Specht et al. [SPE72] lassen sich nämlich bereits Anzeichen für die L- und M-Linien von Intradband-Übergängen der ($K^\pi = 2^-$)-Rotationsbande ausmachen. In Abb. 4.21 sind neben den bereits bekannten L, M und N-Linien der Intradband-Übergänge der Grundzustandsrotationsbande auch die Positionen der L- und M-Linien eingezeichnet, die für die $5^- \rightarrow 4^-$, $5^- \rightarrow 3^-$ und $4^- \rightarrow 2^-$ Intradband-Übergänge in der a-Bande zu erwarten sind. Bei den entsprechenden Energien sind deutlich Intensitätsüberhöhungen zu erkennen. Die aus dem Spektrum abgeschätzten Energien und Intensitäten der Übergänge sind daher im Niveauschema der Abb. 4.14 eingetragen. Mit den vorliegenden Erkenntnissen erscheint die erneute Messung des niederenergetischen Bereichs mit modernen spektroskopischen Methoden äußerst vielversprechend.

4.6.1 Diskussion der Trägheitsmomente

Das Auftreten superdeformierter Vibrationsanregungen im II. Minimum erlaubt eine klare Trennung zwischen Vibrations- und Rotationsanregungen, die sich auch in der vorliegenden kombinierten Analyse von γ - und Konversionselektronen-Daten niederschlägt. Während bislang zuerst die Vibrationseigenschaften untersucht und dargestellt wurden, sollen nun in einem weiteren Analyseschritt anhand der dynamischen Trägheitsmomente auch die Rotationseigenschaften im II. Minimum untersucht werden. Für die Rotationsbanden stellen die dynamischen Trägheitsmomente (berechnet aus den Anregungsenergien benachbarter Energieniveaus)

$$\Theta_2(J) = \frac{(E(J) - E(J - 1))}{2J} \quad (\text{für } \Delta J = 1) \quad \text{bzw.} \quad (4.4)$$

$$\Theta_2(J) = \frac{(E(J) - E(J - 2))}{4J - 2} \quad (\text{für } \Delta J = 2) \quad (4.5)$$

eine charakteristische Größe zur Bestimmung der Kerndeformation im II. Minimum bei unterschiedlichen Anregungsenergien dar. Sie sind für alle eindeutig identifizierten Banden von ^{240}Pu in Abb. 4.22 aufgetragen.

Aus der relativ guten Übereinstimmung des (näherungsweise konstanten) Trägheitsmoments der a-Bande und jenem der b-Bande mit dem der Grundzustands-Rotationsbande kann auf eine vergleichbare superdeformierte Konfiguration dieser Banden geschlossen werden. Das etwas geringere Trägheitsmoment der c-Bande im Vergleich zur Grundzustands-Rotationsbande könnte einen Hinweis auf eine Deformation geben, die zwischen der des normal deformierten I. Minimums und der des superdeformierten II. Minimums liegt. Die Trägheitsmomente der β -Bande sind dagegen um 10 - 20 % größer als in der Grundzustands-Rotationsbande, wobei sich eine starke spinabhängige Variation zeigt. Das Trägheitsmoment entspricht bei niedrigen Spinwerten jenem eines starren Rotators ($\Theta_{\text{rig}}/\hbar^2 \approx 200 \text{ MeV}^{-1}$) [MET74] und nähert sich mit zunehmendem Drehimpuls den Werten der Rotationsbande im Grundzustand an. Die Trägheitsmomente der b-Bande ($K^\pi = 1^-$) zeigen darüber hinaus eine ausgeprägte Schwankung zwischen geraden und ungeraden Spinwerten, ein sogenanntes “odd-even staggering”, wohingegen man einen glatten Verlauf der Trägheitsmomente bei getrennter Betrachtung der geraden bzw. ungeraden Drehimpulse findet. Solch ein “staggering” ist von ($K^\pi = 1^-$)-Banden wohldeformierter gg-Aktinidenkerne im I. Minimum bekannt. Erklären kann man dies durch die Coriolis-Wechselwirkung zwischen den $\pm K$ Komponenten der intrinsischen Kernwellenfunktion (“signature splitting”, [BOM75]). Das Mischungsverhältnis der K-Anteile in der intrinsischen

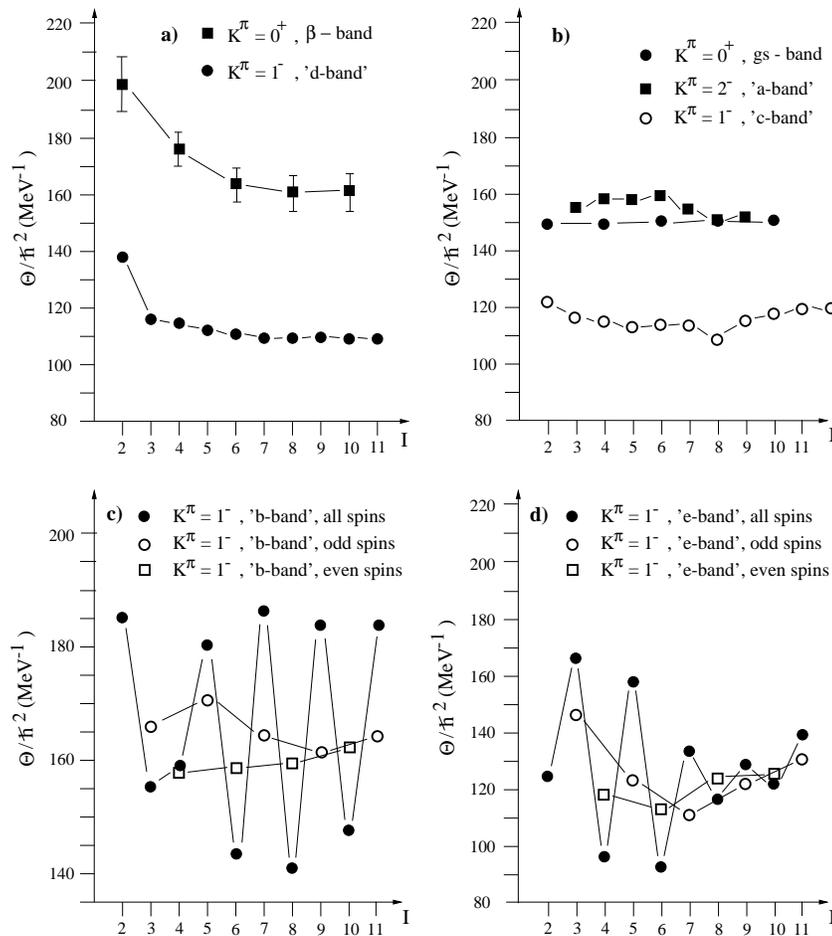


Abbildung 4.22: Dynamische Trägheitsmomente aller Banden des erweiterten Niveauschemas im II. Minimum von ^{240}Pu . a) Auffallend ist die starke Spinabhängigkeit des Trägheitsmomentes der β -Bande, das sich erst bei hohen Spins dem der Grundzustandsbande annähert, sowie das niedrigere, aber auch spinabhängige Trägheitsmoment der d-Bande. b) Das Trägheitsmoment der a-Bande befindet sich in guter Übereinstimmung mit jenem der Grundzustandsbande. Im Gegensatz dazu findet sich für die c-Bande ein wesentlich niedrigeres, nahezu konstantes Trägheitsmoment. c) Das Trägheitsmoment der b-Bande, separat für gerade und ungerade Spinzustände aufgetragen, zeigt ein konstantes Verhalten bei Werten, die denen der Grundzustandsbande entsprechen. Wohingegen für aufeinanderfolgende Spinzustände starke Fluktuationen auftreten, ein “odd-even-staggering”, das bereits von $K^\pi = 1^-$ -Banden im I. Minimum von Aktinidenkernen bekannt ist und durch die Coriolis-Wechselwirkung zwischen den $\pm K$ Komponenten der intrinsischen Kernwellenfunktion erklärt werden kann. d) Den gleichen “staggering” Effekt zeigt auch die $K^\pi = 1^-$ e-Bande.

Bis auf die β -Bande liegen die Fehler aller Banden im Bereich der Symbolgrößen. Der wesentlich größere experimentelle Fehler bei der β -Bande ergibt sich aus der wesentlich höheren Energieunschärfe in der Konversionselektronenmessung von $\approx 1.2 \text{ keV}$ im Vergleich zur hochauflösenden γ -Spektroskopie mit $\approx 0.2 \text{ keV}$.

Wellenfunktion bei stark deformierten Kernen ist daher von generellem Interesse.

Das Trägheitsmoment der lediglich über die Zuordnung von schwachen Linien identifizierten e-Bande als Funktion des Spins zeigt das gleiche Fluktuationsverhalten wie die b-Bande, wenn man das Trägheitsmoment für aufeinanderfolgende Spinzustände ermittelt. Berechnet man die Trägheitsmomente der e-Bande jedoch wieder getrennt nach geraden und ungeraden Spinwerten, zeigt sich auch hier wieder ein relativ konstanter Wert, welcher allerdings im Gegensatz zur b-Bande im Bereich der c-Bande liegt und daher auf eine Deformation schließen lassen könnte, die zwischen jener des I. und II. Minimums liegen könnte. Die d-Bande ist neben der β -Bande die einzige Bande, bei der das Trägheitsmoment in Abhängigkeit von der Rotationsfrequenz eine größere Variation aufweist. Das Trägheitsmoment entspricht bei niedrigen Spinwerten dem der Grundzustandsbande, nähert sich mit zunehmenden Spin aber dem Trägheitsmoment der c-Bande an, welches 30 % kleiner als das der Grundzustandsbande ist. Die Trägheitsmomente der e- und d-Banden spiegeln somit ein im wesentlichen bereits bekanntes Verhalten wider.

4.6.2 β -Vibrationsanregungen

Die E0-Übergänge von der β -Bande zur Grundzustandsrotationsbande sind vermutlich die schnellsten E0-Übergänge, die bisher jemals beobachtet wurden. Nachdem die Übergänge $J_\beta \rightarrow J_g$ in Konkurrenz mit den Intraband-Übergängen der Rotationsbande $J_\beta \rightarrow (J_\beta - 2)$ stehen und dies sogar bei hohen Spins, muß die partielle Zerfallszeit über die E0-Übergänge erheblich kürzer sein als die typischen Lebensdauern von Rotationsübergängen, die bei etwa 10 psec liegen. Für $\tau(E0) \leq 10$ psec läßt sich die Stärke ρ^2 der E0-Übergänge mit

$$W = \frac{1}{\tau} = \rho(E0)^2 \cdot \Omega \quad (\text{siehe auch 2.2}) \quad (4.6)$$

$$\rho^2(E0) = \left| \frac{\langle 0_\beta | \sum_i e_i r_i^2 | 0_g \rangle}{eR^2} \right|^2 \quad (4.7)$$

auf $> 40 \cdot 10^{-3}$ abschätzen [CHW56]. Da die typische Stärke von Einteilchenübergängen bei Kernen mit $A=240$ bei $\rho^2(E0) = 12 \cdot 10^{-3}$ liegt [WOD99], ist davon auszugehen, daß es sich bei den E0-Übergängen um Monopolübergänge hoher Kollektivität handelt. Die gleiche Argumentation ist auf die beiden anderen Aktinidenkerne ^{236}U und ^{238}U übertragbar, bei denen vergleichbar starke E0-Übergänge im II. Minimum beobachtet wurden [GOE78].

Ein weiterer Ansatz, die E0-Übergangsstärke im II. Minimum abzuschätzen, beruht auf der Extrapolation bekannter $\rho^2(E0)$ -Werte im I. Minimum mit Hilfe

des Vibrationsmodells des deformierten Rotators. Im Vibrationsmodell des deformierten Rotators ist die Stärke der E0-Übergänge $\rho^2(E0)$ proportional zu $E(2_1^+)/\hbar\omega_\beta$ und β_0^4 , wobei mit β_0 die Deformation im Grundzustand bezeichnet wird [WOD99]. Mit dieser Beziehung läßt sich unmittelbar die generelle Zunahme der Werte von $\rho^2(E0)$ im II. Minimum gegenüber dem I. Minimum erklären. Im vorliegenden Fall des ^{240f}Pu ergibt sich aus

$$\frac{\rho_I^2(E0)}{\rho_{II}^2(E0)} = \left(\frac{\beta_{0I}}{\beta_{0II}} \right)^4 \cdot \frac{E_{II}(2^+)}{E_I(2^+)} \cdot \frac{\hbar\omega_{\beta I}}{\hbar\omega_{\beta II}} \quad (4.8)$$

und $\rho_I^2(E0) \approx 180$ [WOD99] ein Wert von etwa $2000 \cdot 10^{-3}$ für die Stärke der E0-Übergänge im II. Minimum.

Zur Abschätzung der Übergangswahrscheinlichkeit der E2-Übergänge zwischen der β - und der Grundzustandsrotationsbande kann das Modell des harmonischen Quadrupol-Vibrators verwendet werden [BOM75]. Im Modell entspricht $\hbar\omega = \hbar(C/B)^{1/2}$ und die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit der E2-Übergänge ist proportional zu $(C \cdot B)^{-1/2}$ mit C als Steifigkeits- und B als Massenparameter. Beim Übergang vom I. ins II. Minimum nimmt der Massenparameter B unabhängig von seinem oszillatorischen Verhalten um den Faktor 1.7 ab [LED73]. Verwendet man diese Abhängigkeit des Massenparameters zusammen mit den Vibrationsenergien im I. und II. Minimum von $\hbar\omega_I = 1089$ und $\hbar\omega_{II} = 769$ keV, so ergibt sich aus

$$\frac{\hbar\omega_I}{\hbar\omega_{II}} = \sqrt{\frac{C_I \cdot B_{II}}{C_{II} \cdot B_I}} \quad (4.9)$$

ein um den Faktor 3.4 kleinerer Steifigkeitsparameter im II. Minimum verglichen mit dem I. Minimum. Daraus resultiert schließlich ein 2.4 fach größerer $B(E2, 0_g^+ \rightarrow 2_\beta^+)$ -Wert für die E2-Übergänge im II. Minimum. Analog liegen im I. Minimum von ^{236}U und ^{238}U 0^+ -Zustände mit Vibrationscharakter bei 919.2 keV und 996.7 keV, bzw. im II. Minimum bei 686.0 keV und 647.8 keV, was im II. Minimum dieser Kerne zu ähnlich vergrößerten $B(E2, 0_g^+ \rightarrow 2_\beta^+)$ -Werten führt.

Da die im I. Minimum der Aktinidenkerne gemessenen $B(E2)$ -Werte typischerweise bei etwa 1.2 Weißkopf-Einheiten liegen, lassen sich die $B(E2, 0_g^+ \rightarrow 2_\beta^+)$ -Werte im II. Minimum zu etwa 3 Weißkopf-Einheiten abschätzen. Verwendet man diesen Wert, um die partielle Lebensdauer der E2 γ -Übergänge zwischen der β -Bande und der Grundzustandsrotationsbande abzuschätzen, so erhält man 3 ps, was in etwa um eine Größenordnung länger ist als die zuvor abgeschätzte Zerfallszeit der E0-Übergänge ($\rho^2 \approx 2000 \cdot 10^{-3}$, $\tau(E0) \approx 0.3$ psec). Das sich aus diesen Überlegungen ergebende $I(E0)/I(E2)$ -Verhältnis von etwa 10 steht in 1. Näherung in

guter Übereinstimmung mit dem $I(E0)/I(E2)$ -Verhältnis von 5 aus Gl. 4.3, wodurch eine unabhängige Verifizierung der Intensitätsverhältnisse gegeben ist. Es lassen sich damit die geringen Intensitäten der γ -Zerfälle von der β -Bande in die Grundzustandsrotationsbande erklären, die mit $< 0.1\%$ unterhalb der Nachweisgrenze des Experimentes von Pansegrau et al. [PAN00] lagen und daher nicht beobachtet werden konnten.

Betrachtet man die Parität der in den γ - und Konversionselektronen-Messungen identifizierten Niveaus, so ist der mit ca. 98 % überwiegende Anteil an negativen Paritätszuständen im II. Minimum erstaunlich. Eine plausible Erklärung dafür könnte eine Filterwirkung der inneren und äußeren Spaltbarriere sein. Konkurrierende Zerfallsprozesse aus dem II. Minimum heraus, wie die Spaltung oder der Rückzerfall ins I. Minimum, für welche die β -Vibrationen als Schwingungen entlang der Spaltachse Doorway-Zustände darstellen, behindern zusammen mit der K-Abhängigkeit der Spaltbarrierenhöhen [JUS80] die Population angeregter tieferliegender Zustände positiver Parität im II. Minimum. Eine Situation, in der die innere und/oder äußere Barriere höher ist für Zustände mit negativer Parität und K-Werten größer als $K=0$ verglichen mit den Barrierenhöhen von γ^- , β^- oder 0^- -Oktupol-Vibrationen führt zum Beispiel entweder zu direkten E1-Zerfällen in die Grundzustandsbande oder zu paritätserhaltenden E0- und E2-Übergängen in angeregte Banden negativer Parität und favorisiert nur in sehr geringem Maße die konkurrierenden Zerfallsprozesse, wie das bei den Zuständen mit positiver Parität der Fall ist.

Es konnte gezeigt werden, daß die β -Vibration im II. Minimum von ^{240}Pu erheblich kollektiver ist als im I. Minimum. Aufgrund der hohen Sensitivität von Konversionselektronen-Messungen für starke E0-Übergänge mit $\Delta J = 0$ konnten alle β -Vibrationsanteile im vorliegenden Experiment identifiziert werden und es erscheint plausibel anzunehmen, daß in allen Zuständen, die über E0-Übergänge innerhalb der negativen Oktupolbanden zerfallen, auch Anteile des ersten β -Vibrationsphonons enthalten sind.

4.6.3 Die Oktupolvibrationen und der Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Leider existieren bisher kaum theoretische Vorhersagen über die Anregungsenergien von kollektiven Banden im II. Minimum. Eine der wenigen Rechnungen auf diesem Gebiet stammt von Soloviev und Mitarbeitern [SOL97], die im Rahmen des "Quasiparticle-Phonon Nuclear Models" (QPNM) die Bandenkopf-Anregungsenergien für $K=1-4$ -Anregungen im I. Minimum von ^{238}U und ^{240}Pu , sowie im

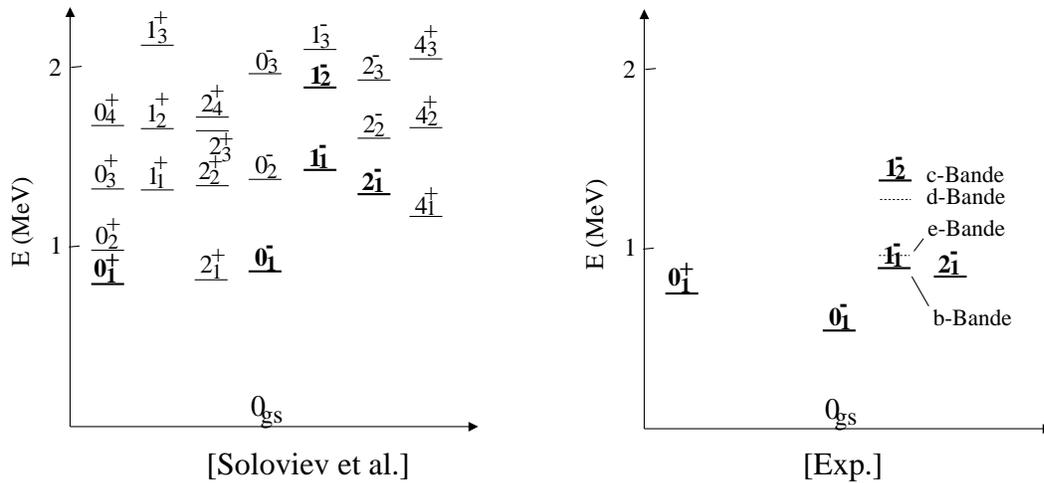


Abbildung 4.23: Theoretisch vorhergesagte (links) und experimentell gemessene (rechts) Bandenkopf-Energien für Vibrationsanregungen im II. Minimum von ^{240}Pu . Über jedem Niveau sind die zugehörigen Quantenzahlen K_n^π angegeben.

II. Minimum von ^{240}Pu berechnet haben. Die hier berechneten Bandenkopfenergien im II. Minimum von ^{240}Pu sind in Abb. 4.23 den experimentell nachgewiesenen Bandenkopfenergien gegenübergestellt. Es zeigte sich in den Rechnungen, daß es sich abgesehen von der $K^\pi = 1^+$ -Bande bei allen berechneten Anregungen um kollektive Vibrationszustände handelt (im Gegensatz zu möglichen Quasiteilchenstrukturen), deren Lage qualitativ gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt.

4.7 Systematik der β - und γ -Banden

Schließlich ist es mit der detaillierten Spektroskopie im II. Minimum von ^{240}Pu nicht nur gelungen, die Anregungsenergien und Eigenschaften dieses Isotopes im II. Minimum individuell zu bestimmen, sondern es ist damit vermutlich nun auch möglich, noch wesentlich allgemeinere und weitreichendere Vorhersagen über Anregungsenergien im II. Minimum von Atomkernen in der Aktinidenregion machen zu können. Bisher existierte keine Möglichkeit, die Anregungsenergie des ersten Vibrationsphonons im II. Minimum vorherzusagen. Geht man von einer phänomenologischen Systematik aus, die auf dem “valence correlation scheme” [CAS93] basiert, stellt sich die Situation neu dar. Die Systematik basiert auf dem wohl bekannten Effekt, daß die kollektiven Eigenschaften von Atomkernen mit der Anzahl der Valenznukleonen bzw. genauer mit der Anzahl der Paare von Valenz-

nukleonen außerhalb geschlossener Nukleonenschalen korrelieren.

Betrachtet man die Situation im normal deformierten I. Minimum, so zeigt sich, daß sowohl die β - wie auch die γ - Phononenenergien eine Systematik aufweisen, die durch einen charakteristischen Kurvenverlauf mit einem deutlichen Kurvenminimum gekennzeichnet ist. Rechnet man die Anzahl der Valenznukleonenpaare im Kurvenminimum auf die Position zwischen der nächst tiefer gelegenen geschlossenen Nukleonenschale beim sphärischen ^{208}Pb -Kern ($Z=82$, $N=126$) und der nächst höheren geschlossenen Schale in der Gegend von $Z=100$ und $N=152$ (resultierend aus der Spektroskopie von schweren Kernen) um, so liegt das Kurvenminimum genau in der Mitte zwischen den beiden geschlossenen Schalen. Ein Ergebnis, das nicht zu sehr überraschen mag, nachdem die Kollektivität zwischen 2 Nukleonenschalen bekanntlich am größten ist. Kann sich die Systematik etablieren, läßt sie sich allerdings auch auf das II. Minimum übertragen, wie im unteren Teil von Abb. 4.24 geschehen. Obwohl im II. Minimum wesentlich weniger experimentelle Daten zur Verfügung stehen, können ähnliche Kurvenverläufe wie im I. Minimum durch die mit ihren Unsicherheiten versehenen Bandenkopfenergien im II. Minimum eingezeichnet werden. Besonders ist dabei hervorzuheben, daß die Anregungsenergien der β -Bandenköpfe von ^{240f}Pu und $^{236f,238f}\text{U}$ aus Experimenten stammen, in denen die Anregungsenergien direkt spektroskopiert wurden und damit sehr genau festgelegt werden konnten. Wodurch sich die in Abb. 4.24 eingezeichnete Kurvenverläufe trotz der Datenpunkte mit sehr großen Unsicherheiten gut rechtfertigen lassen. Alle Datenpunkte mit großen Unsicherheiten stammen aus Transmissionsresonanz-Experimenten, in denen sich die Anregungsenergien nicht so genau wie mit direkten spektroskopischen Messungen bestimmen lassen, stimmen mit ihren Werten aber alle sehr gut mit dem generellen Trend der Kurvenverläufe überein. Mit der beschriebenen empirischen Systematik ergibt sich somit zum ersten Mal die Möglichkeit, die Anregungsenergien von β - und γ -Bandenköpfen im II. Minimum vorherzusagen.

Die relativ einfache empirische Systematik eröffnet allerdings nicht nur die Möglichkeit, Anregungsenergien der Bandenköpfe im II. Minimum vorherzusagen, sondern erlaubt es sogar, neue magische Zahlen im II. Minimum experimentell zu bestimmen. Nachdem sich ^{240}Pu und die anderen Isotope bereits auf bzw. sehr nahe an der abgeschlossenen Nukleonenschale von $N=146$ für deformierte Kerne befinden, sind für die weiteren empirischen Überlegungen zu den Schalenabschlüssen im wesentlichen nur der Beitrag der Protonen zu berücksichtigen. $Z=78$ stellt dabei eine magische Zahl bei stark deformierten Kernen dar [BJO80, BRA72]. Nutzt man die Argumentation aus dem I. Minimum aus, daß das Kurvenminimum auch die Mitte zwischen zwei abgeschlossenen Schalen darstellt, so kann zusammen mit der Kenntnis über die tiefer gelegene Nukleonenschale mit $Z=78$, eine neue magische Zahl von $Z=106$ für die obere Nukleonenschale abgeleitet wer-

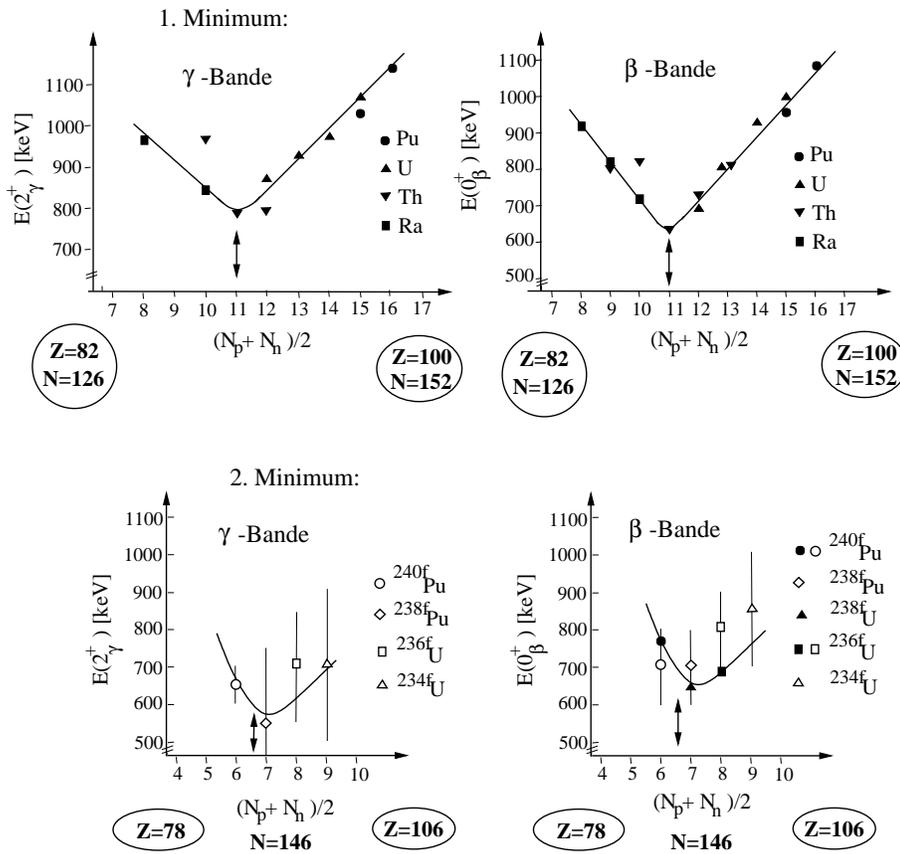


Abbildung 4.24: Empirische Systematik der β - und γ - Bandenkopfenergien im I. und II. Minimum von verschiedenen Aktinidenkerne. Die Anregungsenergie der β - und γ - Bandenköpfe ist dazu als Funktion der Anzahl der Valenznucleonenpaare für verschiedene Aktinidenkerne aufgetragen.

den, was auch in recht guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen liegt [BJO80].

Kapitel 5

Untersuchung von Multiphonon β -Vibrationsanregungen

Mit der γ -Spektroskopie und den Konversionselektronen- Experimenten war es gelungen, eine Vielzahl von Daten und Informationen über die tief im II. Minimum von ^{240}Pu liegenden kollektiven Quadrupol- und Oktupolanregungen zu erhalten. Konversionselektronen- und γ -spektroskopische Messungen sind allerdings nur dazu geeignet, Anregungen bis etwa 1.5 MeV über dem Grundzustand des Formisomers nachzuweisen, da bei höheren Anregungsenergien aufgrund des konkurrierenden Spaltprozesses die Lebensdauern für die Spektroskopie zu kurz werden. Mit den in diesem Kapitel beschriebenen Experimenten wurde angestrebt, die Strukturuntersuchungen im II. Minimum von ^{240}Pu zu höheren Anregungsenergien hin auszudehnen. Um höher liegende Multiphonon-Vibrationsanregungen zu identifizieren, stellt der Nachweis von Transmissionsresonanzen in der prompten Spaltwahrscheinlichkeit von ^{240}Pu eine schon in früheren Experimenten genutzte Methode dar [BAC69, SPE69, GLA74, JUS80]. Aufgrund der kurzen Lebensdauern der hoch angeregten Zustände gegenüber dem Zerfall durch Spaltung kann die Abregung über In- und Interband-Übergänge im II. Minimum nicht direkt beobachtet werden. Vor allem β -Vibrationsanregungen können in Transmissionsresonanz-Experimenten sensitiv nachgewiesen werden, da sie als Doorway-Zustände im Spaltprozeß fungieren.

In einer Anzahl von Aktinidenkernen konnten solche Vibrationsanregungen bisher allerdings nur knapp unterhalb der Spaltbarriere gemessen werden [BAC69, SPE69]. Das Ziel unserer Untersuchungen war es, beim Studium der Transmissionsresonanzen in ^{240}Pu Anregungsenergien weiter entfernt vom Barrierenmaximum zu spektroskopieren, wo bislang noch keine Strukturinformation verfügbar

war. Nachdem die Vibrationsanregungen stark gedämpft sind, verteilt sich die Spaltbreite auf viele Compoundkern-Zustände und es erscheint eine breite Resonanz in der prompten Spaltwahrscheinlichkeit. Durch die als Klasse-I Zustände bezeichneten Compoundkern-Zustände im I. Minimum und die als Klasse-II Zustände bezeichneten Zustände im II. Minimum der doppelhöckerigen Spaltbarriere tritt in der Spaltwahrscheinlichkeit zusätzlich eine Feinstruktur sowie eine intermediäre Struktur auf, die von der Grobstruktur der Vibrationsanregung überlagert werden. In Kapitel 5.1 wird darauf noch im Detail eingegangen.

Experimente zur Messung der prompten Spaltwahrscheinlichkeit mit hoher Energieauflösung sind daher geeignet, Aussagen über die Struktur von Multiphonon-Vibrationsanregungen im II. Minimum zu erlangen. Insbesondere die Auflösung der intermediären Struktur in Verbindung mit ergänzender Information z.B. aus der Messung der Spaltfragment-Winkelverteilung ermöglicht die Extraktion spektroskopischer Größen wie Spin J^π und K-Quantenzahl. Den Ausgangspunkt der Untersuchungen bildete die Messung von Glässel et al. [GLA76], in der mit hoher Energieauflösung die Transmissionsresonanzen in ^{240}Pu bei $E^*=4.6$ MeV und 5.1 MeV untersucht wurden. Wie in Kap. 5.1 detaillierter dargestellt, konnte in der damaligen Messung nur die 5.1 MeV-Resonanz mit statistischer Signifikanz analysiert und als Serie von $K^\pi=0^+$ -Vibrationsbanden interpretiert werden.

Während sich die Analyse der 5.1 MeV-Resonanz auf die Untersuchung der dominant populierten 2^+ -Zustände konzentrieren mußte, läßt sich aus Niveaudichtegründen allerdings erwarten, daß im Falle der 4.6 MeV Resonanz auch 0^+ -Zustände und damit Details der Rotationsbandenstruktur zugänglich sein sollten. Es war daher das Ziel des hier vorgestellten Experimentes, spektroskopische Studien im Bereich der 4.6 MeV-Transmissionsresonanz mit hoher Energieauflösung und guter Statistik durchzuführen. Einer Untersuchung energetisch noch tiefer liegender Vibrationsanregungen steht der exponentielle Abfall der Spaltwahrscheinlichkeit mit sinkender Anregungsenergie entgegen.

5.1 Einführung und erste Experimente

5.1.1 Transmissionsresonanzen in der prompten Spaltwahrscheinlichkeit

γ -und Konversionselektronen-Spektroskopie bieten experimentellen Zugang zu energetisch niedrigliegenden Anregungen, während im Anregungs- Energiebereich von ca. 1-2 MeV unterhalb des Maximums der Spaltbarriere aufgrund der Do-

minanz des Spaltkanals andere Methoden angewandt werden müssen. Hier bietet sich die Untersuchung von Resonanzen in der prompten Spaltwahrscheinlichkeit, den sogenannten Transmissionsresonanzen an. Auf deren Beschreibung im Rahmen eines einfachen Modells wird im folgenden Kapitel 5.1.2 eingegangen, bevor in Kapitel 5.1.3 frühere Transmissionsresonanz-Experimente zum ^{240}Pu vorgestellt werden.

Die Transmissionsresonanzexperimente stellten chronologisch gesehen die ersten Experimente zur Untersuchung von angeregten Zuständen im II. Minimum dar. Für das Verständnis des Spaltprozesses spielten von Beginn an die Ergebnisse aus neutroneninduzierter Spaltung eine wesentliche Rolle. In den Spaltwirkungsquerschnitten traten Resonanzen auf, die Informationen über die Kernniveaus und die Spaltbarriere enthalten. Zur experimentellen Überprüfung der von Strutinsky vorgeschlagenen doppelhöckrigen Potentialform der Spaltbarriere wurden in den folgenden Jahren auch verstärkt die Spaltwirkungsquerschnitte der durch direkte Reaktionen induzierten Spaltung von Aktinidenkernen untersucht. Initiiert man die Spaltung von Atomkernen durch direkte Reaktionen wie (t, pf) -, $(t, \alpha \text{f})$ - oder (d, pf) -Reaktionen, so ist es im Gegensatz zu den Neutroneneinfangreaktionen (n, f) möglich, die Spaltwirkungsquerschnitte auch unterhalb der Neutronenbindungsenergie und damit auch in der Nähe bzw. unterhalb der Spaltbarriere zu untersuchen.

Im Bild der doppelhöckrigen Spaltbarriere läßt sich der Anregungs- und Zerfallsprozeß der in direkten Reaktionen angeregten Kernniveaus in zwei Schritte zerlegen. Durch die direkte Reaktion werden zuerst dominant Compoundkern-Zustände im I. Minimum bevölkert, die danach über verschiedene offene Kanäle zerfallen. Der im Rahmen dieser Arbeit interessierende Zerfallskanal der Spaltung läßt sich dabei als Tunnelprozeß (Transmission) durch die Doppelbarriere, wie in Abb. 5.1 skizziert, verstehen. Transmissionsresonanzen in der prompten Spaltwahrscheinlichkeit treten dabei immer dann auf, wenn ein Compoundkern-Zustand mit bevorzugter Aufenthaltswahrscheinlichkeit im I. Minimum energetisch mit einer Vibrationsanregung im II. Minimum übereinstimmt. Dies ist schematisch in Abb. 5.1 für den Fall dreier Vibrationszustände dargestellt. Die Skizze zeigt, wie die Spaltzustände durch das Überlappen der schmalen, dicht beieinanderliegenden Zustände im I. Minimum mit den breiteren, weiter auseinanderliegenden Zuständen im II. Minimum selektiert werden. Im oberen Teil sind zudem die Auswirkungen auf den Spaltwirkungsquerschnitt mit den verschiedenen Resonanzgruppen aufgezeichnet. In der theoretischen Modellierung der gemessenen Spaltwirkungsquerschnitte versuchte man zuerst, analog zum optischen Modell der Kernstreuung, die Transmission durch die Spaltbarriere als optisches Spaltmodell mit einer imaginären Komponente im Potential des II. Minimums zu beschreiben [HOL69]. Eine bessere Beschreibung der gemessenen Spaltwirkungs-

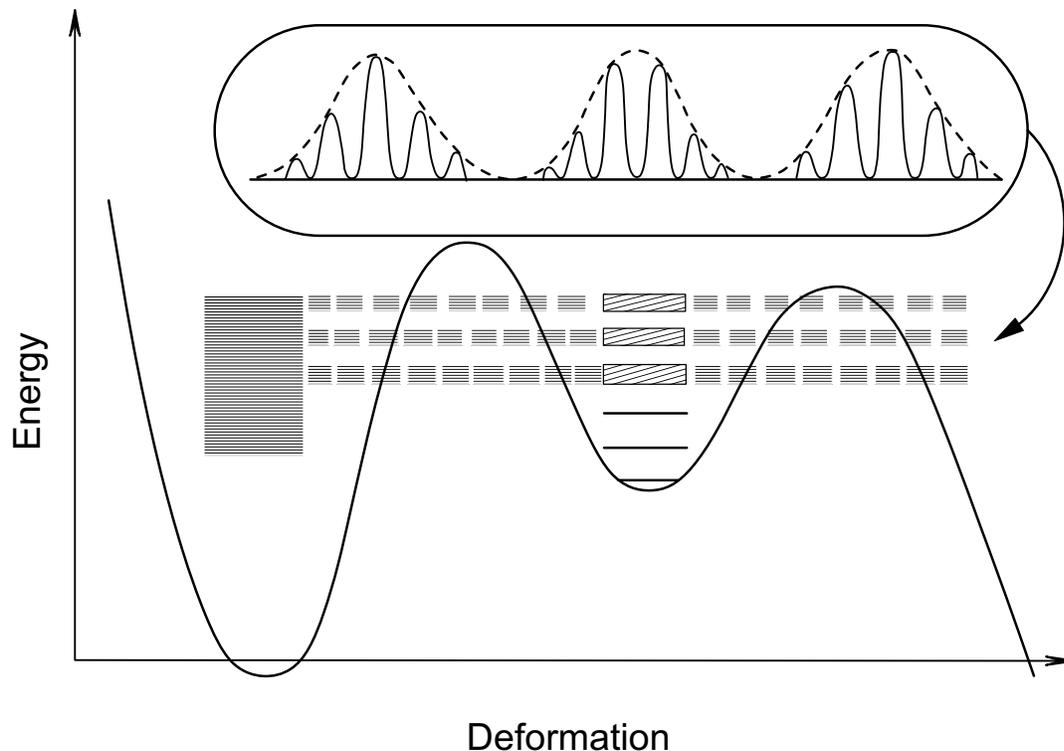


Abbildung 5.1: Der Tunnelprozeß und die Entstehung von Transmissionsresonanzen. Im I. Minimum existieren aufgrund der höheren Anregungsenergie viele nahe beieinanderliegende Compoundkern-Zustände, im Gegensatz zum II. Minimum, wo nur einige breite, weiter auseinanderliegende Zustände bei der selben absoluten Energie auftreten. Transmissionsresonanzen im prompten Spaltwirkungsquerschnitt entstehen dort, wo Zustände im I. Minimum energetisch (sowie mit Spin und Parität) mit Vibrationszuständen im II. Minimum übereinstimmen.

querschnitte erhielt man jedoch mit einem Modell, in dem die Compoundkern-Zustände im I. Minimum an die β -Vibrationszustände im II. Minimum ankoppeln, die als sogenannte "doorway states" im Spaltprozeß fungieren.

5.1.2 Theoretische Beschreibung von Transmissionsresonanzen

Der im folgenden skizzierte und auf Lynn et al. [LYN69] zurückgehende Ansatz basiert zwar lediglich auf einem einfachen Modell der Spaltung durch die Doppelbarriere, ermöglicht es aber, detaillierte Aussagen über die Strukturen der

Resonanzen in der Spaltwahrscheinlichkeit zu machen. Ausgehend vom totalen Hamiltonoperator H , der sich in $H = H_\beta + H_i + H_{i\beta}$ separieren läßt, ergeben sich die Eigenfunktionen $|n\rangle$ und Eigenwerte E_n des Anteils H_β , welcher den Freiheitsgrad der Deformation längs des Spaltweges enthält und die Eigenfunktionen $|m\rangle$ und Eigenwerte E_m des Anteils von H_i , welcher die übrigen intrinsischen Freiheitsgrade des Systems für feste Deformation enthält, zu:

$$H_\beta|\beta n\rangle = E_n|\beta n\rangle \quad (5.1)$$

$$H_i|m\rangle = E_m|m\rangle \quad (5.2)$$

$H_{i\beta}$ beschreibt im Modell die Kopplung zwischen den β -Freiheitsgraden und den übrigen Freiheitsgraden, so daß sich die Eigenfunktionen $|c\rangle$ des Gesamtsystems nach Produkten von $|m\rangle$ und $|\beta n\rangle$ entwickeln lassen:

$$|c\rangle = \sum_{m,n} c_{m,n} |m\rangle |\beta n\rangle \quad (5.3)$$

Je nach der bevorzugten Aufenthaltswahrscheinlichkeit im I. oder II. Minimum lassen sich die β -Vibrations- bzw. Compoundkern-Zustände dabei wie folgt klassifizieren:

$$|\beta In\rangle, |\beta IIn\rangle, |cIn\rangle \text{ oder } |cIIn\rangle \quad (5.4)$$

Im Falle von Zuständen im I. Minimum spricht man dann von Klasse-I-Zuständen, entsprechend im II. Minimum von Klasse-II-Zuständen.

Beschreibung der Spaltwahrscheinlichkeit ohne Dämpfung

Die schematische Veranschaulichung des Charakters von gedämpften und ungedämpften Transmissionsresonanzen in Abbildung 5.2 [GLA74] soll vorab einen Eindruck auf das im folgenden beschriebene Modell der Spaltung durch eine Transmissionsresonanz geben und die Möglichkeit bieten, sich die im Formalismus auftretenden Größen immer wieder im Gesamtzusammenhang von Spaltwahrscheinlichkeit und Spaltbreite zu veranschaulichen.

Für eine reine ungedämpfte Transmissionsresonanz, bei der die Stärke des β -Vibrationszustandes nicht auf die benachbarten intrinsischen Zustände verteilt

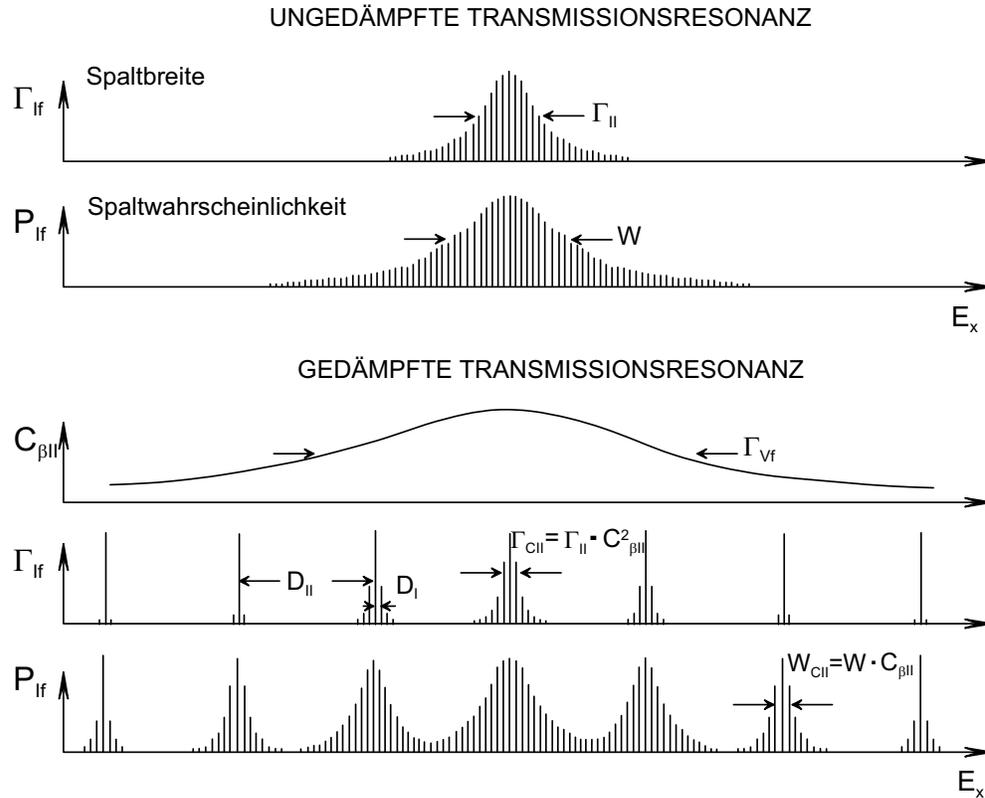


Abbildung 5.2: Gedämpfte und ungedämpfte Transmissionsresonanzen. Zeilen 1 und 2 zeigen die Lorentzverteilung der Spaltbreite der Typ I-Niveaus und die Spaltwahrscheinlichkeit für die ungedämpfte Transmissionsresonanz, wobei die wesentliche breitere Verteilung der Spaltwahrscheinlichkeit deutlich zu erkennen ist. In Zeile 3 aufgetragen die Stärkefunktion der β -Vibration im Falle von Dämpfung in Typ-II Zustände. Die maximalen Typ-I Spaltbreiten in jeder Typ-II Resonanzgruppe in Zeile 4 sind konstant, die Breiten der Gruppen variieren mit der Stärke der β -Vibration. Dabei wurde schematisch ein konstanter Niveauabstand D_I für Zustände im I. Minimum und D_{II} für Zustände im II. Minimum angenommen. Genauso wie die Spaltbreiten sind die Spaltwahrscheinlichkeiten in Zeile 5 näherungsweise lorentzverteilt, allerdings wesentlich breiter. [GLA74]

ist, kann die Spaltwahrscheinlichkeit P_{fI} eines Typ-I Zustandes mit

$$P_{fI} = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_B / \Gamma_{\gamma I}}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4} \cdot W^2} \quad (5.5)$$

angegeben werden [GLA76], wobei die Breite W der Resonanz in der Spaltwahrscheinlichkeit gegeben ist durch

$$W = \left\{ (\Gamma_A + \Gamma_B + \Gamma_{\gamma II})^2 + \frac{2}{\pi} \cdot \Gamma_A \Gamma_B \cdot \frac{D_I}{\Gamma_{\gamma I}} \right\}^{1/2} \quad (5.6)$$

$\Gamma_{\gamma I}$ entspricht dabei der γ -Zerfallsbreite im I. Minimum bzw. $\Gamma_{\gamma II}$ der γ -Zerfallsbreite im II. Minimum. D_I steht für den Niveauabstand zwischen Typ-I Zuständen im I. Minimum und E_β für die Anregungsenergie des β -Vibrationszustandes. Die Breiten Γ_A und Γ_B für das Tunneln eines Zustandes durch die 1. bzw. 2. Barriere lassen sich mit Hilfe der von Hill und Wheeler [HIW53] berechneten Transmissionswahrscheinlichkeiten $P_{A,B}$ durch eine Einzelbarriere mit den Barrierenhöhen E_A und E_B berechnen.

$$\Gamma_{A,B} = P_{A,B} \cdot \frac{\hbar\omega_{II}}{2\pi} = \{1 + \exp(2\pi(E_{A,B} - E)/\hbar \cdot \omega_{A,B})\}^{-1} \cdot \frac{\hbar\omega_{II}}{2\pi} \quad (5.7)$$

$\hbar\omega_{II}$ beschreibt dabei die β -Phononenergie im II. Minimum und $\hbar\omega_{A,B}$ die Krümmungsparameter der parabolischen Barrierenparametrisierung. Den im Experiment gemessenen Spaltwirkungsquerschnitt σ erhält man jedoch erst aus dem Wirkungsquerschnitt σ_{cI} für die Bildung eines Compoundkern-Zustandes $|cI\rangle$ im I. Minimum.

$$\sigma = \sigma_{cI} \cdot P_{fI} \quad (5.8)$$

Der in Gl. (5.5) bereits eingeführte Ausdruck für P_{fI} resultiert aus dem Verhältnis der Spaltbreite des Typ-I Niveaus Γ_{fI} und der Summe von Spalt- und Gammabreite $\Gamma_{fI} + \Gamma_{\gamma I}$, da unterhalb der Neutronenbindungsenergie die Neutronenzerfallsbreite Γ_n und die Zerfallsbreite Γ_D der direkten Spaltung durch die Doppelbarriere ohne Wechselwirkung mit Zuständen im II. Minimum vernachlässigt werden kann:

$$P_{fI} = \frac{\Gamma_{fI} + \Gamma_D}{\Gamma_{fI} + \Gamma_{\gamma I} + \Gamma_D + \Gamma_n} \approx \frac{\Gamma_{fI}}{\Gamma_{fI} + \Gamma_{\gamma I}} \quad (5.9)$$

Die Spaltbreite Γ_{fI} läßt sich aus dem Transmissionskoeffizienten T_{fI} in der Nähe eines β -Vibrationszustandes

$$T_{fI} = \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_{II}^2} \quad (5.10)$$

und dem üblichen Zusammenhang zwischen Transmission T und Zerfallsbreite Γ über den Niveauabstand D

$$\Gamma = T \cdot \frac{D}{2\pi} \quad (5.11)$$

ableiten zu:

$$\Gamma_{fI} = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_{II}^2} \quad (5.12)$$

Die Größe $\Gamma_{II} = \Gamma_A + \Gamma_B + \Gamma_{\gamma II}$ spiegelt dabei die Summe der Zerfallsbreiten des Tunnels durch die 1. und 2. Barriere sowie des γ -Zerfalls im II. Minimum wider. In Gleichung (5.5) stellt Γ_{II} nur den ersten Term zur Breite W der Spaltwahrcheinlichkeit P_{fI} dar, was zeigt, dass die Breite der Resonanz W in der Spaltwahrcheinlichkeit gegenüber der in Gl. (5.12) aufgeführten Breite (Γ_{II}) der Spaltbreite Γ_I wesentlich verbreitert ist.

Beschreibung der Spaltwahrcheinlichkeit mit Dämpfung

Berücksichtigt man die Verteilung der Stärke der β -Vibrationszustände auf die benachbarten intrinsischen Zustände, so spricht man von gedämpften Transmissionsresonanzen. Es ergibt sich unter der Bedingung, daß die Niveauabstände im II. Minimum viel größer sind als die Zerfallsbreiten der Compoundkern-Zustände (nicht überlappende Resonanzen: $\Gamma_{cII} \ll D_{II}$), die Spaltbreite Γ_{fI} nach [GLA76] zu:

$$\Gamma_{fI} = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII}}{(E - E_{cII})^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_{cII}^2} \quad (5.13)$$

mit

$$\Gamma_{cII} = \overleftarrow{\Gamma}_{cII} + \overrightarrow{\Gamma}_{cII} + \Gamma_{\gamma II} \quad (5.14)$$

$\overleftarrow{\Gamma}_{cII}$ und $\overrightarrow{\Gamma}_{cII}$ stehen dabei für die Zerfallsbreiten der Compoundkernniveaus durch die innere bzw. äußere Barriere. Bei der Bestimmung der Zerfallsbreiten $\overleftarrow{\Gamma}_{cII}$ und $\overrightarrow{\Gamma}_{cII}$ über Γ_A und Γ_B muß die Verteilung der Stärke der Vibrationsniveaus auf die benachbarten Zustände berücksichtigt werden. Mit der Vibrationskomponente $c_{\beta II}^2$ der Wellenfunktion des Compoundkern-Zustandes im II. Minimum [BOM75]

$$c_{\beta II}^2 = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_W}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_W^2} \quad (5.15)$$

in der Γ_W der Breite der Kopplung (Dämpfungsbreite) entspricht, lassen sich $\overleftarrow{\Gamma}_{cII}$ und $\overrightarrow{\Gamma}_{cII}$ folgendermaßen schreiben.

$$\overleftarrow{\Gamma}_{cII} = c_{\beta II}^2 \cdot \Gamma_A = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_W}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_W^2} \quad (5.16)$$

$$\overrightarrow{\Gamma}_{cII} = c_{\beta II}^2 \cdot \Gamma_B = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_B \Gamma_W}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_W^2} \quad (5.17)$$

Man muß allerdings noch berücksichtigen, daß der Vibrationszustand nicht nur mit den Typ-II Compoundniveaus koppelt (Γ_W), sondern auch durch die Barrieren tunneln kann (Γ_A, Γ_B) und damit an Stelle der Breite Γ_W im Nenner von Gl. 5.16 und 5.17 die totale Breite Γ_{VII} anzusetzen ist.

$$\Gamma_{VII} = \Gamma_W + \Gamma_A + \Gamma_B \quad (5.18)$$

Man erhält damit schließlich für $\overleftarrow{\Gamma}_{cII}$ und $\overrightarrow{\Gamma}_{cII}$

$$\overleftarrow{\Gamma}_{cII} = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_W}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_{VII}^2} \quad (5.19)$$

$$\overrightarrow{\Gamma}_{cII} = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_B \Gamma_W}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_{VII}^2} \quad (5.20)$$

Analog zum Fall der ungedämpften Resonanz ergibt sich dann aus der Spaltbreite die Spaltwahrscheinlichkeit P_{fI} zu

$$P_{fI} = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII} / \Gamma_{\gamma I}}{(E - E_{cII})^2 + \frac{1}{4} \cdot W_{cII}^2} \quad (5.21)$$

wobei die Halbwertsbreite W_{cII} der einzelnen Typ II-Resonanzgruppen in der Spaltwahrscheinlichkeit durch

$$W_{cII} = \Gamma_{cII} \left\{ 1 + \frac{2}{\pi} \cdot \frac{D_I}{\Gamma_{\gamma I}} \cdot \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII}}{\Gamma_{cII}^2} \right\}^{1/2} \quad (5.22)$$

gegeben ist. Die Spaltwahrscheinlichkeiten der Typ-I Niveaus innerhalb der Typ-II Resonanzgruppen (Gl. 5.21) sind dabei genauso lorentzverteilt wie die Spaltbreiten der Typ-I Niveaus innerhalb der Typ-II Resonanzgruppen (Gl. 5.13), besitzen aber eine wesentlich breitere Verteilung, was sich an den Breiten der Verteilungen $W_{cII} > \Gamma_{cII}$ ablesen läßt.

Für den allgemeinen Fall, d.h. ohne die Einschränkung von $D_{II} \gg \Gamma_{cII}$ bzw. $D_{II} \gg W_{cII}$ muß für die Spaltbreite Γ_{fI} (Gl. 5.12) aber eigentlich der folgende allgemeinere Ausdruck angesetzt werden:

$$\Gamma_{fI} = \sum_n \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII n} \overrightarrow{\Gamma}_{cII n}}{(E - E_{cII n})^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_{cII n}^2} \quad (5.23)$$

Nutzt man die vereinfachende Annahme, daß es sich bei den $|cII n \rangle$ -Niveaus um äquidistante Niveaus handelt ($E_{cII n} = E_{cII 0} + nD_{II}$) [BAC74], so läßt sich die

Summe explizit berechnen zu:

$$\Gamma_{fI} = \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII}}{\Gamma_{cII}} \cdot \frac{D_I}{D_{II}} \cdot \frac{\sinh(\pi \Gamma_{cII}/D_{II})}{\cosh(\pi \Gamma_{cII}/D_{II}) - \cos[2\pi(E - E_{cII0})/D_{II}]} \quad (5.24)$$

Für die Spaltwahrscheinlichkeit P_f , ergibt sich daraus:

$$P_{fI} = \left\{ 1 + \frac{\Gamma_{\gamma I} D_{II} \Gamma_{cII}}{D_I \overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII}} \cdot \frac{\cosh(\pi \Gamma_{cII}/D_{II}) - \cos[2\pi(E - E_{cII0})/D_{II}]}{\sinh(\pi \Gamma_{cII}/D_{II})} \right\}^{-1} \quad (5.25)$$

Im Gegensatz zu Gl. 5.21 läßt sich P_{fI} im allgemeinen Fall nun nicht mehr als Lorentzverteilung mit der Breite W_{cII} darstellen.

Gelingt es in einer Messung nicht, die Typ-II Niveaus aufzulösen (wie das bei früheren Transmissionsresonanz-Messungen mit Halbleiterzählern der Fall war), so kann nur eine mittlere Spaltwahrscheinlichkeit $\langle P_f \rangle$ gemessen werden:

$$\langle P_f \rangle = \frac{1}{D_{II}} \cdot \int P_{fI} dE \quad (5.26)$$

Für die über die Typ-II Zustände gemittelte Spaltwahrscheinlichkeit erhält man daraus den folgenden Ausdruck:

$$\langle P_f \rangle = \frac{D_I}{D_{II}} \cdot \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII}}{\Gamma_{\gamma I}} \left\{ \Gamma_{cII}^2 + \overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII} \cdot \frac{\Gamma_{cII} D_I}{\Gamma_{\gamma I} D_{II}} 2 \coth\left(\frac{\pi \Gamma_{cII}}{D_{II}}\right) + \left(\frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII} D_I}{\Gamma_{\gamma I} D_{II}}\right)^2 \right\}^{-1/2} \quad (5.27)$$

Für den Fall nicht-überlappender Resonanzen ($D_{II} \gg \Gamma_{cII}$) ergibt sich nach dem Einsetzen von $\overleftarrow{\Gamma}_{cII}$, $\overrightarrow{\Gamma}_{cII}$ und Γ_{cII} daraus wiederum die mittlere Spaltwahrscheinlichkeit zu:

$$\langle P_f \rangle = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_W}{(E - E_{\beta})^2 + \frac{1}{4} \cdot \Gamma_{V_{II}}^2} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_{\gamma I} W} \quad (5.28)$$

wohingegen im Fall von überlappenden Typ-II Niveaus mit $D_{II} \ll \Gamma_{cII}$ das Argument des \coth groß wird und sich damit Gl. 5.27 vereinfacht zu:

$$\langle P_f \rangle = \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII}}{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII} + \Gamma_{cII} \Gamma_{\gamma I} D_{II}/D_I} \quad (5.29)$$

Nach dem Einsetzen von $\overleftarrow{\Gamma}_{cII}$, $\overrightarrow{\Gamma}_{cII}$ und Γ_{cII} ergibt sich hieraus für die gemittelte Spaltwahrscheinlichkeit:

$$\langle P_f \rangle \approx \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_W \Gamma_A \Gamma_B / \Gamma_{\gamma I} \Gamma_{II}}{(E - E_\beta)^2 + \frac{1}{4} \cdot W_B^2} \quad (5.30)$$

mit

$$W_B = \left\{ \Gamma_{cII} + \frac{2}{\pi} \cdot \Gamma_W \cdot \frac{D_I}{\Gamma_{\gamma I}} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_{II}} \right\}^{1/2} \quad (5.31)$$

Die Spaltwahrscheinlichkeit hat in diesem Fall wieder Lorentzform.

Die Spaltbreite der einzelnen Typ-II-Resonanzen W_{cII} läßt sich für den Fall $D_{II} \gg \Gamma_{cII}$ als Funktion von $\langle P_f \rangle$ folgendermaßen ausdrücken:

$$W_{cII} = \frac{D_{II}}{\pi} \cdot \arccos \left(1 - \frac{2 \langle P_f \rangle^2}{1 - \langle P_f \rangle^2} \right) \quad (5.32)$$

Im Szenario $D_{II} \gg \Gamma_{cII}$ besitzt die Spaltwahrscheinlichkeit allerdings keine Lorentzform, wohingegen im Fall von $D_{II} \ll \Gamma_{cII}$ die Spaltwahrscheinlichkeit die ursprünglich von Bondorf [BON70] vorhergesagte Lorentzform einnimmt. Der Grund für die Diskrepanz liegt darin, daß bei Bondorf die Spaltwahrscheinlichkeit aus gemittelten Spaltbreiten gebildet wurde:

$$\langle P_f \rangle = \frac{\langle \Gamma_{fI} \rangle}{\langle \Gamma_{fI} \rangle + \langle \Gamma_{\gamma I} \rangle} \quad (5.33)$$

während bei korrekter Vorgehensweise zuerst die Spaltwahrscheinlichkeiten der einzelnen Typ-I Zustände zu bilden und dann erst zu mitteln ist:

$$\langle P_f \rangle = \left\langle \frac{\Gamma_{fI}}{\Gamma_{fI} + \Gamma_{\gamma I}} \right\rangle \quad (5.34)$$

Bondorf war sich dieser Ungenauigkeit allerdings bewußt und führte deswegen den Fluktuationsfaktor F ein, auf den bei der Interpretation der Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messung in Kap. 5.5 noch Bezug genommen wird.

$$\langle P_f \rangle = \frac{\langle \Gamma_{fI} \rangle}{\langle \Gamma_{fI} \rangle + \langle \Gamma_{\gamma I} \rangle} \cdot F \quad (5.35)$$

Die maximale Spaltwahrscheinlichkeit einer gedämpften Resonanz mit $D_{II} \gg \Gamma_{cII}$ läßt sich schließlich zu

$$\langle P_f \rangle_{max} = \frac{1}{\Gamma_W} \cdot \left\{ \frac{2}{\pi} \Gamma_A \Gamma_B \frac{D_I}{\Gamma_{\gamma I}} \right\}^{-1/2} \quad (5.36)$$

berechnen, wohingegen für die gedämpfte Resonanz mit $D_{II} \ll \Gamma_{cII}$ folgende Proportionalität gilt:

$$\langle P_f \rangle_{max} \approx \frac{P_A P_B}{(P_A + P_B)} \quad (5.37)$$

5.1.3 Frühere experimentelle Untersuchungen zu Transmissionsresonanzen

Bereits die ersten Untersuchungen der Spaltwahrscheinlichkeiten mit den $^{233}\text{U}(\text{d,pf})$ -, $^{235}\text{U}(\text{d,pf})$ -, $^{234}\text{U}(\text{d,pf})$ - und $^{239}\text{Pu}(\text{d,pf})$ -Reaktionen zeigten, daß sich die Breite der Resonanzen in der Spaltwahrscheinlichkeit bei Anregungsenergien, die den β -Vibrationszuständen im II. Minimum entsprechen, nicht allein durch die Lorentzbreite W einer reinen ungedämpften Transmissionsresonanz erklären lassen [BRI68, BAC69, SPE69, PED69]. Zur Modellierung der Breite der Resonanzen war es nötig, die Verteilung der Stärke der β -Vibrationen auf intrinsische Compoundkern-Zustände im II. Minimum zu berücksichtigen. Die in ^{240}Pu zum ersten Mal mit Halbleiterdetektoren (Energieauflösung 120 keV) von Britt et al. [BRI68] gemessene Breite der Resonanz bei einer Anregungsenergie von ca. 5 MeV ließ sich unmittelbar mit einer solchen gedämpften Resonanz erklären.

Neben der in den Experimenten mit Halbleiterzählern beobachteten Grobstruktur und der Feinstruktur 1. Ordnung, welche von den Compoundkernniveaus im I. Minimum stammt und aufgrund der hohen Niveaudichte nur in Neutroneneinfangreaktionen nachgewiesen werden kann, sagt das Modell der gedämpften Transmissionsresonanzen eine Feinstruktur II. Ordnung vorher (die sogenannte intermediäre Struktur), die von den intrinsischen Zuständen im II. Minimum herrührt und mit Magnetspektrographen nachweisbar ist, die eine Auflösung für die Energieabhängigkeit der prompten Spaltwahrscheinlichkeit von einigen keV erlauben. Mit einem Detektor, der eine Energieauflösung von 17 keV besaß, gelang es Specht et al. [SPE69] in ^{240}Pu solche intermediären Strukturen aufzulösen. In einem Folgeexperiment mit verbesserter Energieauflösung von 7 keV gelang es dann Glässel et al. [GLA76], die intermediären Strukturen in der $E^*=5.1$ MeV-Resonanz von ^{240}Pu zu bestätigen und die vom Modell vorhergesagten Breiten W_{cII} der Typ-II Resonanzgruppen zu messen. Zudem wurde in dem gleichen Experiment die nächst tiefer liegende Resonanz bei $E^*=4.6$ MeV beobachtet, ohne allerdings spektroskopische Information daraus extrahieren zu können.

Aus den bisherigen $^{239}\text{Pu}(\text{d,pf})$ -Transmissionsresonanzexperimenten waren zu Beginn dieser Arbeit nur die Grobstruktur und die intermediäre Struktur der 5.1 MeV-Resonanz in ^{240}Pu bekannt. Über eine intermediäre Struktur der tiefer liegenden

4.6 MeV-Resonanz lagen keine Anhaltspunkte vor. Desweiteren waren aus den bis dahin durchgeführten Experimenten eine Vielzahl von Informationen über die Form der Spaltbarriere und Abschätzungen über die Lage der kollektiven Anregungsniveaus bekannt [JUS80], aber eine eindeutige Zuordnung der Resonanzen zu einzelnen Vibrationsniveaus war zuvor nicht gelungen.

5.2 Experimenteller Aufbau und Durchführung der Messung

Die direkte (d,pf)-Reaktion stellt den geeigneten Mechanismus zur Untersuchung von Transmissionsresonanzen dar. In unserem Falle wurde die Reaktion bei einer Energie des vom Münchner Tandembeschleuniger gelieferten Deuteronenstrahls von 12.5 MeV durchgeführt. Gemessen wurden dabei die emittierten Protonen in Koinzidenz mit Spaltfragmenten. Ermöglicht wurden diese Untersuchungen durch die in Garching verfügbare Kombination eines hochauflösenden und effizienten ($\Omega=10$ msr) Q3D-Magnetspektrographen samt Fokalebeneendetektor hoher Auflösung sowie eines Targetlabors zur Herstellung der radioaktiven ^{239}Pu -Targets (zu 99.9 % angereichertes $^{239}\text{Pu}_2\text{O}_3$, Dicke: $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, auf einem $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Kohlenstoff-Backing).

Der schematisch in Abb. 5.3 dargestellte Münchner Q3D-Magnetspektrograph besteht aus einer Kombination von drei Dipolmagneten, einem Quadrupolmagneten und einem Multipolelement, wodurch geladene Teilchen auf die 1700 mm lange Fokalebene mit einem effektiven Krümmungsradius von ca. 3500 mm abgebildet werden. Der vor dem ersten Dipol angebrachte Quadrupolmagnet erzeugt ein vertikales Zwischenbild am Ort des Multipolelementes, womit sich die aus dem $\Delta\Theta = 3^\circ$ großen Öffnungswinkel des Q3D resultierende kinematische Energieverschmierung $dE/d\Theta$ ausgleichen läßt. Im Experiment stand der Q3D unter einem Winkel von $\Theta_{Lab} = 130^\circ$ relativ zum Deuteronenstrahl.

Aufgrund ihrer unterschiedlichen magnetischen Steifigkeit liessen sich die Protonen nach dem Flug durch den Q3D im Fokalebeneendetektor gut von den gleichfalls nachgewiesenen Projektil-Deuteronen separieren. Über die aus dem Nachweisort im Fokalebeneendetektor bestimmbare kinetische Energie der Protonen konnte die Anregungsenergie der über die (d,p)-Reaktion populierte ^{240}Pu -Zustände direkt gemessen werden. Der Fokalebeneendetektor zum Nachweis leichter Ionen zeichnete sich durch einen großen dynamischen Bereich (1.7 m Länge) und eine ausgezeichnete Energieauflösung aus [ZAN91]. Bei dem Detektor handelte es sich um eine Kombination von Proportional- und Szintillationszähler, wie sie in Abb.

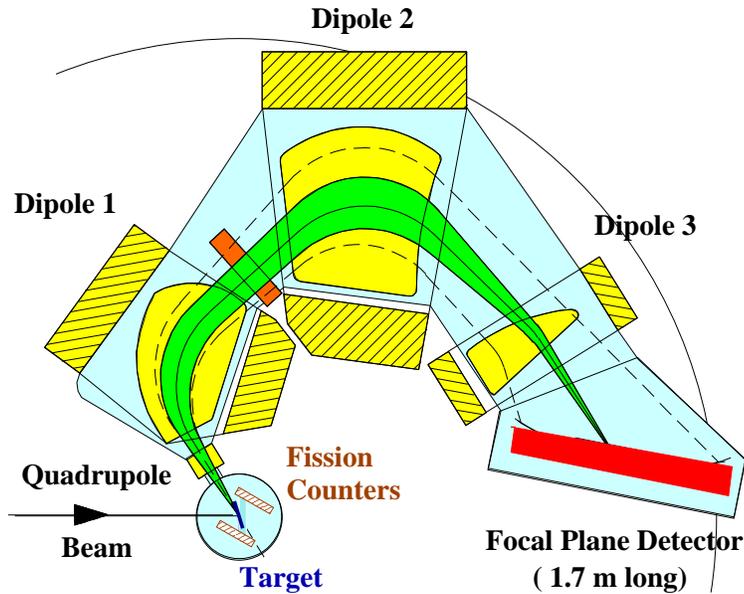


Abbildung 5.3: Aufbau des Q3D-Magnetspektrometers sowie Anordnung der Parallelplattenzähler zum Nachweis der Spaltfragmente und des Fokalebeneendetektors zum Nachweis der Protonen aus der $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ -Reaktion in der Detektor-kammer.

5.4 wiedergegeben ist. Er besteht aus vier aktiven Komponenten, zwei Eindraht-Ebenen (SWPC) mit einer dazwischen liegenden Vieldraht-Ebene (MWPC) und einer Szintillator-Lichtleiter-Einheit. Die beiden Eindraht-Ebenen dienen zur Bestimmung des Energieverlustes, des horizontalen Einfallswinkels und des horizontalen Auftreffortes der einfallenden Teilchen. Die Vieldraht-Ebene liefert neben einem Signal für den Auslesetrigger Informationen über den vertikalen Auftreffort der Teilchen. Dieser ist ausschlaggebend für die richtige Höhenjustierung des Detektors bezüglich der Reaktionsebene. Die Energieverlustsignale aus den Eindrahtebenen werden zusammen mit dem zur Restenergie proportionalen Signal aus dem Szintillationszähler zur Teilchenidentifikation verwendet. Das Anodensignal wird genutzt, um die Periode in der in Abb. 5.4 erkennbaren modularen Folienstruktur der Kathode zu bestimmen, in der die Ladungswolke durch das hindurchfliegende Teilchen induziert wird. Der genaue Durchflugsort innerhalb der Periode lässt sich dann mit dem von der räumlichen Ausdehnung der Ladungswolke abhängigen Kathodensignal ermitteln. Der Einsatz von zwei ortsempfindlichen Eindraht-Ebenen erlaubt es zudem, die Auftrefforte der Trajektorien (inklusive des Auftreffwinkels) auf der gekrümmten Fokalebene so genau zu rekonstruieren, daß im Experiment eine Energieauflösung von 7 keV erreicht werden konnte. Insbesondere konnte über den Auftreffwinkel eine winkelabhängige Korrektur für verschiedene Flugbahnen zum gleichen Auftreffort auf der Fokal-

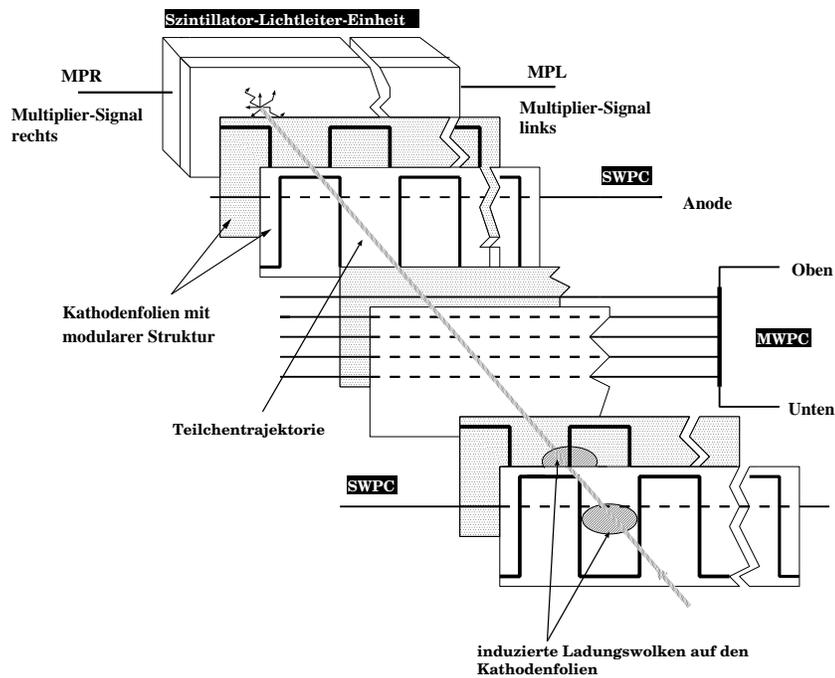


Abbildung 5.4: Aufbau des Fokalebenenendetektors, der aus zwei ortsempfindliche Eindraht-Proportionalzählern mit geätzten Kathodenfolien (SWPC), einem Mehrdraht-Proportionalzähler (MWPC) und einem Plastikszintillator besteht.

ebene durchgeführt werden, was in einer wesentlich verbesserten Zeitaufösung des Fokalebenenendetektors resultierte. Die Energieauflösung von 7 keV wurde im Rahmen der Energieeichung über die $^{208}\text{Pb}(d,p)$ Reaktion ($Q_{GS}=1.710\pm 0.015$ MeV [KOV74]) gemessen. Eine ausführliche Darstellung der Auswerteprozeduren zur Erstellung des geeichten und korrigierten Protonenenergiespektrums findet sich beispielsweise in [VAL92].

Zur koinzidenten Messung der Spaltprodukte waren zwei großflächige ortsauffösende Parallelplattenzähler in der Targetkammer des Q3D montiert. Diese deckten einen relativ zur Rückstoßachse gemessenen Bereich von $\phi = 0^\circ$ - 100° ab, was einem Raumwinkel von 24% von 4π entsprach. Bei den Parallelplattenzählern handelte es sich um zwei ortsempfindliche Vieldrahtzähler mit jeweils einer horizontalen und einer vertikalen Drahtebene [HUN99]. Diese Konstruktion ermöglichte es, die Winkelverteilung der Spaltfragmente zu messen.

Für den Fokalebenenendetektor signalisierte eine schnelle zeitliche Koinzidenz eines Signals aus der Mehrdrahtebene mit einem Signal des Szintillator-Lichtwellenleiters ein geladenes Teilchen mit einer Trajektorie durch den Q3D und führte während des Experimentes zum Auslesen der ADC's. Dieser Teil der Auslese-

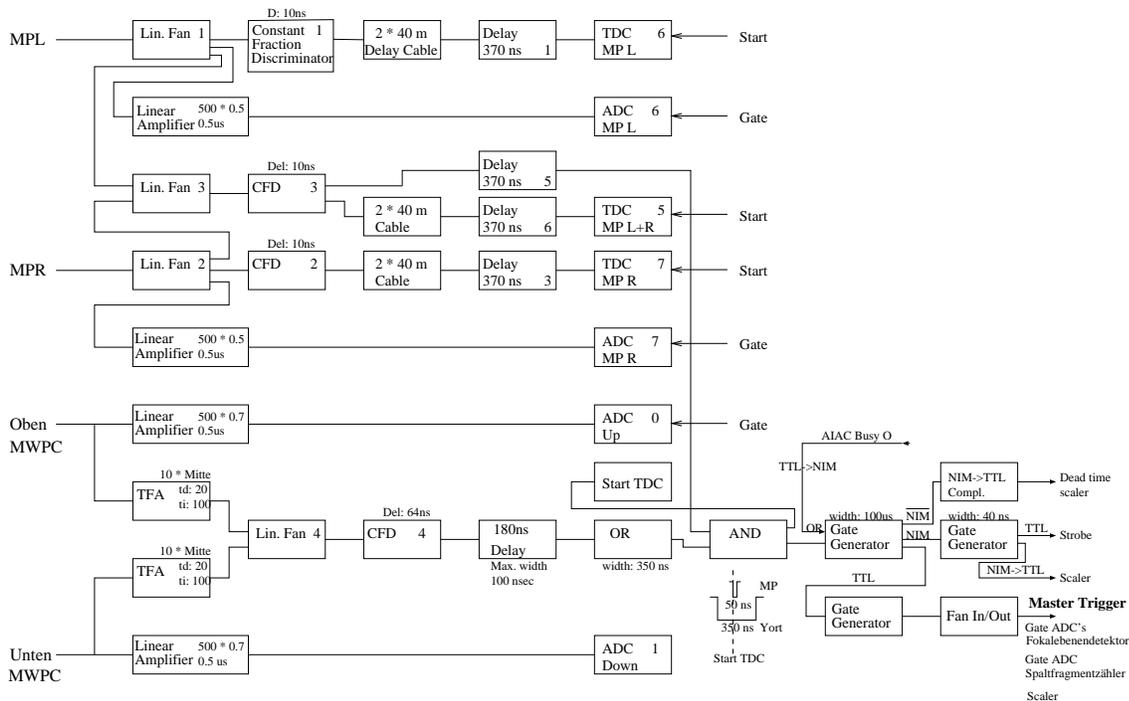


Abbildung 5.5: Blockschaltbild der elektronischen Komponenten zur Verarbeitung der Signale aus dem Fokalebenenendetektor und zur Bildung des Master-Trigger-Signals, mit dem die Auslese der Koinzidenzen zwischen Spaltfragmentenzähler- und Fokalebenenendetektor-Ereignissen angestoßen wurde.

elektronik ist in Abb. 5.5 im Detail dargestellt. Die schnelle zeitliche Koinzidenz im Fokalebenenendetektor diente als Master Trigger, mit dem auch die Signale der Spaltfragmentdetektoren aus einem weiteren ADC ausgelesen wurden. Der Mastertrigger ermöglichte es, alle Koinzidenzen zwischen Spaltfragmenten und Protonen aufzunehmen und deren Energiespektrum zu messen.

Mit dem beschriebenen Aufbau gelang es, mit einem durchschnittlichen Strahlstrom von 400 nA innerhalb von 108 Stunden Strahlzeit 49160 Protonen in Koinzidenz mit Spaltfragmenten aus der $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ -Reaktion nachzuweisen. Die durchschnittliche Strahlintensität von 400 nA führte zu Zählraten in den Spaltfragmentzählern von 20 kHz, womit diese am Rande ihrer Belastbarkeit betrieben wurden, während die Zählrate im Fokalebenenendetektor bei 90 Hz weit unterhalb der (mit der verwendeten Elektronik) maximalen Belastbarkeit von 200 Hz lag.

5.3 Darstellung der Meßergebnisse

Das Energiespektrum der Protonen, das in Koinzidenz mit den Spaltfragmenten der Reaktion $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ gemessen wurde, ist als Funktion der Anregungsenergie des ^{240}Pu Compoundkerns in Abb. 5.6 wiedergegeben. Beiträge zufälliger Koinzidenzen wurden durch Subtraktion eines zufälligen Protonenspektrums auf ein Minimum reduziert.

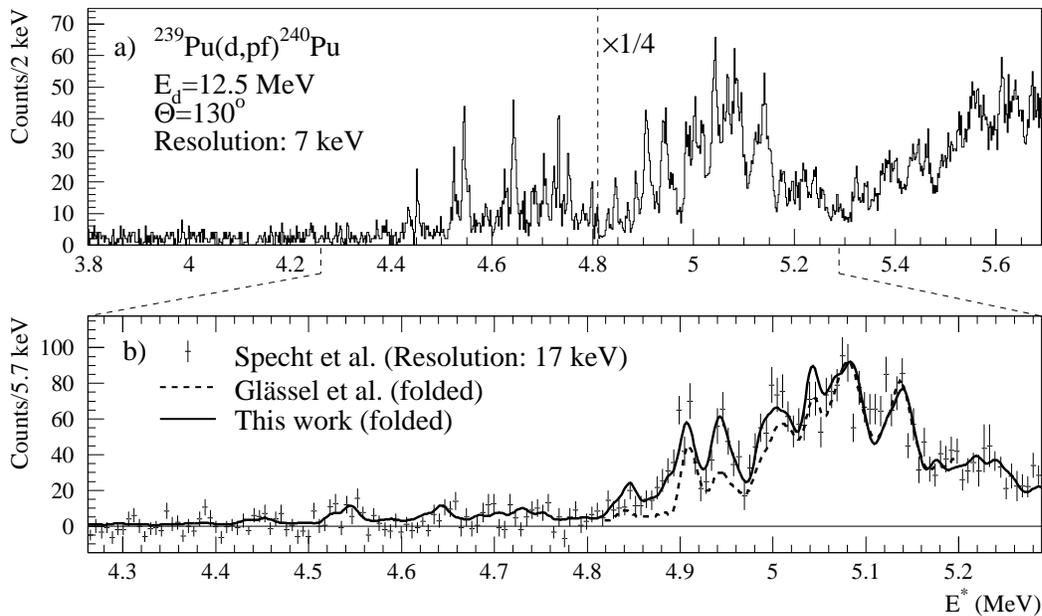


Abbildung 5.6: a) Untergrundkorrigiertes Protonenspektrum, das in Koinzidenz mit den Spaltprodukten aus der $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ -Reaktion im Rahmen dieser Arbeit gemessen wurde. b) Überlagerung des von Specht et al. gemessenen Protonenspektrums [SPE69] mit dem von Glässel et al. [GLA74] (gestrichelte Linie) und dem im Rahmen dieser Arbeit (durchgezogene Linie) gemessenen Spektrum. Die beiden überlagerten Spektren wurden zum Vergleich mit der Energieauflösung von Specht et al. (17 keV) gefaltet.

Das mit den Spaltfragmenten koinzidente Protonenspektrum erlaubt es, die Strukturen in der Spaltwahrscheinlichkeit ohne weitere Transformation zu analysieren. Definiert ist die Spaltwahrscheinlichkeit P_f^{tot} als das Verhältnis zwischen dem Spaltquerschnitt $\sigma_{(d, pf)}$ (Koinzidenzspektrum) und dem Gesamtquerschnitt $\sigma_{(d, p)}$ ((d,p)-Spektrum).

$$P_f^{tot} = \frac{\sigma_{(d, pf)}}{\sigma_{(d, p)}}$$

Nachdem aber das (d,p)-Spektrum im hier interessierenden Anregungsbereich bekannt ist [SPE69] und keine markanten Strukturen aufweist, entsprechen die

Strukturen im gemessenen Koinzidenzspektrum direkt denen in der Spaltwahrscheinlichkeit.

Zur Überprüfung der Zuverlässigkeit des gemessenen Energiespektrums wurde dieses im unteren Teil der Abb. 5.6 mit früheren hochauflösenden Messungen der gleichen Reaktion verglichen: das mit den Datenpunkten dargestellte Spektrum wurde von Specht et al. [SPE69] mit einer Auflösung von 17 keV gemessen. Es wird von unserem Energiespektrum (durchgezogene Linie) in allen Einzelheiten wiedergegeben. Dazu wurden die Daten mit einer Auflösung von 17 keV gefaltet und der korrekte Q-Wert wurde durch eine globale Verschiebung um 120 keV zu höheren Energien in den Daten von Ref. [SPE69] berücksichtigt. Für den Vergleich mit den Daten der neueren Messung von Glässel et al. [GLA74], die mit $E_d=12.5$ MeV und $\Theta=125^\circ$ bei einer experimentellen Auflösung von 3 keV durchgeführt wurde, war lediglich eine Verschiebung von 12 keV erforderlich. In diesem Experiment wurden die Protonen im Q3D mit einem Vieldraht-Proportional-Zähler mit digitaler Einzeldrahtauslese nachgewiesen. Schwerwiegende Effizienzverluste von bis zu 50 % im Bereich der unteren Hälfte der 5.1 MeV Resonanz zeigen sich in Abb. 5.6 für die Messung von Ref. [GLA76] (unterbrochene Kurve).

Das im oberen Teil der Abb. 5.6 abgebildete Koinzidenzspektrum zeigt als erwartete Grobstruktur zwei Resonanzen bei 4.6 MeV und 5.1 MeV mit einer Resonanzbreite von ca. 200 keV. Im Gegensatz zu früheren Messungen gelang es bei dieser Messung nun allerdings auch in der 4.6 MeV-Resonanz eine Feinstruktur aufzulösen. Die intermediäre Struktur der Resonanz weist ein periodisches Muster von Triplets auf, bestehend aus zwei schwachen und einer dazwischen liegenden stärkeren Linie. Die ortsempfindlichen Spaltfragment-Detektoren lieferten als weitere experimentelle Observable die Winkelverteilung der Spaltfragmente, auf die im Zusammenhang mit der Diskussion der spektroskopischen Resultate im folgenden ausführlicher eingegangen wird.

5.4 Diskussion der spektroskopischen Resultate

Die aus den stärksten Strukturen der 4.6 MeV-Resonanz in Abb. 5.6 abgeleiteten Energieabstände von 19 und 43 keV entsprechen dabei fast genau den Energiedifferenzen zwischen dem 0^+ - und 2^+ -Zustand sowie zwischen dem 2^+ - und 4^+ -Zustand der $K^\pi = 0^+$ -Rotationsbande, die auf dem Grundzustand im II. Minimum aufbaut. Diese gute Übereinstimmung stellt zusammen mit den Daten aus der Winkelverteilung der Spaltfragmente ein sehr überzeugendes Argument dafür dar, daß es sich bei den gemessenen Strukturen um $K^\pi = 0^+$ -Rotationsbanden im superdeformierten Minimum von ^{240}Pu handelt.

5.4.1 Spaltfragment-Winkelverteilung

Um die Spins und K-Werte der beobachteten Compoundkern-Zustände im II. Minimum zu verifizieren, wurde parallel zur Analyse der Protonenspektren noch die mit den PPZ gemessene Winkelverteilung der Spaltfragmente relativ zur Rückstoßachse des Restkerns aus der (d,p)-Reaktion ausgewertet.

Die auf die Rückstoßachse des Restkerns aus der (d,p)-Reaktion bezogene Spaltwinkelverteilung für einen Sattelpunktzustand mit den Quantenzahlen $|JMK\rangle$, wobei M die Projektion des Spins J auf eine äußere Quantisierungsachse und K die Projektion von J auf die Symmetrieachse ist, kann mit Hilfe der D-Funktionen (Wellenfunktionen des symmetrischen Kreisels) beschrieben werden [FRA66].

$$W_{MK}^J(\theta) = \frac{2J+1}{4} \cdot (|D_{MK}^J(\theta)|^2 + |D_{MK}^J(\theta + \pi)|^2) \quad (5.38)$$

Nutzt man die Drehimpulsbeziehungen, die bei der $^{239}\text{Pu}(d,p)$ -Reaktion auftreten aus [GLA74] und entwickelt die D-Funktionen nach Legendrepolyomen P_λ , so erhält man für die Wahrscheinlichkeit, eines der beiden Spaltfragmente unter dem Winkel θ nachzuweisen

$$W_K^{J_f}(\theta, j) = \sum a_\lambda P_\lambda(\cos\theta) \quad (5.39)$$

Der Spin J_f resultiert dabei aus der Summe des vom Neutron übertragenen Drehimpulses j und dem Spin $J_i = \frac{1}{2}$ des Targetkerns ^{239}Pu im Grundzustand. Die aus dem Experiment im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Koeffizienten a_2 und a_4 wurden in Abb. 5.7 unter dem Protonen-Koinzidenzspektrum aufgetragen und mit den von Glässel et al. bestimmten Koeffizienten verglichen.

Die eingezeichneten horizontalen Linien geben die theoretisch berechneten Koeffizienten a_2 und a_4 wieder, wie sie in Abhängigkeit der von den Neutronen in der (d,p)-Reaktion übertragenen Spins j zu erwarten sind. Der Transfer des Spins führt zu Zuständen im ^{240}Pu mit den Quantenzahlen $K=0$ und $J = |1/2 + j|$. Aufgrund des niedrigen Grundzustandsspins von ^{239}Pu ($J^\pi=1/2^+$) werden lediglich Zustände mit geringem Drehimpuls J im ^{240}Pu besetzt. Die 0^+ -Zustände unter ihnen lassen sich wegen ihres isotropen Spaltverhaltens gut im Winkelverteilungsspektrum der Spaltfragmente erkennen. Die großen und positiven a_2 - und a_4 -Koeffizienten sind ein starkes Indiz dafür, daß es sich in beiden Resonanzen um $K=0$ -Zustände handelt [SPE70]. Da die Daten der $^{240}\text{Pu}(\gamma, f)$ -Photospaltungsexperimente in der oberen 5.1 MeV-Resonanz eine Unterdrückung der $K^\pi = 0^-$ -Zustände um mehr als zwei Größenordnungen gegenüber den $K^\pi = 0^+$ -Zuständen erkennen lassen [GLA76], ist von $K^\pi = 0^+$ Banden auszugehen. Für die untere 4.6 MeV-Resonanz war es jedoch nötig, die Beimischung der

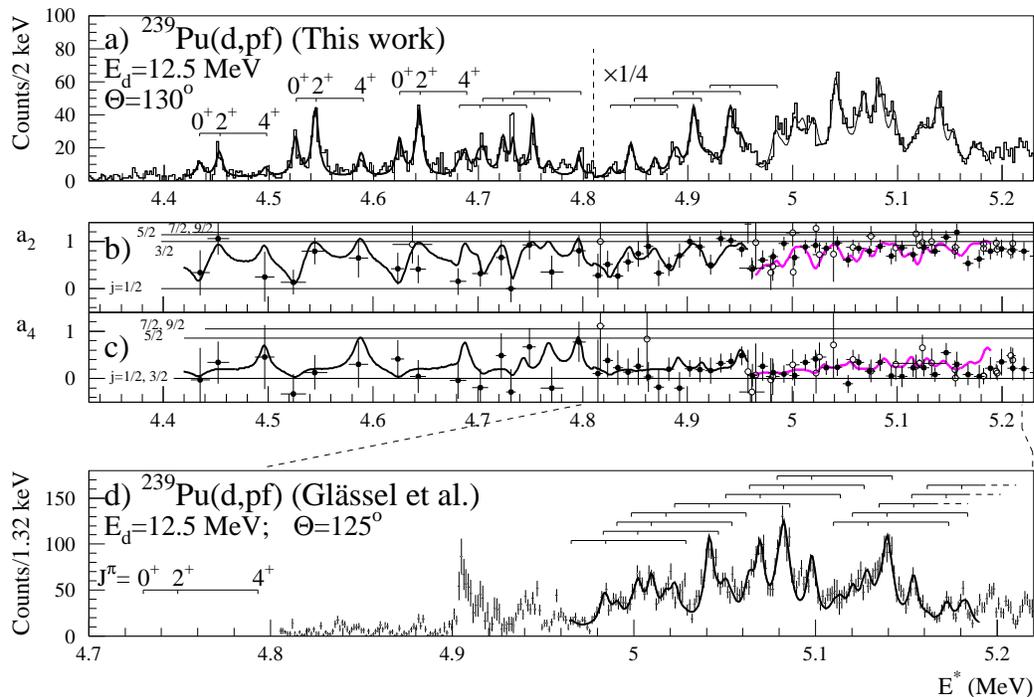


Abbildung 5.7: a) Protonenenergie-Spektrum (entsprechend der Anregungsenergie E^* des Compoundkerns), das im Rahmen dieser Arbeit mit einer Energieauflösung von ca. 7 keV in Koinzidenz mit den Spaltfragmenten aus der $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ - Reaktion gemessen wurde. Eingezeichnet ist zusätzlich ein Fit an das Meßspektrum mit $K^\pi = 0^+$ -Rotationsbanden mit $0^+, 2^+, 4^+$ Bandenmitgliedern. Im oberen Teil der 5.1 MeV Resonanz wurden die Bandenkopfenergien aus dem Fit in Abb. d) verwendet (dünnere durchgezogene Linie).

b), c) Die ausgefüllten Datenpunkte geben die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten a_2 - und a_4 -Koeffizienten der Winkelverteilung der Spaltfragmente wieder. Offene Symbole entsprechen den a_2 - und a_4 - Koeffizienten aus der Messung von Glässel et al. [GLA76]. Die aus dem Fit des Protonenspektrums resultierenden Werte sind als durchgezogene Kurven eingezeichnet. Die dünnen horizontalen Linien entsprechen den zu den verschiedenen Werten des transferierten Neutrons spins zugehörigen theoretischen a_2 - und a_4 - Koeffizienten.

d) Das in Koinzidenz mit den Spaltfragmenten gemessene Protonenspektrum der $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ Reaktion von Glässel et al. [GLA76] . Als Linie eingezeichnet ist ein Fit von $K^\pi = 0^+$ Rotationsbanden an die experimentellen Daten. Das $0^+, 2^+, 4^+$ Muster gibt die im Fit verwendeten Rotationsbanden wieder.

$K^\pi = 0^-$ -Beiträge in Erwägung zu ziehen. Wie im folgenden Abschnitt über die spinabhängige Spaltwahrscheinlichkeit ausführlicher dargelegt wird, läßt sich die Spaltwahrscheinlichkeit aber auch in dieser Resonanz ausreichend gut allein mit $K^\pi = 0^+$ -Zuständen beschreiben. Es weist somit alles darauf hin, daß im Be-

reich der gedämpften Resonanzen ca. 1 MeV unterhalb des Barrierenmaximums eine vollständige Spektroskopie von $K^\pi = 0^+$ -Zuständen gelang.

5.4.2 Diskussion des Anregungsspektrums

Mit der vorliegenden Messung ist es damit zum ersten Mal gelungen, in der intermediären Struktur der tiefliegenden 4.6 MeV-Resonanz eine Sequenz von reinen $K^\pi = 0^+$ -Rotationsbanden mit Spins 0^+ , 2^+ und 4^+ zu identifizieren, deren Energieabstände aus der Grundzustandsrotationsbande des II. Minimums bekannt sind. In der intermediären Struktur der 5.1 MeV Resonanz konnte allerdings wiederum nur die aus den früheren Messungen bereits bekannte, unregelmässige Struktur von Übergängen "ohne jeden systematischen Trend" [SPE70] bestätigt werden. In dem Bereich der 5.1 MeV-Resonanz, in dem genügend gemeinsame Meßwerte zwischen dem in der vorliegenden Arbeit gemessenen Spektrum und dem Spektrum von Glässel et al. [GLA76] vorliegen, wurde das Spektrum von Glässel et al. mit $K^\pi = 0^+$ -Rotationsbanden gefittet. Beim Fit wurde eine Lorentzform der Linien angesetzt, die Bandenkopfenergien und -amplituden jeder Bande als frei variierbare Parameter gewählt und ein gemeinsamer Rotationsparameter für alle Trägheitsmomente verwendet. Die Intensitätsverhältnisse zwischen den Bandenmitgliedern wurden aus Ref. [GLA76] übernommen und als Anfangswerte der Amplituden-Parameter vorgegeben. Der resultierende Fit reproduzierte mit 13 Rotationsbanden die experimentellen Daten von Glässel et al. sehr gut. Die Bandenkopfenergien der 13 Rotationsbanden wurden anschließend als Konstanten verwendet, um die entsprechenden Strukturen in der Resonanz des im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Spektrums zu fitten. Variable Fitparameter waren bei diesem Fit nur die Linienbreiten und die relativen Amplitudenverhältnisse der Übergänge in den Banden. Mit den verwendeten Parametern gelang eine gute Reproduktion der experimentellen Daten, wie sich aus der dünnen Kurve im hochenergetischen Teil des obersten Spektrums in Abb. 5.7 ablesen läßt.

Ergänzend zum Fit dieses Energiebereiches wurde die Resonanzgruppe bei 4.6 MeV und der tiefliegende Teil der Resonanz bei 5.1 MeV mit derselben Methode gefittet. Im Gegensatz zu den vorhergegangenen Fits wurden dabei allerdings die einzelnen Rotationsparameter $\hbar^2/2\Theta$, die I_2^+/I_0^+ -Verhältnisse und die I_4^+/I_0^+ -Verhältnisse als frei variierbare Parameter gewählt. Es gelang mit diesem Fit, wie im niederenergetischen Teil des obersten Spektrums in Abb. 5.7 gut zu erkennen, drei tiefliegende und sehr gut isolierte Banden mit Bandenkopfenergien von $E^* = 4434, 4526$ und 4625 keV zu identifizieren.

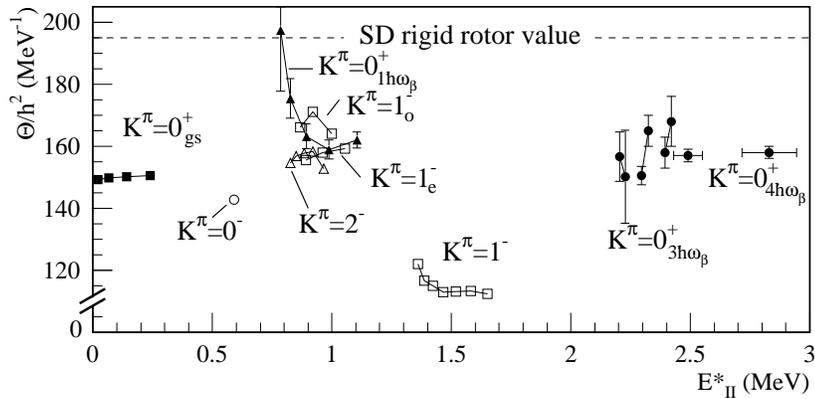


Abbildung 5.8: Trägheitsmomente der Rotationsbanden im II. Minimum von ^{240}Pu als Funktion der Anregungsenergie E_{II}^* über dem Grundzustand im II. Minimum. Für die $K^\pi = 1^-$ (b-)Bande mit den Subscripts "o" und "e" wurden die Trägheitsmomente getrennt für gerade ("e") und ungerade ("o") Spinzustände aufgetragen.

5.4.3 Diskussion der dynamischen Trägheitsmomente

Mit dieser Messung war es somit zum ersten Mal möglich, die dynamischen Trägheitsmomente von hoch angeregten, deutlich voneinander getrennten $K^\pi = 0^+$ -Banden ($E^* = 4434, 4526$ und 4625 keV) zu ermitteln. Mit diesen Werten lassen sich zudem weitere Aussagen über Deformation und kollektive Struktur der Kerne machen. Für die anderen weniger gut aufgelösten Rotationsbanden der 4.6 MeV Resonanz und für die Banden in der $E^* = 5.1$ MeV-Resonanz wurden gemittelte Werte für die Trägheitsmomente bestimmt. In Abb.5.8 sind alle diese Trägheitsmomente zusammen mit dem Trägheitsmoment der auf dem Grundzustand aufbauenden Rotationsbande sowie mit den Trägheitsmomenten der tiefliegenden kollektiven Banden aufgetragen, die aus den γ -Spektroskopie- und Konversionselektronen-Experimenten resultierten.

Für das Trägheitsmoment der Grundzustandsbande wurde erst kürzlich ein auf Cranking-Modell-Rechnungen basierender Wert von $\Theta/\hbar^2 = 155$ MeV $^{-1}$ theoretisch vorhergesagt [AFA01]. Im Bereich der 4.6 und 5.1 MeV-Transmissionsresonanzen (die in der Folge gemäß der Diskussion von Abb. 6.1 der Anregung von 3 bzw. 4 β -Vibrationsphononen zugeordnet werden) hätte man aufgrund der Abnahme des Paarungseffektes bei zunehmender Anregungsenergie erwartet, daß die Trägheitsmomente dieser Banden sich dem Wert für einen starren Rotor annähern. Dies konnte experimentell allerdings nicht verifiziert werden. Möglicherweise führte die durch den Spaltungs-Trigger erfolgte Auswahl von Banden

mit starken β -Vibrationsanteilen zur Anreicherung kollektiver Anteile in der Wellenfunktion selbst bei Anregungsenergien nahe des Maximums der Spaltbarriere. Während im I. Minimum die $K^\pi = 0^+$ -Vibrationen eine starke Mischung mit Paarungsvibrationen aufweisen, erwartet man im II. Minimum eine wesentlich geringere Vermischung, da in den Konversionselektronen-Messungen eine erheblich höhere Kollektivität der β -Vibrationsanregungen im II. Minimum beobachtet wurde. Dadurch könnten die Paarungsvibrationen und das Blocking eingeschränkt sein, was die gegenüber der Grundzustandsbande unveränderten Trägheitsmomente erklären würde.

5.4.4 Bestimmung der Grundzustandsenergie im II. Minimum

Um die Vermutung zu erhärten, daß mit der dargestellten Transmissionsresonanz-Spektroskopie die $K^\pi = 0^+$ -Zustände in einem ausgewählten Anregungsenergie-Bereich knapp unterhalb der Spaltbarriere vollständig spektroskopiert wurden, wurde eine statistische Analyse der Niveauabstände der $K^\pi = 0^+$ -Bandenköpfe durchgeführt. Dazu wurden die experimentell bestimmten 0^+ -Niveauabstände durch die mittels des "Backshifted Fermigas Modells" in der Parametrisierung von [RAU95] berechneten durchschnittlichen 0^+ -Niveauabstände dividiert. Die statistische Auswertung zeigte, daß die Verteilung der Niveauabstände der 0^+ -Zustände gut mit einer Wigner-Verteilung übereinstimmt (siehe Abb.5.9), wie bei Vollständigkeit des Nachweises sich abstoßender Niveaus mit gleichem Drehimpuls und gleicher Parität zu erwarten war. Da die Berechnung der durchschnittlichen 0^+ -Niveauabstände die Annahme eines Wertes für die Grundzustandsenergie E_{II} im II. Minimum voraussetzt, wurde das Verfahren mehrfach für verschiedene Werte von E_{II} durchgeführt und die Ergebnisse dann jeweils mit einer Wigner-Verteilung gefittet, sowie das zugehörige χ^2 ermittelt (siehe Abb. 5.9). Abschließend wurde eine stetige, parabelförmige Funktion durch die Verteilung der χ^2 -Werte zwischen 1.9 und 2.6 MeV gefittet, wobei sich im Minimum der Parabel für E_{II} ein Wert von $E_{II}=2.25$ MeV ergab. Eine ähnliche Analyse mit vergleichbarem Ergebnis findet sich auch in Ref. [GLA76].

Will man die im II. Minimum experimentell gemessene Verteilung der 0^+ -Niveauabstände mit der für das I. Minimum berechneten Niveaudichte-Verteilung beschreiben (Kurven in Abb. 5.10 für verschiedene Parametrisierungen der Niveaudichte), so erfordert dies die im oberen Abschnitt angesprochene Variation des Back-Shift Terms um den Wert der Anregungsenergie des Grundzustands im II. Minimum (was einer Verschiebung der Niveaudichte-Kurve für das I. Minimum um diesen Wert entspricht), solange bis eine optimale Beschreibung der

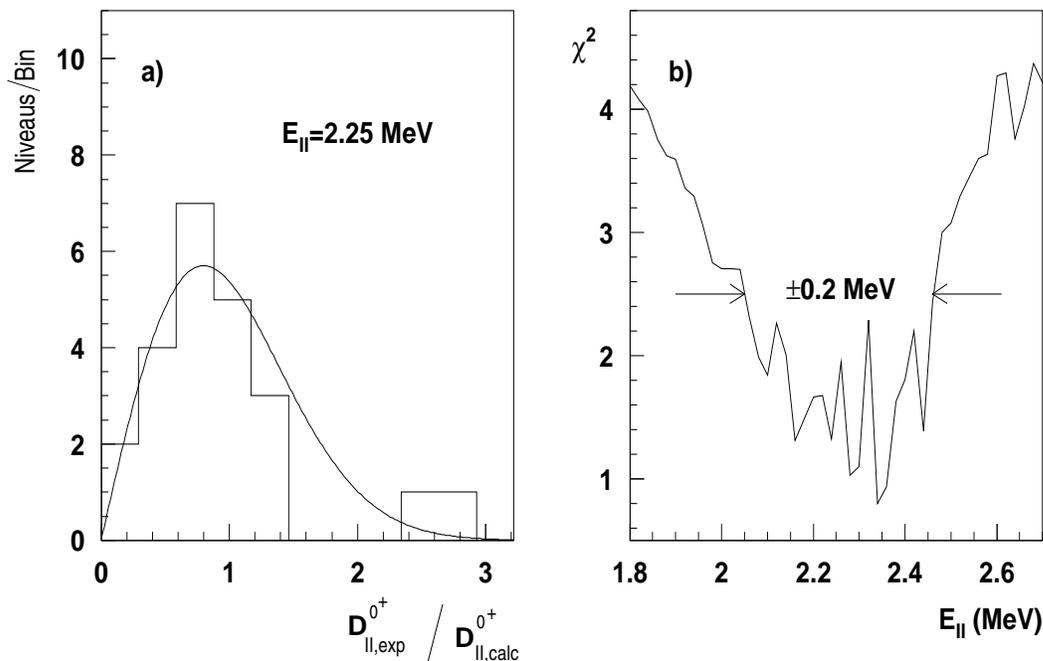


Abbildung 5.9: a) Häufigkeitsverteilung der Niveauabstände $D_{II,exp}^{0+}$ aller beobachteten $K^\pi = 0^+$ -Banden dividiert durch die mit dem "Backshifted Fermigas Modell" in einer Parametrisierung nach [RAU95] berechneten Niveauabstände $D_{II,calc}^{0+}$, wobei ein Wert von $E_{II}=2.25$ MeV für die Anregungsenergie des Grundzustandes im II. Minimum eingesetzt wurde. Die durchgezogene Linie gibt einen Fit der Quotienten mit der zu erwartenden theoretischen Wigner-Verteilung wieder. b) χ^2 -Abweichungen des Fits der Häufigkeitsverteilung der Quotienten als Funktion der verwendeten Anregungsenergien E_{II} des Grundzustandes im II. Minimum. Legt man einen parabelförmigen Fit durch die χ^2 -Werte zwischen 1.9 und 2.6 MeV, so ergibt sich ein minimaler Wert von χ^2 bei $E_{II}=2.25$ MeV.

im II. Minimum gemessenen Niveauabstände erreicht ist. Bei einer Verschiebung, bezogen auf die Parametrisierung von Rauscher et al., von 2.25 ± 0.2 MeV ergibt sich wie in Abb. 5.10 auch gut erkennbar, eine gute Übereinstimmung zwischen theoretisch berechneten und experimentell gemessenen Verteilungen, so daß sich als Resultat der Analysen eine Anregungsenergie des Grundzustandes im II. Minimum von $E_{II}=2.25 \pm 0.2$ MeV ergibt. Dieser Wert befindet sich in guter Übereinstimmung mit seit längerem bekannten Werten für die Anregungsenergie des Grundzustandes im II. Minimum, die aus extrapolierten Messungen der Anregungsfunktion im II. Minimum stammen [WAG91]. Somit konnte hier eine neue Methode zur Bestimmung der Potentialtiefe des II. Minimums etabliert werden,

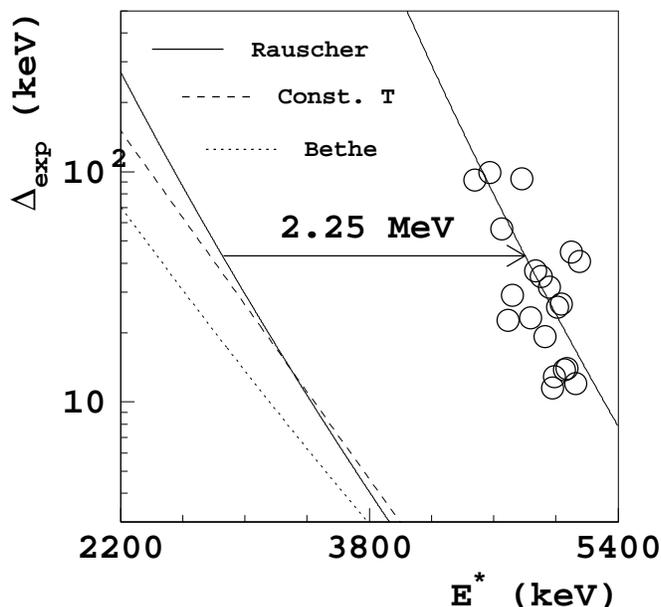


Abbildung 5.10: Niveaubstände der $J^\pi = 0^+$ Niveaus als Funktion der Anregungsenergie. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien zeigen berechnete Niveaubstände für verschiedene Modelle und Parametrisierungen. Die durchgezogene Linie im linken Bildteil entspricht den mit dem "Backshifted Fermigas Modell" mit einer Parametrisierung nach [RAU95] berechneten Niveaubständen im I. Minimum. Zur Beschreibung der gemessenen Verteilung der Niveaubstände muß diese Kurve verschoben werden, wobei die Energieverschiebung von 2.25 MeV dabei der Grundzustandsenergie im II. Minimum entspricht. Zum Vergleich sind auch noch die Niveaubstände für das I. Minimum nach dem Modell von Bethe sowie nach dem "constant temperature" Formalismus mit einer Parametrisierung nach von Egidy et al. [EGI88] gestrichelt eingezeichnet. Die offenen Kreise geben die experimentell bestimmten Niveaubstände im II. Minimum wieder.

die in einem weiteren Experiment dazu verwendet wurde, um die bis dahin unbekannte Anregungsenergie des Grundzustandes im III. Minimum von ^{234}U zu bestimmen [KRA99].

5.5 Drehimpulsabhängige Spaltwahrscheinlichkeiten

Neben den eben diskutierten spektroskopischen Eigenschaften ergeben sich aus der detaillierten Analyse der spinabhängigen Spaltwahrscheinlichkeit und der anderen in Tab. 5.1 aufgeführten Größen weitere interessante Erkenntnisse zur Struktur des II. Minimums, auf die im folgenden näher eingegangen wird.

Tabelle 5.1: Drehimpulsabhängige Eigenschaften des II. Minimums und der Spaltbarriere für die 4.6 und 5.1 MeV Transmissions-Resonanz.

Resonanz: 5.1 MeV

J^π	$\alpha_f(J^\pi)$	$\alpha_c(J^\pi)$	$\langle P_f(J^\pi) \rangle$	D_I (alle K) (keV)	D_{II} ($K^\pi = 0^+$) (keV)	W_{cII} (keV)	$T_{\gamma I}(J^\pi)$	$\langle T_f(J^\pi) \rangle$
0^+	0.19(3)	0.024	0.79(12)	0.175	21	≥ 15	$8.3 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$
2^+	0.66(5)	0.14	0.47(3)	0.039	21	7.5	$3.7 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$
4^+	0.15(5)	0.08	0.19(6)	0.027	21	2.6	$5.4 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$

Resonanz: 4.6 MeV

J^π	$\alpha_f(J^\pi)$	$\alpha_c(J^\pi)$	$\langle P_f(J^\pi) \rangle$	D_I (alle K) (keV)	D_{II} ($K^\pi = 0^+$) (keV)	W_{cII} (keV)	$T_{\gamma I}(J^\pi)$	$\langle T_f(J^\pi) \rangle$
0^+	0.31(6)	0.015	0.042(5)	0.51	96	2.2	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
2^+	0.59(6)	0.12	0.0098(9)	0.11	96	0.6	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-5}$
4^+	0.10(5)	0.07	0.0029(13)	0.08	96	0.2	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$0.4 \cdot 10^{-5}$

Die in der zweiten Spalte der Tab. 5.1 angegebenen relativen Spaltwahrscheinlichkeiten $\alpha_f(J^\pi)$ stammen aus den Fits der beiden Protonenspektren in Abb. 5.7. Mittelt man zwischen den $\alpha_f(J^\pi)$ -Werten aus der vorliegenden Messung und den Werten, die man aus dem Fit des Spektrums von Glässel et al. erhält, so ergibt sich zum Beispiel für die dominierenden 2^+ -Zustände im Maximum der 5.1 MeV Resonanz eine relative Spaltwahrscheinlichkeit von $\alpha_f(2^+) = 0.66 \pm 0.05$. Dieser Wert stimmt unter anderem gut mit dem von Britt et al. gemessenen Wert von $\alpha_f(2^+) = 0.67 \pm 0.06$ [BRI68] überein. Die in der dritten Spalte aufgeführten relativen Spinpopulationen $\alpha_c(J^\pi)$ der im (d,p)-Prozeß bevölkerten Niveaus wurden mittels DWBA-Rechnungen für deformierte Kerne berechnet [AND70, GLA74]. Bei den Rechnungen wurden die Nilsson-Niveaus als Endzustände der (d,p)-Reaktion mit einer Stärkefunktion auf die Compoundkern-Zustände verteilt. Die

bei der 5.1 MeV-Resonanz angegebenen Werte stammen aus den Rechnungen von Glässel, der $\alpha_c(J^\pi)$ -Werte für Projektilenergien von 12.5 MeV berechnet hat. Sie stimmen gut mit den von Andersen et al. [AND70] für $E_d=13$ MeV berechneten Werten der relativen Spinpopulation $\alpha_c(J^\pi)$ überein, so daß für die 4.6 MeV-Resonanz, für die keine Berechnungen mit Projektilenergien von 12.5 MeV existieren, in erster Näherung die von Andersen et al. berechneten und mit einem Skalierungsfaktor versehenen Werte verwendet werden können. Die in Tab. 5.1 aufgeführten Werte $\alpha_c(J^\pi)$ bei 4.6 MeV sind daher aus [AND70] entnommen und gingen in die Berechnung der weiteren Größen ein.

Kennt man die mittlere Spaltwahrscheinlichkeit $\langle P_f \rangle$, so läßt sich mit den Werten $\alpha_f(J^\pi)$ und $\alpha_c(J^\pi)$ unmittelbar die mittlere spinabhängige Spaltwahrscheinlichkeit

$$\langle P_f(J^\pi) \rangle = \langle P_f \rangle \cdot \frac{\alpha_f(J^\pi)}{\alpha_c(J^\pi)} \quad (5.40)$$

berechnen. Aus Just et al. [JUS80] kann man für die mittlere Spaltwahrscheinlichkeiten $\langle P_f \rangle$ im Maximum der beiden Resonanzen die Werte $\langle P_f(5.1 \text{ MeV}) \rangle = 0.1$ und $\langle P_f(4.6 \text{ MeV}) \rangle = 2.0 \cdot 10^{-3}$ entnehmen. Während sich wie bereits erwähnt die mittlere Spaltwahrscheinlichkeit der 5.1 MeV-Resonanz unter der Annahme von reinen $K^\pi = 0^+$ -Zuständen im Rahmen einer theoretischen Modellbeschreibung gut reproduzieren läßt, ist für die tiefer liegende 4.6 MeV-Resonanz auch das Auftreten von $K^\pi = 0^-$ -Zuständen zu diskutieren. Konzentriert man die Stärke dieser Resonanz nicht auf einen Zustand, sondern verteilt sie auf mehrere Zustände mit Energien von 4.2 MeV (30%), 4.5 MeV (45%) und 4.7 MeV (25%), so läßt sich die mittlere Spaltwahrscheinlichkeit der 4.6 MeV-Resonanz allerdings auch ohne $K^\pi = 0^-$ -Zustände so gut reproduzieren, daß man auch bei der tieferen 4.6 MeV Resonanz von reinen $K^\pi = 0^+$ -Banden ausgehen kann. Die Annahme der Fragmentation der Resonanz auf mehrere Zustände wird durch die Clusterbildung von Intensitäten in der Spaltwahrscheinlichkeit entsprechend Fig.9 aus [GLA76] bei den obigen Energien sowie durch die Argumentation in [JUS80] unterstützt. Dort gehen die Autoren davon aus, daß die β -Vibrationsstärke selektiv über einzelne verschiedene, isolierte Compoundkerngruppen verteilt ist, und nicht wie in der klassischen Beschreibung in Lorentzform über viele Zustände gleichmäßig verteilt ist.

Die 0^+ -Niveauabstände D_I im I. Minimum in der 5. Spalte der Tabelle 5.1 wurden mit dem Standardformalismus des "backshifted Fermigas-Modells" berechnet [RAU95]. Aus den Niveauabständen D_{II} der $K^\pi = 0^+$ -Banden im II. Minimum ergaben sich die in der 6. Spalte aufgeführten Werte. Die bei Transmissionsresonanz-Experimenten implizierte Auswahl von $K^\pi = 0^+$ -Banden bewirkt im Gegensatz zu früheren Publikationen die gleiche Niveaudichte der 0^+ , 2^+ und 4^+ Niveaus.

Unter der Bedingung, daß die Spaltbreite Γ_{cII} der Compoundkern-Zustände im II. Minimum wesentlich kleiner ist als die Niveauabstände im II. Minimum ($\Gamma_{cII} \ll D_{II}$), kann als weitere nützliche Größe die Halbwertsbreite W_{cII} der Spaltwahrscheinlichkeit von Compoundkern-Zuständen im II. Minimum gemäß Gleichung (5.22) berechnet werden.

Mit den in der vorliegenden Arbeit gewonnenen neuen Erkenntnissen über die Niveauabstände D_{II} der Zustände im II. Minimum konnten genauere Werte für die Halbwertsbreiten W_{cII} der 0^+ -, 2^+ - und 4^+ -Zustände berechnet werden. Diese sind allerdings nur für Niveaus berechenbar, bei denen $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ kleiner als $\sqrt{1/2}$ ist. Bei größeren Werten von $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ ist die Überlappung der Klasse-II Zustände bereits zu stark. Für die 0^+ -Zustände im Zentrum der 5.1 MeV Resonanz war es nicht möglich, bei einem Wert von $\langle P_f(J^\pi) \rangle = 0.79$ die Halbwertsbreite W_{cII} zu bestimmen. Setzt man jedoch den unteren Wert des Fehlerintervalls für $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ an, so ergibt sich eine untere Grenze von 15 keV für W_{cII} . Mit einem solchen Wert kann man dann auch den Fit der 5.1 MeV Resonanz mit $K^\pi = 0^+$ -Banden als weiterhin plausibel ansehen.

Die Energie- und Spinabhängigkeit der gemittelten Spaltwahrscheinlichkeit $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ läßt sich unter folgenden Gesichtspunkten erklären:

1. Es tritt eine nahezu vollständige Mischung von K-Zuständen im ersten Minimum auf.
2. Bei der Transmission durch das zweite Minimum bleibt die Quantenzahl K erhalten.
3. Konkurrierende Zerfallsprozesse im ersten Minimum sind der γ -Zerfall und die Spaltung über die doppelhöckerige Potentialbarriere hinweg.

Die Prozesse lassen sich durch die Breite Γ und den Transmissionskoeffizienten T beschreiben, die über $T = (2\pi/D) \cdot \Gamma$ miteinander in Beziehung stehen. D bezeichnet dabei den Niveauabstand der Zustände mit gleichem Spin und gleicher Parität. Der γ -Transmissionskoeffizient $T_{\gamma I}(J^\pi) = (2\pi/D_I(J^\pi)) \cdot \Gamma_\gamma^{J^\pi}$ nimmt mit zunehmendem Spin und Anregungsenergie größere Werte an, während sich die Zerfallsbreite $\Gamma_\gamma^{J^\pi}$, die bei einer Anregungsenergie von 5 MeV etwa 23 meV beträgt, nur wenig mit der Anregungsenergie (10 meV/MeV), dem Spin J , der Spinprojektion K und der Parität der Zustände ändert [BAC69]. Die doppelhöckerige Spaltbarriere führt dazu, daß von den für einen gegebenen Spin J möglichen K-Zuständen im I. Minimum überwiegend die $K^\pi = 0^+$ -Zustände zu den Transmissionsresonanzen beitragen.

Im Anregungsbereich der tiefer liegenden 4.6 MeV-Resonanz zerfallen die Zustände mit $K \neq 0$ zum größten Teil über γ -Übergänge und daher ist bei Zuständen mit $K^\pi = 0^+$ die Abnahme der Spaltwahrscheinlichkeit $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ mit zunehmendem Spin proportional $1/(2J+1)$, wie es die Werte in der 4. Spalte von Tab. 5.1 im Rahmen der experimentellen Unsicherheit auch zeigen. In der oberen 5.1 MeV-Resonanz ist dagegen die Spaltung der $K^\pi = 0^+$ -Zustände schneller (oder vergleichbar schnell) als der γ -Zerfall, weshalb die gemittelten Spaltwahrscheinlichkeiten $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ sich nicht so stark voneinander unterscheiden wie in der unteren Resonanz. Dies erklärt auch den glatten Anstieg des I_{2+}/I_{0+} -Intensitätsverhältnisses als Funktion der Anregungsenergie. Vergleicht man die gemessenen Spaltwahrscheinlichkeiten mit unterschiedlichen theoretischen Vorhersagen [BON70, GLA74], so rühren die Unterschiede aus der unterschiedlichen Mittelung über nicht aufgelöste Klasse-I-Zustände her, wie bereits in Kap. 5.1.2 angedeutet. Nach [GLA74] ist es für die Berechnung der durchschnittlichen Spaltwahrscheinlichkeit wesentlich, zuerst die Spaltwahrscheinlichkeiten der einzelnen Klasse-I-Zustände zu berechnen und erst danach über sie zu mitteln.

$$\langle P_f(J^\pi) \rangle = \langle \Gamma_{fI}(J^\pi) / (\Gamma_{fI}(J^\pi) + \Gamma_{\gamma I}(J^\pi)) \rangle \quad (5.41)$$

In [BON70] wird dagegen entsprechend

$$\langle P_f(J^\pi) \rangle = \langle \Gamma_{fI}(J^\pi) / (\Gamma_{fI}(J^\pi) + \Gamma_{\gamma I}(J^\pi)) \rangle \quad (5.42)$$

zuerst über alle Klasse-I-Zustände gemittelt und danach erst die Spaltwahrscheinlichkeit berechnet. Zum Ausgleich wird jedoch ein Fluktuationsfaktor F eingeführt, der zwischen 0.7 und 1.0 liegen kann [BON70, BAC69].

$$\langle P_f(J^\pi) \rangle = F \cdot \langle \Gamma_{fI} \rangle / (\langle \Gamma_{fI} \rangle + \langle \Gamma_{\gamma I} \rangle) \quad (5.43)$$

Mit dem in [GLA74] entwickelten Formalismus läßt sich die mittlere Spaltwahrscheinlichkeit $\langle P_f \rangle_{max}$ im Zentrum einer β -Vibrationsresonanz unter den Voraussetzungen $D_I \gg \Gamma_{\gamma I}$ und $D_{II} > W_{cII}$ folgendermaßen ausdrücken

$$\langle P_f \rangle_{max} = \frac{\hbar\omega_\beta}{\pi \cdot \Gamma_W} \sqrt{\frac{P_A P_B}{T_{\gamma I}}} \quad (5.44)$$

Die Parameter P_A und P_B beschreiben dabei die Penetrabilitäten der inneren (für ^{240}Pu : $E_A = 5.8$ MeV, $\hbar\omega_A = 0.82$ MeV) und der äußeren Barriere ($E_B = 5.45$ MeV, $\hbar\omega_B = 0.6$ MeV). Die Energie des β -Phonons im II. Minimum $\hbar\omega_\beta$ beträgt 0.77 MeV und mit $\Gamma_W = \gamma \sqrt{(1 - \langle P_f \rangle)}$ wird die Dämpfungsbreite in die benachbarten Compoundkern-Zustände im II. Minimum ausgedrückt. Mit γ wird dabei die beobachtete Resonanzbreite von etwa 200 keV bezeichnet und $T_{\gamma I}$ entspricht dem bereits eingeführten γ -Transmissionskoeffizient. Die sich aus dem Formalismus nach Glässel et al. [GLA76] ergebende Proportionalität der

Spaltwahrscheinlichkeit $P_f \propto \sqrt{P_A \cdot P_B}$ unterscheidet sich wesentlich sowohl von $P_f \propto P_A \cdot P_B / 4(P_A + P_B)^2$ für eine ungedämpfte Resonanz [IGN69], als auch von der Proportionalität von $P_f \propto P_A \cdot P_B / (P_A + P_B)$ die man erhält, wenn man die Spalt- und γ -Breite unabhängig voneinander mittelt [BON70].

Die im Experiment gemessenen Spaltwahrscheinlichkeiten $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ lassen sich gut durch den theoretischen Wert von $\langle P_f \rangle_{max}$ bei Resonanzenergien von 4.5 und 5.1 MeV wiedergeben. Mit den experimentellen Daten ist es nicht einfach, die genaue Position der β -Vibrationen zu bestimmen, da der Schwerpunkt der Resonanz aufgrund der schwierigen Gewichtung der Resonanzintensitäten bei exponentiell ansteigender Barrierendurchlässigkeit verschoben sein kann. Bei der Mittelung über die im Experiment gemessenen Intensitäten ergab sich in erster Näherung ein Wert von $\langle E^* \rangle = 4.6$ MeV für den Mittelpunkt der tiefer liegenden Resonanz. Berücksichtigt man aber die Fragmentierung der Resonanzstärke und die Gewichtung mit der absoluten Spaltwahrscheinlichkeit, ergibt sich ein verbesserter Wert von 4.5 MeV für den Schwerpunkt der Resonanz.

Schließlich ist noch festzuhalten, daß die mittlere Spaltwahrscheinlichkeit $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ eine starke Spinabhängigkeit aufweist, die effektive Transmission durch die Barriere $\langle T_f(J^\pi) \rangle = \langle P_f(J^\pi) \rangle \cdot T_{\gamma I}(J^\pi) / (1 - \langle P_f(J^\pi) \rangle)$ jedoch weitgehend spinunabhängig ist. Dies war zu erwarten, da sich die Barrierenhöhen bei den zu einer $K^\pi = 0^+$ -Bande gehörenden Zuständen mit verschiedenen Spins in erster Ordnung nur geringfügig verändern.

Mit den nach der Hill-Wheeler Formel berechneten energieabhängigen Penetrabilitäten P_A und P_B läßt sich sogar die beobachtete Abnahme der Transmission $\langle T_f(J^\pi) \rangle$ um einen Faktor von etwa 2.4 zwischen den Zuständen mit Spin 4 und Spin 0 in den beiden Resonanzen erklären. In den 4^+ -Zuständen im I. Minimum sind etwa 142 keV in Form von Rotationsenergie gebunden. Berücksichtigt man die Änderung der Trägheitsmomente durch die beiden Barrieren und die Krümmungsparameter $\hbar\omega_A$ und $\hbar\omega_B$ der parabolischen Barrierenparametrisierung, so erhält man für die Änderung des Proportionalitätsfaktors $\sqrt{(P_A \cdot P_B)}$ beim Vergleich der Werte der 0^+ - und 4^+ -Zustände den gleichen Faktor 2.4 .

Die Einführung eines effektiven Transmissionskoeffizienten $\langle T_f(J^\pi) \rangle$ erweist sich trotz der Mittelung über die Klasse-I-Zustände als sinnvoll für $T_f \ll T_{\gamma I} \ll 1$, da dann die verschiedenen Ansätze zur Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit $\langle P_f \rangle = \langle T_f / (T_f + T_{\gamma I}) \rangle \simeq \langle T_f / T_{\gamma I} \rangle \simeq \langle T_f \rangle / \langle T_{\gamma I} \rangle$ einander entsprechen. Aber auch am oberen Rand der Barriere bei sich überlagernden Klasse-II-Zuständen führen die beiden Ansätze $\langle T_f / (T_f + T_{\gamma I}) \rangle$ und $\langle T_f \rangle / (\langle T_f \rangle + \langle T_{\gamma I} \rangle)$ zum gleichen Ergebnis [GLA74]. Darüber hinaus zeigt der effektive Transmissionskoeffizient $\langle T_f \rangle$ auch noch im Bereich der ausgeprägten Transmissionsresonanzen ein

bemerkenswertes Skalierungsverhalten. Wie man aus Tab. 5.1 entnehmen kann, unterscheiden sich die Transmissionskoeffizienten $\langle T_f \rangle$ der Zustände mit gleichem Spin in der oberen und unteren Resonanz alle etwa um einen Faktor 300. Der effektive Transmissionskoeffizient scheint somit eine sinnvolle Größe zu sein und der Fluktuationsfaktor F in der Spaltwahrscheinlichkeit scheint nur geringe Variationen aufzuweisen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Wenngleich die Untersuchungen von Spaltisomeren bereits eine lange Tradition in der Kernstruktur-Physik besitzen, so konnte doch mit den in der vorliegenden Arbeit dargestellten Experimenten durch wesentlich verbesserte Nachweistechiken eine völlig neue und bislang unerreichte Qualität spektroskopischer Informationen über superdeformierte Kerne erzielt werden. Während bei den Untersuchungen superdeformierter Kerne im Bereich hoher und höchster Drehimpulse für Massen von $A \approx 150$ und $A \approx 180$ eine nahezu vollständige Mischung der verschiedenen K-Beiträge zu einer wenig übersichtlichen Situation in den gemessenen Spektren führt, die bislang lediglich in wenigen Fällen Hinweise auf oktupoldeformierte Banden ergaben, stellt sich die Situation im hier untersuchten Bereich der Aktinidenformisomere grundlegend anders dar. Die auftretenden niedrigen Drehimpulse und damit verbunden die Vernachlässigbarkeit von Effekten der Corioliswechselwirkung bewirken eine nahezu vollständige K-Reinheit der untersuchten Anregungen und führen zu einer klaren Trennung von Rotations- und Vibrationsanregungen, wie sie in der vorliegenden Arbeit dargestellt wurden.

Im einzelnen gelang es mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten, im Verständnis der Struktur von Spaltisomeren wesentliche Fortschritte zu erzielen. Ausgehend von den γ -spektroskopischen Untersuchungen des II. Minimums von ^{240}Pu konnte zusammen mit den Ergebnissen der Konversionselektronen-Experimente ein reichhaltiges Spektrum von kollektiven Vibrations- und Rotationsanregungen bei niedrigen Anregungsenergien identifiziert werden. Der Nachweis der energetisch am tiefsten liegenden β -Vibrationsbande ($K=0^+$ -Quadrupolbande) ermöglichte es, die β -Phononenergie von ^{240}Pu spektroskopisch direkt festzulegen. Im Gegensatz zum Nachweis der theoretisch vorhergesagten β -Bande ergaben sich jedoch keine Hinweise auf die γ -Bande ($K=2^+$ -

Quadrupolbande), die gleichfalls zu erwarten gewesen wäre. Dagegen konnten Hinweise auf eine schwach populierte $K^\pi=0^-$ -Oktupolbande entsprechend den theoretischen Vorhersagen gefunden werden. Desweiteren ergaben die Messungen den Nachweis von vier $K^\pi=1^-$ -Oktupolbanden, deren Niveaus bis zu Spinwerten von $12 \hbar$ bestimmt werden konnten. Zu allen Niveaus ließen sich dabei die genauen Anregungsenergien, Spins und Paritäten ermitteln. Eine wesentliche Voraussetzung dafür bildete die Bestimmung des Konversionskoeffizienten des mit 36.6 % bei weitem intensivsten γ -Übergangs bei 786.1 keV, wodurch auch die E1-Multipolarität dieses Übergangs eindeutig festgelegt werden konnte. Aus Intensitätsvergleichen zwischen Intra-Band- und Inter-Band-Übergängen gelang es sogar, die Lebensdauern einiger Bandenköpfe abzuschätzen. Insbesondere läßt sich so auch die ungewöhnlich hohe Intensität des 786.1 keV Übergangs durch das Zusammentreffen schneller Intra-Band-Rotationsübergänge zum Bandenkopf mit einer relativ langsamen Depopulation des Bandenkopfes durch den 786.1 keV Interband-Übergang ($\tau \approx 150$ ps) erklären.

Überraschend bei der Aufstellung des Niveauschemas war die Tatsache, daß es sich bei 98 % der Zustände im II. Minimum um Zustände mit negativer Parität handelt. Eine plausible Erklärung dafür könnte eine Filterwirkung der inneren und äußeren Spaltbarriere sein. Konkurrierende Zerfallsprozesse aus dem II. Minimum heraus, wie die Spaltung oder der Rückzerfall ins I. Minimum, für welche die β -Vibrationen als Schwingungen entlang der Spaltachse Doorway-Zustände darstellen, behindern zusammen mit der K-Abhängigkeit der Spaltbarrierehöhen [JUS80] die Population angeregter Zustände positiver Parität im II. Minimum. Eine Situation, in der die innere und/oder äußere Barriere höher ist für Zustände mit negativer Parität und K-Werten größer als $K=0$ verglichen mit den Barrierehöhen von γ -, β - oder 0^- -Oktupol-Vibrationen, führt zum Beispiel entweder zu direkten E1-Zerfällen in die Grundzustandsbande oder zu paritätserhaltenden E0- und E2-Übergängen in angeregte Banden negativer Parität. Dabei werden nur in sehr geringem Maße die konkurrierenden Zerfallsprozesse favorisiert, im Gegensatz zur Situation bei den Zuständen mit positiver Parität.

Durch die Identifikation der einzelnen Niveaus der kollektiven Banden war es möglich, die dynamischen Trägheitsmomente der einzelnen Banden zu bestimmen. Im Gegensatz zu den Trägheitsmomenten der $K^\pi=2^-$ a-Bande und der $K^\pi=1^-$ b-Bande, die ziemlich genau dem relativ konstanten Trägheitsmoment der Grundzustandsbande entsprechen, zeigen die Werte der Trägheitsmomente der β -Bande und der c-Bande erhebliche Abweichungen. Die etwa gleich großen Trägheitsmomente der a-,b- und Grundzustandsbande weisen darauf hin, daß die drei Banden auf superdeformierten Konfigurationen mit vergleichbarer Deformation aufbauen. Bei der β -Bande tritt eine erstaunlich große Variation des Trägheitsmomentes auf, das bei niedrigen Spins in der Nähe des Limits für einen

starren Rotator liegt und sich bei höheren Spinwerten immer mehr dem Wert der Grundzustandsbande annähert. Das um 30 % kleinere Trägheitsmoment der c-Bande weist auf eine Deformation hin, die zwischen der Superdeformation des II. Minimums und der normalen Deformation des I. Minimums liegt. Die Trägheitsmomente der mit geringerer Signifikanz identifizierten d- und e-Banden entsprechen einem Verhalten analog dem der c- bzw. b-Bande. Das bei der b- und e-Bande auftretende “odd-even-Staggering” stellt ein bekanntes Phänomen in stark deformierten gg-Aktinidenkernen dar und läßt sich auf ein “signature-Splitting” aufgrund der Coriolis-Wechselwirkung zurückführen. Die große Deformation im II. Minimum trägt dazu bei, daß es sich bei den im Konversionselektronen-Spektrum nachgewiesenen E0-Übergängen um die stärksten bisher gemessenen E0-Übergänge handelt.

Neben der Identifikation tiefliegender kollektiver Banden bis zu Anregungsenergien von ca. 1.5 MeV gelang im Rahmen dieser Arbeit auch die vollständige Spektroskopie hoch angeregter $K^\pi=0^+$ Rotationsbanden in Transmissionsresonanzen bei Anregungsenergien von $E^*=4.6$ und 5.1 MeV. Ermöglicht wurde dies durch die besondere Selektivität der Transmissionsresonanz-Spektroskopie auf $K^\pi=0^+$ -Zustände. Mit Hilfe einer statistischen Analyse der 0^+ -Niveaudichte im untersuchten Anregungsbereich konnte eine neue Methode zur Bestimmung der Potentialtiefe im II. Minimum etabliert werden, aus der sich ein Wert von $E_{II}=2.25(20)$ MeV für die Anregungsenergie des Grundzustandes im II. Minimum von ^{240}Pu ergab, in Übereinstimmung mit früheren Resultaten. Die Methode wurde bereits auch erfolgreich zur erstmaligen experimentellen Bestimmung der Potentialtiefe des (hyperdeformierten) III. Minimums in ^{234}U eingesetzt [KRA99].

Zusammenfassend ist in Abb. 6.1 die energetische Lage der Bandenköpfe aller in den Experimenten gefundenen Quadrupol- und Oktupol-Vibrationsanregungen im II. Minimum von ^{240}Pu dargestellt. Wir finden das bereits diskutierte Spektrum kollektiver Oktupol-Phononen, wobei die energetische Lage der Bandenköpfe gut mit theoretischen Vorhersagen von Soloviev et al. [SOL97] im Rahmen des “Quasiparticle-Phonon-Nuclear Model (QPNM)” übereinstimmen. Insbesondere wird im Rahmen dieser Rechnungen der mit dieser Arbeit gefundene kollektive Vibrationscharakter der niedrigliegenden angeregten Banden vorhergesagt. Auf der anderen Seite finden wir ein nahezu harmonisches, zum Barrierenmaximum hin gestauchtes Quadrupol-Vibrationsspektrum. Das außerhalb des bislang experimentell zugänglichen Anregungsenergiebereichs liegende Niveau der 2-Phonon-Anregung wurde entsprechend der Systematik der β -Phononen eingefügt.

Durch die Kombination der Messungen von kollektiven Anregungen und Transmissionsresonanzen bei hohen Anregungsenergien war es möglich, die Multi-Phonon-Anregungen eindeutig zuzuordnen. Mit der erstmaligen Bestimmung der β -Phonon-

Innere Barriere

$E_A = 5.8 \text{ MeV}$

Quadrupol-Phononen:
($K^\pi = 0^+$)

Äussere Barriere

$E_B = 5.45 \text{ MeV}$

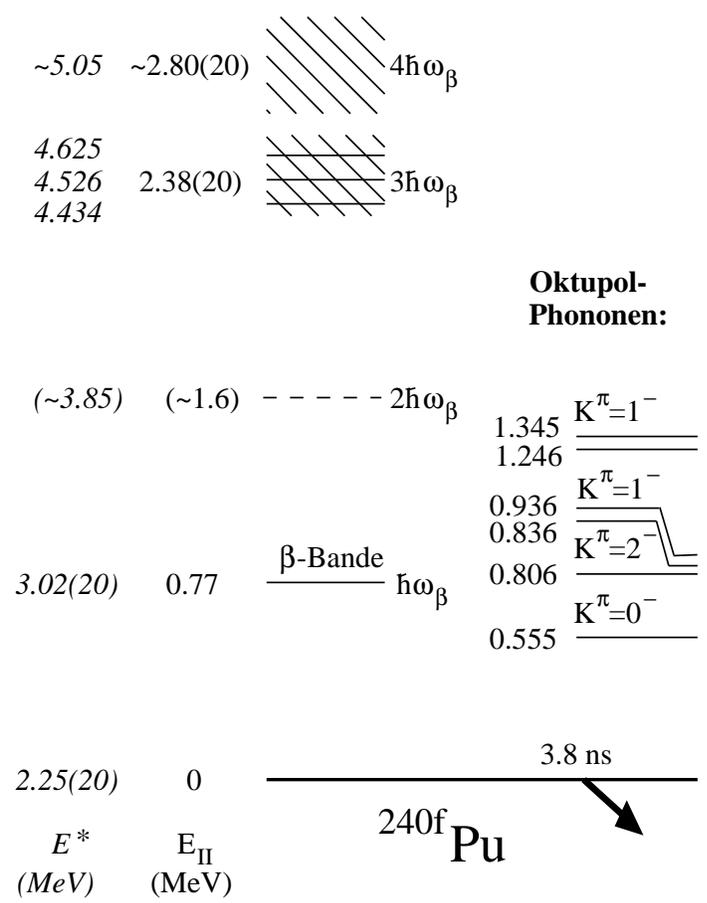


Abbildung 6.1: Zusammenstellung aller im Rahmen dieser Arbeit identifizierten Vibrationsanregungen im II. Minimum von ^{240}Pu . Es sind alle Bandenköpfe aus den γ -, Konversionselektronen- und Transmissionsresonanz-Experimenten einbezogen. Die Energieskalen beziehen sich einmal auf die absolute Anregungsenergie (E^*) sowie auf die Anregungsenergie bezüglich des Grundzustandes im II. Minimum (E_{II}). Zur Orientierung sind am linken und rechten oberen Bildrand die Höhen der inneren und äusseren Barriere eingezeichnet.

energie im ^{240}Pu zu 769.9 keV kann nun die Transmissionsresonanzgruppe um $E^*=4.5$ MeV mit der Anregung von 3 β -Phononen, bzw. die Resonanzgruppe um $E^*=5.1$ MeV mit der Anregung von 4 β -Phononen erstmals eindeutig identifiziert worden. Die in dieser Arbeit nicht untersuchte, jedoch in der Transmissionsresonanz-Messung von Ref. [GOE78] identifizierte Resonanz um $E^*=5.5$ MeV kann damit nur der Anregung von 5 β -Phononen zugeordnet werden. Die Abnahme der Energieabstände der Anregungen mit höherer Energie ist verständlich aufgrund der Öffnung des Potentialtopfes bei Annäherung an die Barrieren-Oberkante. Wie die Messungen wiederum zeigten, bieten die Transmissionsresonanzexperimente die einzigartige Möglichkeit, Vibrationsfrequenzen bei stark deformierten Atomkernen im II. Minimum zu beobachten. Dagegen ist im I. Minimum (bei geringerer Deformation) die Beobachtung von Vibrationszuständen erheblich erschwert, da dort die hohe Niveaudichte eine vollständige Dämpfung der β -Vibrationen verursacht.

Eine zum II. Minimum von ^{240}Pu analoge Situation liegt im II. Minimum von ^{236}U vor. Hier wurde das energetisch am tiefsten liegende β -Phonon mit einer Energie von 686 keV in einer Konversionselektronen-Messung [GOE78] identifiziert und in Transmissionsresonanz-Experimenten bei 4.2 MeV, 5.2 MeV und 5.8 MeV Resonanzen gemessen. Daraus ergibt sich eine mittlere β -Phononenergie von $\hbar\omega_\beta \approx 700$ keV. Legt man die Anregungsenergie des Grundzustandes im II. Minimum von ^{236}U mit 2.814 MeV zugrunde, kann man die Resonanzen den Anregungen von 2, 3 bzw. 4 β -Phononen zuordnen. Es scheint, daß sich im II. Minimum der Aktinidenkerne die leicht anharmonischen, aber energetisch hoch liegenden β -Vibrationsanregungen eindeutig identifizieren lassen, wohingegen der generelle Charakter der $K^\pi = 0^+$ -Banden von deformierten Kernen im I. Minimum bisher nicht eindeutig geklärt ist.

Inwieweit Mischungen von β -Vibrationsbanden mit doppelten γ -Banden [CAS95, BOR99], doppelten Oktupolbanden, Zwei-Quasiteilchen-Zuständen oder Paarungsvibrationen [WOD99] die $K^\pi = 0^+$ -Banden im I. Minimum richtig beschreiben, läßt sich momentan nicht eindeutig klären. Sehr eng beieinander liegende 0^+ -Banden im I. Minimum einiger Aktinidenkerne deuten auf eine recht komplexe Situation im I. Minimum hin [HOO96], wohingegen im II. Minimum die starken $E0$ -Übergänge auf ausgeprägte kollektive axialsymmetrische β -Vibrationen hindeuten.

Der Nachweis von einzelnen Rotationsbanden bei hohen Anregungsenergien ermöglichte zudem die Analyse des dynamischen Trägheitsmomentes über den gesamten Anregungsbereich hinweg. Dabei liegen alle Werte der hochangeregten kollektiven Banden erstaunlicherweise recht nahe beim Wert für die Grundzustandsrotationsbande, während man bei hohen Anregungsenergien aufgrund des

Zusammenbruchs des “Pairings” Werte für die Trägheitsmomente erwartet hätte, die eher in der Gegend des Limits für einen starren Rotator liegen sollten. Erklären läßt sich dieses Verhalten durch kollektive Beimischungen (aufgrund der Selektion von β -Vibrationsanteilen) zu den komplexen Quasiteilchenkonfigurationen, deren Dominanz man bei den hohen Anregungsenergien eigentlich erwartet hätte.

Über die dargestellten Untersuchungen spezifischer spektroskopischer Eigenschaften hinaus können mit den vorliegenden experimentellen Informationen auch wesentlich weitreichendere Aussagen begründet werden. So ergibt sich mittels einer phänomenologischen Systematik von β -Bandenkopf- und γ -Banden- 2^+ -Energien im Rahmen des “Valence Correlation Scheme” erstmals die Möglichkeit einer Vorhersage von Phononen-Energien im II. Minimum sowie eine experimentelle Bestimmung neuer magischer Zahlen.

Insgesamt liegen nun spektroskopische Informationen über kollektive Anregungen im II. Minimum von ^{240}Pu vor, die sogar über die Kenntnisse der kollektiven Anregungen im I. Minimum hinausgehen und als idealer Ausgangspunkt für weitere spektroskopische Untersuchungen von Formisomeren in der Aktinidenregion genutzt werden können.

Für einen an der gesamten Spektroskopie des II. und III. Minimums von Aktinidenkernen und an den seit Abschluß dieser Arbeit bereits stattgefundenen neuesten Entwicklungen auf diesem Gebiet interessierten Leser möchte ich schließlich auf den Review-Artikel von P.G Thirolf und D.Habs [THI02] in der Serie Progress in Particle and Nuclear Physics verweisen.

Kapitel 7

Ausblick

Die Spektroskopie energetisch tiefliegender Zustände superdeformierter Kerne beschränkte sich bislang ausschließlich auf Kerne mit gerader Protonen- und Neutronenzahl. Je detaillierter die spektroskopischen Informationen in diesen Kernen werden, einhergehend mit dem Wunsch nach einer adäquaten theoretischen Beschreibung, desto drängender macht sich das Fehlen experimenteller Daten zu Einteilchen-Energien im II. Minimum bemerkbar. Ein wesentlicher Fortschritt existierender theoretischer Modelle ist nur auf der Basis neuer Informationen zur Einteilchenstruktur zu erwarten. Als geeignetes Isotop für die erstmalige Spektroskopie eines Kernes im II. Minimum mit ungerader Neutronenzahl würde sich ^{237f}Pu mit isomeren Lebensdauern von 110 ns und 1.1 μs anbieten, für das bislang lediglich eine Reihe sich teils widersprechender theoretischer Vorhersagen existieren [MET80].

Wie im Fall von ^{240}Pu sollten zum eindeutigen Verständnis des Niveauschemas der Zustände im II. Minimum von ^{237f}Pu komplementäre Untersuchungen sowohl mittels Konversionselektronen- wie γ -Spektroskopie durchgeführt werden. Hinweise auf Rotationsbanden, die auf den zwei übereinanderliegenden Isomeren aufbauen, sollten im γ -Spektrum nachweisbar sein, für dessen Messung die in Kürze einsatzbereite hocheffiziente Germaniumdetektor-Anordnung MINIBALL [HAB97, EBE97] ideal geeignet ist. Demgegenüber soll die Messung von Konversionselektronen die Identifikation der E0-Übergänge aus β -Vibrationsanregungen erlauben.

Ein frappierendes Ergebnis der γ -Spektroskopie des II. Minimums von ^{240}Pu war, daß sich die breite Linienstruktur, die in einer Messung am zwar hocheffizienten, in seiner Energieauflösung jedoch begrenzten 4π -NaJ-Spektrometer der

Darmstadt-Heidelberger-Kristallkugel gefunden wurde, bei einer erneuten Messung mit hoher Germanium-Detektor-Auflösung als einzige Linie ungewöhnlich hoher E1-Intensität und als Zerfall des Bandenkopfes einer $K=2^-$ -Oktupolbande herausstellte. Nun sind jedoch aus Kristallkugel-Messungen ähnlich breite Linienstrukturen bei vergleichbaren Energien wie in ^{240}Pu für ^{236f}U und ^{238f}U bekannt, so daß der Verdacht naheliegt, es könnte sich hier um ein universelles Strukturmerkmal im II. Minimum handeln. Insofern erscheint auch die γ -Spektroskopie dieser Formisomere mit hoher Energieauflösung aussichtsreich für ein verbessertes Verständnis der Anregungsstruktur niedrigliegender kollektiver Zustände superdeformierter Kerne.

Bei Betrachtung von Abb. 6.1 wird klar, daß es ausgesprochen wünschenswert wäre, die durch das bislang nicht beobachtete zweite β -Vibrationsphonon voneinander getrennten Bereiche der niedrigliegenden kollektiven Anregungen mit den hochangeregten Multiphonon-Anregungen zu verbinden. Allerdings stellt dies eine beträchtliche experimentelle Herausforderung dar. Insbesondere wird die mit der Anregungsenergie experimentell abfallende prompte Spaltwahrscheinlichkeit einer Messung der Transmissionsresonanz des zweiten β -Vibrationsphonons mit aussagefähiger Statistik auf absehbare Zeit entgegen stehen. Andererseits mag die rasch fortschreitende Entwicklung bei hocheffizienten und zugleich hochauflösenden γ -Spektrometern (z.B. MINIBALL) auch für hohe γ -Energien eine Möglichkeit eröffnen, γ -spektroskopische Untersuchungen mit hoher Auflösung auch in den Anregungsenergiebereich um 2 MeV über dem Grundzustand im II. Minimum hinein auszudehnen.

Andererseits bietet sich mit der Methode der Transmissions-Resonanz-Spektroskopie in ^{236}U die Möglichkeit, zugleich Zustände im II. und im III. Minimum der Potentialbarriere zu untersuchen. Aus Messungen in Garching und in Debrecen bei der $^{235}\text{U}(\text{d},\text{pf})$ -Reaktion ergab sich, daß Resonanzen bei Anregungsenergien von 5.28, 5.37 und 5.47 MeV als Banden im hyperdeformierten III. Minimum von ^{236}U interpretiert werden können [KRA99]. Eine bei Auflösung und Statistik wesentlich verbesserte Messung könnte zur erstmaligen Identifikation einer Rotationsbande in dieser Resonanz führen und somit einen eindeutigen Beweis der zugrundeliegenden hyperdeformierten Struktur (Achsenverhältnis 3:1) liefern. Zugleich böte sich aber auch die Möglichkeit, die Rotationsbandenstruktur der Resonanzgruppe im superdeformierten II. Minimum um $E^*=5.1$ MeV zu untersuchen, die mit der bekannten Grundzustandsenergie des Spaltisomers in ^{236}U von 2.814 MeV [REI93] und der β -Phononenergie von 685 keV [GOE78] dem dritten Vibrationsphonon im II. Minimum zugeordnet werden kann. Denkbar ist auch, daß in diesem Energiebereich noch Zustände aus dem III. Minimum beigemischt sind. Die Kenntnis der Grundzustandsrotations-Energien, die sich nahezu identisch zu jenen im II. Minimum von ^{240}Pu verhalten, kann schließlich als Ausgangspunkt der Unter-

suchung der Rotationsstruktur bei 5.1 MeV dienen. Der Grundzustandsspin $7/2$ des Targetkerns ^{235}U wird zwar die Population von 0^+ -Zuständen behindern, jedoch sollten Rotationssequenzen bis $J=6$ nachweisbar sein. Das spektroskopische Bild des extrem deformierten ^{236}U könnte komplettiert werden durch den Nachweis des E0-Rückzerfalls vom Grundzustand des II. Minimums in das normaldeformierte I. Minimum mittels Konversionselektronen-Spektroskopie, nachdem der entsprechende γ -Rückzerfall bereits seit einiger Zeit bekannt ist [SCH89, REI93].

Grundsätzlich stellt die Spektroskopie von Zustände im III. Minimum von Aktinidenkernen eine große Herausforderung für zukünftige Experimente dar, wobei sich hier durch die relativ einfache Messung der Spaltfragment-Massenverteilung in Koinzidenz mit der Spaltung aus hyperdeformierten Resonanzen eine Möglichkeit ergibt, die theoretisch vorhergesagte Clusterstruktur im oktupoldeformierten III. Minimum nachzuweisen [CWI94, PAS95].

Es eröffnet sich also ein breites Spektrum an Möglichkeiten, unser Verständnis extrem deformierter, schwerer Kerne zu vertiefen, was auch im Hinblick auf zukünftige spektroskopische Untersuchungen an schwersten und superschweren Kernen von grundlegender Bedeutung ist.

Literaturverzeichnis

- [AEN98] B. Aengenvoort *et al.*, Eur. Phys. J. **A1** (1998) 359
- [AFA01] A.V. Afanasjev and P. Ring, Proc. of the Int. Symposium on Exotic Nuclear Structure, Debrecen (Hungary) 2000
- [ALD72] A.V. Aldushchenkov *et al.*, Nucl. Data Tab. **11** (1970) 299, E0 Transitions in Atomic Nuclei
- [AND70] B. L. Andersen *et al.*, Nucl. Phys. **A147** (1970) 33
- [BAC69] B.B. Back *et al.*, Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna (1969) 351
- [BAC74] B.B. Back *et al.*, Phys. Rev. **C9** (1974) 1924
- [BAR86] S. de Barros *et al.*, Z. Phys. **A323** (1986) 101
- [BON70] J.P. Bondorf, Phys. Lett. **31B** (1970) 1
- [BOW39] N. Bohr and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939) 426
- [BJO80] S. Bjørnholm, J.E. Lynn, Rev. of Mod. Phys., Vol.52 (1980) 725
- [BOM75] A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol II, W.A. Benjamin, Inc. (1975)
- [BOR99] H.G. Börner *et al.*, Phys. Rev **C59**(1999) 2432
- [BRA72] M. Brack *et al.*, Rev. of Mod. Phys. **44** (1972) 320
- [BRI68] H.C. Britt *et al.*, Phys. Rev. **175** (1968) 1525
- [BRI71] H. C. Britt *et al.*, Phys. Rev. **C4** (1971) 1444
- [BRI73] H. C. Britt *et al.*, Phys. Rev. **C7** (1973) 801
- [BUT96] P.A. Butler *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A381** (1996) 433

- [CAS90] R.F. Casten, Nuclear Structure from a Simple Perspective, Oxford Univ. Press, New York (1990)
- [CAS93] R.F. Casten, N.V. Zamfir, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 402
- [CAS95] R.F. Casten and P. von Brentano, Phys. Rev. **C51** (1995) 3528
- [CHW56] E.L. Church and J. Weneser, Phys. Rev. **103** (1956) 1035
- [CWI94] S. Ówiok *et al.*, Phys. Lett.**B 322** (1994) 304
- [DAV64] A.S. Davydov and V.S. Rostovsky, Nucl. Phys. **60** (1964) 529
- [DIT96] E. Ditzel *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **A376** (1996) 428
- [EBE97] J.Eberth *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **38** (1997) 29
- [EGI88] T. von Egidy *et al.*, Nucl. Phys. **A481** (1988) 189
- [ENG70] H.A. Enge and S.B. Kowalsky, Proc. 3rd Int. Conf. on magnet technology, Hamburg (1970).
- [FIR96] R. B. Firestone, ed. by V. S. Shirley, 8th ed., John Wiley & Sons, New York (1996)
- [FOL74] F. Folkmann *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. **119** (1974) 117
- [FRA66] J.S. Fraser and J.C.D. Milton, Ann. Rev. Nucl. Sc. **16** (1966) 379
- [GAS96] D. Gaßmann *et al.*, Jahresbericht 1996 des Beschleunigerlabors der Uni und TU-München (1996) 37
- [GAS01] D. Gaßmann *et al.*, Phys. Lett.**B 497** (2001) 181
- [GLA74] P. Glässel, Dissertation, Universität München, 1974
- [GLA76] P. Glässel, H. Röser and H.J. Specht, Nucl. Phys. **A256** (1976) 220
- [GOE78] U. Goerlach *et al.*, Z. Physik **A287** (1974) 266
- [GOE80] U. Goerlach, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1980
- [GOE82] U. Goerlach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1160
- [GOL78] P.D. Goldstone *et al.*, Phys. Rev. C **18** (1978) 1706
- [HAH39] O. Hahn and F. Straßmann, Naturwiss. **27** (1939) 11 u. 89
- [HAB77] D. Habs, Habilitationsschrift, Univ. Heidelberg, 1977

- [HAB83] D. Habs *et al.*, Physica Scripta T5 (1983) 183
- [HAB89] D. Habs, Nucl. Phys. **A502** (1989) 105
- [HAB97] D. Habs *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **38** (1997) 29
- [HAG65] S. Hagstöm *et al.*, in: α -, β - and γ -Ray Spectroscopy, K. Siegbahn (ed.), North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965, p.856
- [HAG68] F. Rösel *et al.* Atom. Data and Nucl. Data Tables **21** (1978) 293
- [HIW53] D.L. Hill, J.A. Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953) 1102
- [HOL69] H. Holmberg *et al.*, Nucl. Phys. **A127** (1969) 149
- [HOO96] J.M. Hoogduin *et al.*, Phys. Lett. B **384** (1996) 43
- [HUN99] M. Hunyadi, PhD Thesis, Lajos Kossuth University Debrecen, (1999) unpublished.
- [HUN00] M. Hunyadi *et al.*, Phys. Lett. B **505** (2001) 27
- [IGN69] A.V. Ignatyuk *et al.*, Phys. Lett. **29B** (1969) 209
- [JUS80] M. Just *et al.*, Physics and Chemistry of Fission, Jülich, 14-18 May 1979, IAEA Vienna, 1980, Vol.1, p.71
- [JUS81] M. Just, Dissertation, Universität Heidelberg, 1979
- [JVK72] J.van Klinken and K.Wisshak, Nucl. Instr. and Meth. **98** (1972) 1
- [JVK75] J.van Klinken *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **130** (1975) 427
- [KAN95] J. Kantele, Handbook of Nuclear Spectrometry, Academic Press, San Diego (1995)
- [KLI78] J. van Klinken, S.J. Fenstra and G. Dumond, Nucl. Inst. and Meth. **151** (1978) 433
- [KOV74] D.G. Kovar *et al.*, Nucl. Phys. **A231** (1974) 266.
- [KRA98] K. Krane, Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons (1998)
- [KRA99] A. Krasnahorkay *et al.*, Phys. Lett. B **461** (1999) 15
- [LED73] T. Ledergerber and H.C. Pauli, Nucl. Phys. **A207** (1973) 1

- [LOE75] K.E.G. Löbner, The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, W.D.Hamilton (ed.), North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1975, p.140
- [LYN69] J.E. Lynn, Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna (1969) 249
- [MEI39] L. Meitner und O. Frisch, Nature **143** (1939) 239
- [MER97] E. Mergel, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1997
- [MER02] E. Mergel, Dissertation, Universität Bonn, in Vorbereitung
- [MET74] V. Metag, Habilitationsschrift, Univ. Heidelberg, 1974
- [MET80] V. Metag *et al.*, Phys. Rep. **65** (1980) 1
- [PAN94] D. Pansegrau, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1994
- [PAN98] D. Pansegrau, Dissertation, Universität Heidelberg, 1998
- [PAN00] D. Pansegrau *et al.*, Phys. Lett. **484B** (2000) 1
- [PAS95] V. Pashkevich, Proc. of Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics, St. Petersburg, 18-22 April 1995, ed. Yu Oganessian *et al.*, World Scientific, p.161
- [PED69] J. Pedersen and B.D. Kuzminov, Phys. Lett. **29B** (1969) 176
- [POL62] S. M. Polikanov *et al.*, Sov. Phys. JETP **15** (1962) 1016
- [RAB70] N.S. Rabotnov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **11** (1970) 285
- [RAU95] T. Rauscher, F.K. Thielemann, K.L. Kratz, Phys. Rev. C **56** (1995) 185
- [REI93] P. Reiter, Dissertation, Universität Heidelberg, 1993
- [REI95] P. Reiter *et al.*, Proc. of Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics, St. Petersburg, 18-22 April 1995, ed. Yu Oganessian *et al.*, World Scientific, p.200
- [SCH89] J. Schirmer, Dissertation, Universität Heidelberg, 1989
- [SOL97] V. G. Soloviev *et al.*, Z. Phys. **A358** (1997) 117
- [SPE69] H.J. Specht *et al.*, Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna (1969) 363

- [SPE70] H.J. Specht, Habilitationsschrift, Univ. München, 1970
- [SPE72] H. J. Specht *et al.*, Phys. Lett. **41B** (1972) 43
- [STR67] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A95** (1967) 420
- [THI00] P.G. Thirolf *et al.*, Proc. of the Int. Symposium on Exotic Nuclear Structure, Debrecen (Hungary) 2000
- [THI02] P.G. Thirolf and D. Habs, accepted Prog. Part. Nucl. Phys.
- [ULF79] G. Ulfert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 1596
- [VAL92] B. Valnion, Diplomarbeit, LMU-München, 1992
- [WAG91] C. Wagemans, The Nuclear Fission Process (1991), CRC Press
- [WIN95] A. Winther, Nucl. Phys. **A594** (1995) 203
- [WOD99] J.L. Wood *et al.*, Nucl. Phys. **A651** (1999) 323
- [ZAN91] E. Zanutti *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A310** (1991) 706

Danksagung

An erster Stelle gebührt der Dank Herrn Prof. Dietrich Habs für die besondere Gelegenheit, an seinem Lehrstuhl die Spektroskopie von Aktinidenkernen in einem mehr als idealen Umfeld zu erlernen und zu erforschen. Mit seinem Enthusiasmus und der Begeisterung bei allen Fragen der Physik weckte er in mir immer wieder die Quelle zur Suche nach dem Neuen.

Im gleichen, wenn nicht noch darüber hinausgehenden Maße, gilt mein besonderer Dank Herrn Dr. Peter Tirolf für seine außergewöhnliche Unterstützung bei allen experimentellen Unwägbarkeiten, die das normale Ausmaß der psychischen wie physischen Belastbarkeit des öfteren bei weitem überschritten haben. Als Wissenschaftler wie als Mensch und Freund war er über alle Jahre hinweg ein einzigartiger Betreuer. Vielen Dank Peter!

Mit Dr. Marcus Chromik habe ich unser Doktorandenzimmer wie die Experimentierhallen während unzähliger Tages- und Nachtstunden geteilt. Für die Freundschaft die daraus entstanden ist möchte ich mich herzlich bedanken und hoffe, dass er irgendwann mal einsieht, dass der beste Fußball in Deutschland nicht beim HSV gespielt wird.

Hervorragend liesen sich alle physikalischen und weltlichen Themen mit Prof. Peter Reiter und Dr. Tobias Schätz erörtern. In Zeiten nicht existenter Ergebnisse hatte ich in Tobias immer einen Verbündeten, der ähnliche Schwierigkeiten zu meistern hatte, dabei aber nie seine gute Laune und seinen Humor verlor. Auf Tobias, seine roten Socken-Linie und seine Rennmaschinen inklusive Polo war immer verlaß.

Allen anderen Mitarbeitern am Lehrstuhl möchte ich für den kollegialen Zusammenhalt danken, der meines Erachtens in schwer zu übertreffender Konstellation auftrat und an dem jeder aktiv beteiligt war. An unseren legendären Mittagstischdiskussionen durften Prof. Oliver Kester, Dr. Oliver Engels, Dr. Marcus Falch, Dr. Martin Groß, Regina Fischer, Jürgen Estermann, Dr. Thomas Sieber und

viele andere nicht fehlen.

Dank auch an meinen Vorgesetzten bei der GRS Herrn Dr. Klaus Kotthoff und Wolfgang Preischl, die mir während der Jahre bei der GRS den nötigen Freiraum und Rückhalt gaben, um erfolgreich experimentieren zu können.

Des weiteren möchte ich mich für die Hilfe und Unterstützung während der letzten Jahre bedanken bei:

Prof. Dirk Schwalm und Dr. Dirk Pansegrau für die vielen hilfreichen und zielführenden Diskussionen bei der Analyse und Interpretation der Daten.

Prof. Hübel und Edgar Mergel zusammen mit allen Bonnern für die tatkräftige Unterstützung bei der Vorbereitung und Durchführung vieler Konversionselektronenexperimente.

Prof. Gerhard Graw, Dr. Ralf Hertenberger und Yvonne Eisermann für die miternächtliche Inbetriebnahmen des Fokalebenenzählers des Q3D-Magnetspektrographen und der Hilfe bei der Analyse der Meßergebnisse der Transmissionsresonanzmessungen.

Prof. Atila Krasznahorkay und Dr. Matyas Hunyadi anstelle unserer vielen Freunde und Kollege aus Debrecen, ohne welche die Transmissionsresonanzexperimente vermutlich nie stattgefunden hätten.

Herrn Dr. Hans-Jörg Maier, Frau Dagmar Friscke und Herrn Friebel für die unermüdliche Herstellung immer neuer radioaktiver Targets.

Herrn Dr. Hegewisch mit seinen Mitarbeitern in der Elektronikwerkstätte für alle Vorverstärker und reparierten Meßmodule.

Herrn Müller und der Firma Thomatronik für die Unterstützung bei den Feinheiten der Simulationssoftware OPERA.

Herrn Alfred Kolbe für die ingenieurtechnische Umsetzung all unserer exotischen Anforderungen.

Herrn Rolf Öhm und Fritz Haftelmaier, stellvertretend für alle Mitarbeitern der mechanischen Werkstätten für die Realisierung aller unserer möglichen wie auch unmöglichen Herausforderungen.

Dr. Otto Schaile, Rudi Luther und der gesamten Rechnergruppe für die exzellente,

stets unverzügliche und immer zum Ziel führende Unterstützung bei allen Hard- und Softwareproblemen.

Herrn Walter Carly und der gesamten Beschleunigercrew ohne deren Quellen- und Beschleunigerexpertise die Experimente schon im Vorfeld zum Scheitern verurteilt gewesen wären.

Besonders bedanken möchte ich mich am Schluß noch bei meinem Freund Ralf Gruber und seiner Frau Conny die in allen Situationen außerhalb der Physik ständig mit Rat und Tat zur Stelle waren.

Großen Dank meinen Eltern und Schwestern und ihren Familien für die zurückliegenden Jahre.

Schließlich der ganz besondere Dank für das Verständnis und den moralischen Beistand während der letzten Phase dieser Arbeit an meine fabelhafte Frau Tanja.

Veröffentlichungen

Im Rahmen dieser Arbeit sind folgende Veröffentlichungen entstanden:

Conversion electron spectroscopy in the superdeformed minimum of ^{240}Pu ,

D. Gassmann *et al.*, Phys. Lett. B **497** (2001) 181

Excited superdeformed $K^\Pi = 0^+$ rotational bands in β -vibrational fission resonances of ^{240}Pu ,

M. Hunyadi *et al.*, Phys. Lett. B **505** (2001) 27

γ -Spectroscopy in the superdeformed minimum of ^{240}Pu ,

D. Pansegrau *et al.*, Phys. Lett. B **484** (2000) 1

On the excitation energy of the ground state in the third minimum of ^{234}U ,

A. Krasnahorkay *et al.*, Phys. Lett. B **461** (1999) 15



ELSEVIER

11 January 2001

Physics Letters B 497 (2001) 181–189

PHYSICS LETTERS B

www.elsevier.nl/locate/npe

Conversion electron spectroscopy in the superdeformed minimum of ^{240}Pu

D. Gassmann ^a, P.G. Thirolf ^{a,*}, E. Mergel ^b, D. Habs ^a, M. Chromik ^a, J. Domscheit ^b,
A. Görgen ^b, K. Hauschild ^c, H. Hübel ^b, M. Hunyadi ^c, A. Krasznahorkay ^c,
A. Lopez-Martens ^f, S. Neumann ^b, A. Neußer ^b, D. Pansegrau ^d, P. Reiter ^a, H. Scheit ^d,
G. Schönwaßer ^b, D. Schwalm ^d

^a *Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, D-85748 Garching, Germany*

^b *Institut für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn, Nussallee 14-16, D-53115 Bonn, Germany*

^c *Institute of Nuclear Research of the Hungary Academy of Sciences, H-4001 Debrecen, Hungary*

^d *Max-Planck-Institut für Kernphysik, D-69029 Heidelberg, Germany*

^e *DAPNIA/SPhN, CEA/Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette cedex, France*

^f *Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, F-91405 Orsay, France*

Received 2 October 2000; accepted 23 November 2000

Editor: V. Metag

Abstract

Conversion electrons from electromagnetic transitions preceding the fission of the 3.7 ns ^{240f}Pu shape isomer have been measured. The electron spectrum shows a broad structure of individually resolved lines with energies between 620 and 650 keV, which are interpreted as the ($J_\beta \rightarrow J_g$) E0 transitions from the decay of the lowest β -vibrational band with a phonon energy of 770 keV feeding to the ground state band of ^{240f}Pu . In a combined analysis of e^- and high resolution γ -ray spectroscopy data previously established octupole bands could also be studied in more detail. © 2001 Published by Elsevier Science B.V.

PACS: 21.10.Re; 23.20.Nx; 27.90.+b

1. Introduction

Superdeformed (SD) prolate nuclei with an axis ratio of about 2 : 1 were first discovered as fission isomers almost 40 years ago [1]. The interpretation of fission isomers as being the result of microscopic shell corrections to the macroscopic liquid drop potential leading to a second minimum in the nuclear poten-

tial energy surface is well established [2,3]. From the previous studies of excited states in the first and second minimum, including the transmission resonance studies in ^{240}Pu [4], low-lying collective quadrupole excitations are expected in the second minimum of ^{240}Pu ; in particular, the lowest β -vibrational band is anticipated between 600 and 800 keV from the transmission resonance experiments [4]. However, no low-lying collective quadrupole excitations but only octupole excitations were identified in a recent detailed high resolution γ -ray spectroscopic study of the second minimum of ^{240}Pu by Pansegrau et al. [5,6]. On

* Corresponding author.

E-mail address: peter.thirolf@physik.uni-muenchen.de (P.G. Thirolf).

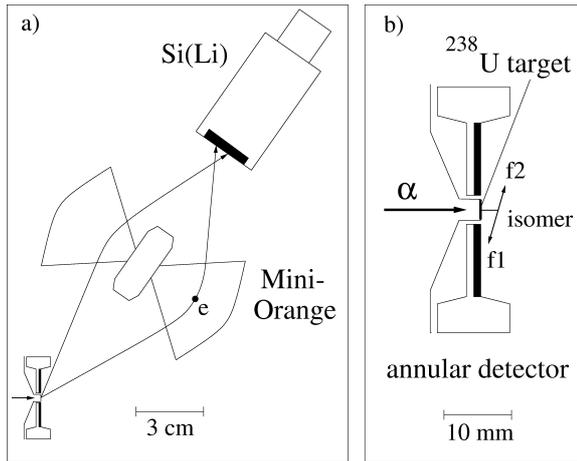


Fig. 1. (a) Experimental setup. Only one of the three Mini-Orange-spectrometers placed symmetrically around the beam at an angle of 50° is shown. (b) Enlarged drawing of the annular fission fragment detector setup.

the other hand, conversion electron measurements in the second minimum of $^{236,238}\text{U}$ nuclei clearly identified the β -vibrational bands with band heads at 686 keV and 648 keV, respectively [7]. We therefore decided to complement the γ -ray spectroscopic information on ^{240f}Pu by a conversion electron measurement covering the interesting energy range of 400–800 keV. We used the same $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ reaction as Specht et al. [8] in their pioneering conversion electron work, which led to the identification of the rotational ground state band of the fission isomer.

In this Letter we report on the identification of the lowest β -vibrational band in the second minimum of ^{240}Pu and on E0 transitions between negative parity states from SD rotational bands. The measured conversion coefficients confirm the predominant population of excited states with negative parities, which can be explained by the filtering function of the inner and outer barrier.

2. Experimental method

As illustrated in Fig. 1, conversion electrons preceding the fission decay of the 3.7 ns isomer in ^{240}Pu were measured with three Mini-Orange spectrometers in coincidence with delayed fission. Excited states in the second minimum of ^{240}Pu were populated by

the $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ reaction at $E_\alpha = 25$ MeV; the same bombarding energy was used in the γ -ray measurement [6]. The α beams of ≈ 350 e nA were provided by the Munich Tandem accelerator. For an efficient suppression of the dominant prompt fission events a recoil shadow technique was employed. With this aim in view, the small circular ^{238}U -target ($30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ on a $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ C-backing, diameter 2.5 mm) was inserted into the 4 mm inner hole of an annular Si detector (100 μm thick, 450 mm^2 active area). Prompt fission took place at the target position in the shadow of the sensitive area of the detector. The ^{240f}Pu isomers recoiled from the thin target and decayed in flight in front of the annular detector after a mean flight path of about 1.8 mm (corresponding to the isomeric half-life of 3.7 ns). Thus, only fragments from isomeric fission were detected with an effective solid angle of $\Omega = 0.14$, while prompt fission events were quantitatively suppressed.

Mini-Orange spectrometers [9–11] combine the excellent energy and time resolution of a cooled Si(Li) detector with the high efficiency and selectivity of a magnetic Mini-Orange (MO) filter. The present data were obtained from experiments with two sets of Mini-Oranges adjusted for an optimized transmission from 400–600 keV and 500–700 keV, respectively. In the present setup the MO filter consisted of 6 (5) wedge shaped permanent $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ magnets, which transported and focused the electrons with a well defined transmission curve, suppressing at the same time the copious low energy δ electrons. Moreover, γ -rays from the target were blocked by a 20 mm long cylindrical Pb absorber (radius 6 mm), positioned in the center of the MO. The optimum transmission efficiency of the MO filter was achieved with symmetric object and image distances, a field strength of the toroidal field of 90 ± 5 mT (for the 6-wedge MO) and a minimum thickness of the magnets. A transmission value of 2.3% at 626 keV was measured with a single Si(Li) detector of 300 mm^2 active area (3mm thickness). The overall shape of the transmission curve for the three MO spectrometers was determined with a ^{90}Sr β -ray continuum source. The absolute energy calibration was performed with conversion electron lines from ^{137}Cs and ^{207}Bi sources; the energy resolution of the array was 3.1 keV at 320 keV.

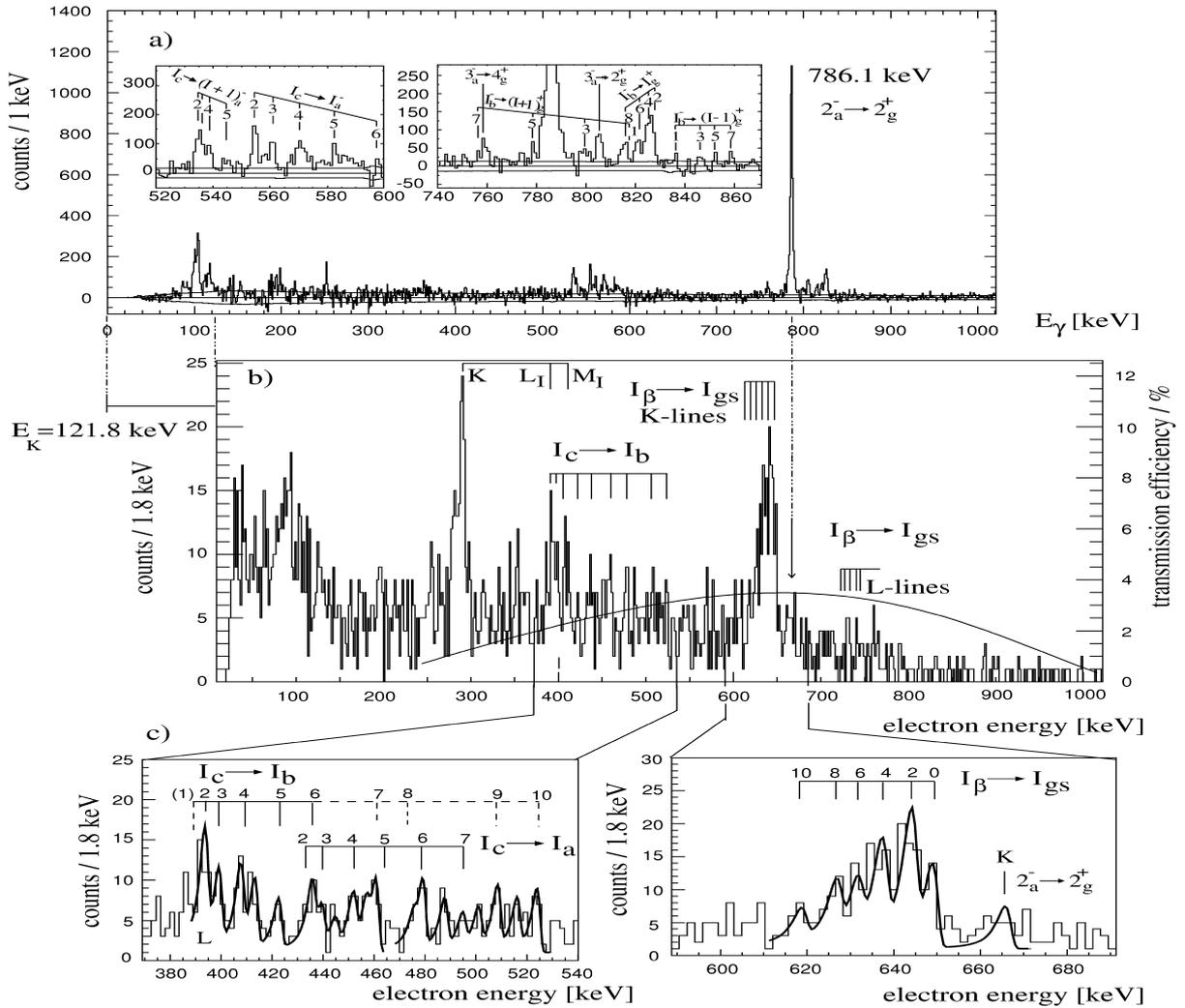


Fig. 2. (a) γ -ray spectrum in coincidence with delayed fission of ^{240}fPu from [6]. The inserts show enlarged regions of transitions connecting the *c*- and *a*-band and the *a*- and ground-state-band, respectively. (b) Conversion electron spectrum from the present work in coincidence with delayed fission of ^{240}fPu shifted by the electron binding energy of $E_K = 121.8$ keV. The summed transmission efficiency (weighed average for the two sets of magnets) of the 3 MO spectrometers is represented by the solid line. (c) Enlarged parts of the electron spectrum with fitted line spectra and transition assignments.

Typical count rates during the experiments were 0.15–0.20 Hz in the delayed fission detector, while the count rate in the electron detectors was up to 30–40 kHz limiting the beam current. During an effective beam time of 570 hours 3.4×10^5 fragments from isomeric fission of ^{240}fPu were recorded. 2641 coincidence events between delayed fission fragments and electrons entered the further analysis.

3. Experimental results

The prompt γ -ray spectrum from [6] and the electron spectrum shown in Fig. 2a and 2b, respectively, were measured in coincidence with delayed fission of ^{240}fPu . The same reaction and beam energy were used in both experiments. Electron lines from *K*-conversion are lower in energy as compared to the correspond-

ing γ -ray transitions by the K -binding energy of 121.8 keV. This shift is taken into account by the displacement of Fig. 2b. The electron spectrum contains a much smaller random background contribution compared to the γ -ray spectrum because converted transitions from fission fragments occur at a significantly reduced rate and only electrons from the target area are focused onto the Si(Li) detectors. For by far the strongest γ -ray transition in ^{240f}Pu at 786.1 keV a conversion coefficient of $\alpha_k = (4.6 \pm 1.7) \times 10^{-3}$ is obtained after averaging over the two sets of experiments. A comparison with theoretical conversion coefficients [12] shows that the experimental value agrees well with the theoretical E1 conversion coefficient of 5.9×10^{-3} . This proves the E1 character of the 786.1 keV transition, a result that was already used in [6] to deduce conclusively the spins and parities of a rotational band built on top of a state at 806.2 keV (a -band in the level scheme, Fig. 3), and to support its interpretation as a $K^\pi = 2^-$ band. The high intensity of the 786.1 keV transition was explained by the decay from the band head of the a -band to the ground-state-band assuming fast rotational in-band transitions and slow inter-band decays due to the E1-hindrance of $\Delta K = 2$ transitions. Except for the 786 keV transition (37%) all other γ -ray transitions in ^{240f}Pu have absolute intensities of less than 5% with respect to the isomer decay and thus only E0 transitions or transitions with a multipolarity larger than 2 are expected to result in detectable lines in the conversion electron spectrum. However, transitions with high multipolarity can be excluded; due to their longer lifetimes they are strongly suppressed by the competing fission decay. Thus the lines observed in Fig. 2b will be very likely due to E0 transitions, i.e., new and complementary information is obtained from the conversion electron spectroscopy compared to the γ -ray spectroscopy.

The statistically most prominent feature in the electron spectrum in Fig. 2b is a broad structure between 620 and 650 keV, which is resolved into six individual lines of comparable intensities and line widths of about 4.0 keV. As the γ -ray spectrum displays no significant transitions at the corresponding energies, a conversion coefficient of $\alpha_K \geq 0.3$ is deduced for these e^- lines, which is only compatible with a dominating E0 multipolarity. We interpret this structure as being due to the decay of a rotational band built on top of the lowest β -vibrational phonon.

The resulting level scheme of the β -band is given in Fig. 3, using the Doppler-corrected transition energies. In comparison with the ground state rotational band the level spacing in the excited $K^\pi = 0^+$ band is increasing less with spin J . The spin assignment of the $J_\beta \rightarrow J_g$ sequence is actually based on the intensity pattern of the individual lines, which decreases in a regular way (see Fig. 2c), similar to the intensity distribution observed in the same reaction for the ground state rotational band of the second minimum of ^{240f}Pu [8] and to the lowest β -vibrational bands observed in the second minimum of the neighbouring isotopes $^{236,238}\text{U}$ [7]. Moreover, similar sequences of closely spaced but resolved E0 transitions from $K^\pi = 0^+$ bands have also been observed in the first minimum of ^{234}U and ^{240}Pu after $(\alpha, 2n)$ reactions [13].

Potential γ -ray transitions from the β -band to the ground-state-band $J_\beta^+ \rightarrow (J-2)_g^+$ may be covered up by otherwise assigned transitions. However, the discussion of the branching ratios between E0 transitions and E2 γ -ray transitions given below will show that none of the E2 γ transitions is expected to be visible in the γ -ray spectrum. The resulting β -phonon energy $\hbar\omega_\beta = (769.9 \pm 1.0)$ keV falls within the expected margins of 600–800 keV deduced from transmission resonance measurements [4].

For the intensity carried by the β -band we find a situation as expected: the lower the energy $\hbar\omega_\beta$ of the first β -phonon the stronger the feeding. For ^{238f}U with $\hbar\omega_\beta = 645$ keV a value of 4.3% relative to the isomer decay and for ^{236f}U with $\hbar\omega_\beta = 685$ keV a value of 2.4% has been observed [7] while for ^{240f}Pu with $\hbar\omega_\beta = 770$ keV we measured only 2.0%. The small feeding intensity of the β -band with respect to the negative-parity sequences will be discussed in the conclusions.

While a negative parity for the a - and b -band was already established in Ref. [6], this property could not be determined conclusively for the c -band (levels reported in [6] are marked by thick lines in the level scheme of Fig. 3). In the present Letter, assuming a negative parity for the c -band, ($J_c \rightarrow J_a$) and ($J_c \rightarrow J_b$) E0 transitions can be expected. For the transitions connecting the c -band and b -band ($J_c \rightarrow J_b$) we nicely confirm this expectation up to the spin $6\hbar$, thus proving the negative parity of the c -band. After subtracting the L_I -contribution of the strong group of E0 lines around 411 keV the

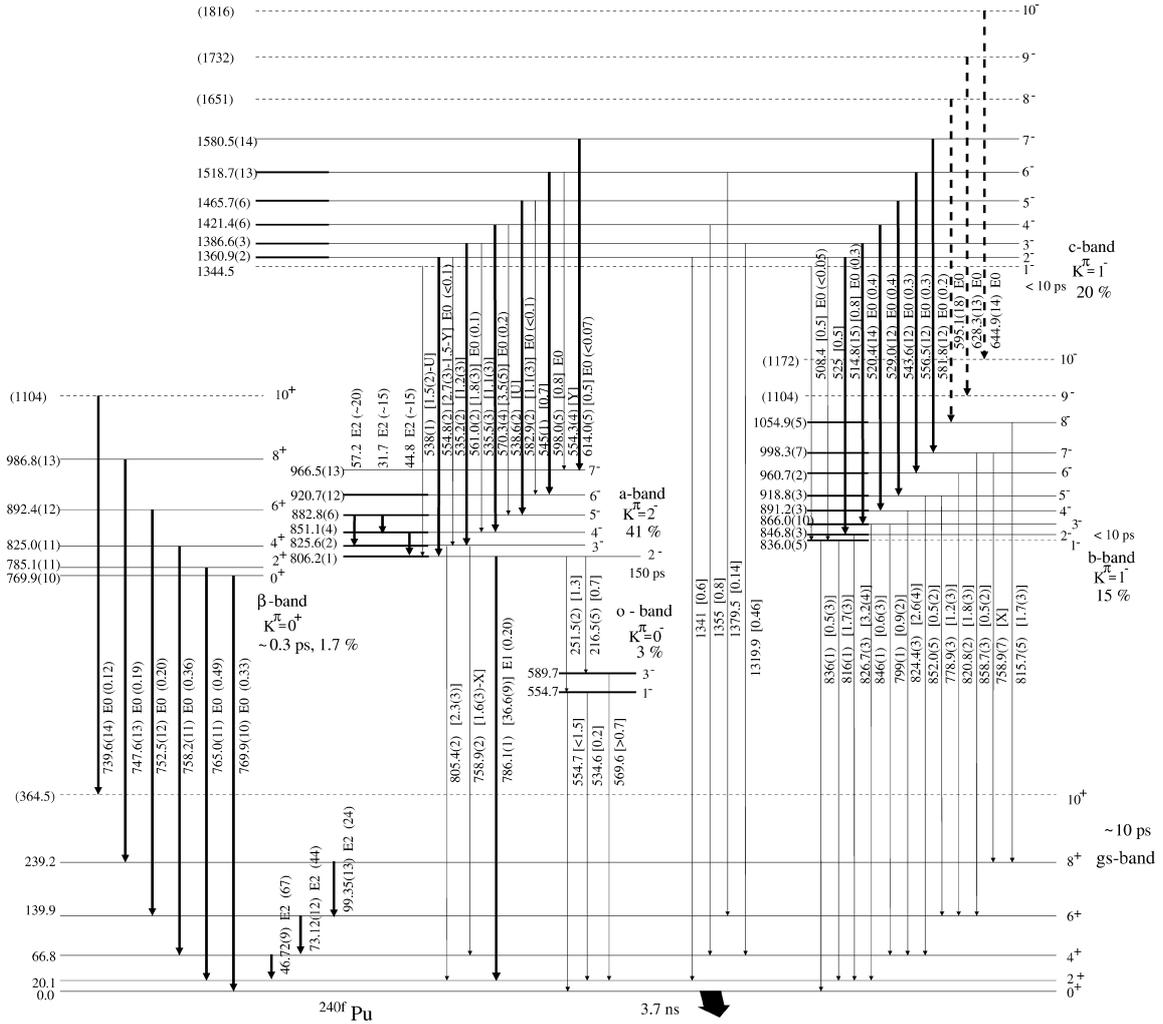


Fig. 3. Level scheme of ^{240}Pu in the second minimum. The accuracy of the Doppler-corrected transition energy is given in round parenthesis (), the absolute γ -ray intensity (in %) with respect to the isomeric fission decay in rectangular parenthesis [] and the dominant multipolarity together with the absolute electron intensity (in %) in round parenthesis (). Transitions observed in the electron spectrum are marked by thick arrows. Transitions with electron energies below 100 keV were detected in Ref. [8]. Levels with energies in parenthesis were introduced by a smooth extrapolation of the moment of inertia. Intensity values containing the variables [U], [X], [Y] indicate transitions that appear twice in the level scheme, with the variables denoting the distribution of the measured intensity between the two transitions.

$1_c^- \rightarrow 1_b^-$ transition is below the detection limit, while the $2_c^- \rightarrow 2_b^-$ line remains clearly visible. Note that also in the γ -ray measurement [5,6] the indications for the 1^- level of the c -band were rather weak. Due to the different moments of inertia of the c -band and b -band these E0-transition energies are spread out over a larger energy. Assuming a smooth variation

of the moments of inertia with spin we also can identify candidates for the $7_c \rightarrow 7_b$ to $10_c \rightarrow 10_b$ E0 transitions.

On the other hand, the strong ($J_c \rightarrow J_a$) E2/M1 transitions from the c -band to the $K^\pi = 2^-$ band at 806 keV show only an E0 admixture of at most 10%. Strong evidence for candidates with a direct decay se-

quence to the ground-state-band $J_c \rightarrow J_g$ and $J_c \rightarrow (J+1)_g$ could be identified in the high energy part of the γ -ray spectrum [14] which are included in the level scheme of Fig. 3. The newly placed transitions between the four bands of Ref. [6] strongly support the level scheme and the parity assignments. Although the direct experimental evidence for the 1^- bandhead of the c -band (band head energy 1344.5 keV) is still weak, the strong E0 transitions to the $K^\pi = 1^-$ b -band favour the $K^\pi = 1^-$ assignment for the c -band. In the conversion electron spectrum an additional bunching of strong E0 transitions (280.3 keV (1.7%); 289.7 keV (2.3%); 296.0 keV (1.0%)) corresponding to nuclear transition energies around 411 keV is observed. They connect bands with rather similar moments of inertia. Due to their rather large intensities they cannot feed into the β -band or the proposed 0^- octupole band. A direct feeding into the ground-state-band is excluded from our knowledge of collective excitations obtained in transmission resonance measurements. Therefore, these E0 transitions most probably lead into one of the negative-parity bands (a -, b - or c -band). Similar to the other negative-parity bands this new band is expected to decay also by E1 transitions to the ground state band. The E0 transitions with transition energies around 411 keV can be arranged in the level scheme by introducing additional $K^\pi = 1^-$ bands with band head energies of 1246 keV and 936 keV [14]. The E0 transitions between the new bands and the b -band or between the c -band and the new bands would be in the region of 411 keV. Band heads are expected at these energies from former measurements with NaI detectors [5,6]. Their expected interband transitions to the ground-state-band can be tentatively identified as weak γ -lines in the high energy part of the high resolution γ -ray spectrum [5,14]. Since these two bands are rather tentative they were not included in Fig. 3. In the second minimum of $^{236,238}\text{U}$ similar lower-lying E0 transitions with transition energies around 400 keV have been observed as well [7]. Although the electron detection efficiency is continuously decreasing below 400 keV, we are confident that no prominent structures appear in the energy range down to ~ 100 keV. Thus the present Letter spans an energy range down to the highest energies studied in Ref. [8]. Within the accuracy of the calibration the conversion electron spectrum of Fig. 2b shows similar structures like the spectrum of Ref. [8] above 90 keV.

In the level scheme of Fig. 3 we added the 10^+ level at 364.5 keV to the ground state rotational band by extrapolation of the moment of inertia known from the lower members of the band. From the spin population of the β -band we still expect a sizable intensity for the 10^+ level when compared to the 8^+ level. However, for the $10^+ \rightarrow 8^+$ transition K -conversion is possible. Therefore, most of the intensity occurs at very low electron energies and the intensity of the L lines is reduced by about a factor of 3 below the detection limit of Ref. [8] and could consequently not be observed in their measurement. Above 97 keV K conversion lines with accompanying weaker L lines determine the pattern of the electron spectrum. With the known level spacings of the a -band and the high intensity of this band, it is intriguing to identify the expected L - and M -lines of the ($5^- \rightarrow 4^-$), ($5^- \rightarrow 3^-$) and ($4^- \rightarrow 2^-$) transitions of the ($K^\pi = 2^-$) rotational band to corresponding structures in the spectrum of Ref. [8]. Their energies and intensities are included in the level scheme of Fig. 3. It seems worthwhile to re-investigate this low-energy region with the improved modern experimental techniques.

4. Discussion and conclusions

For ^{240f}Pu a clear separation between rotational and vibrational excitations is observed. Let us first discuss the rotational excitations: The dynamical moments of inertia $\Theta_2(J) = (E(J) - E(J-1))/(2J)$ and $\Theta_2(J) = (E(J) - E(J-2))/(4J-2)$, respectively, extracted from the known rotational bands in ^{240f}Pu are shown in Fig. 4. The similarity of the moment of inertia of the a -band to that of the ground-state-band in ^{240f}Pu indicates that these bands are based on superdeformed configurations with very similar deformations. The smaller moment of inertia for the c -band compared to the ground state band suggests a deformation between that of the normal deformed and superdeformed minimum. For the β vibration an increase of the moment of inertia of about 10–20% above the ground state value can be deduced. For the lowest spins the β -band has a moment of inertia close to the rigid body moment of inertia ($\Theta_{\text{rig}}/\hbar^2 \approx 200 \text{ MeV}^{-1}$ [3]), but it approaches the value of the ground state rotational band at higher spins. The $K^\pi = 1^-$ band with a band head energy of 836.0 keV (b -band),

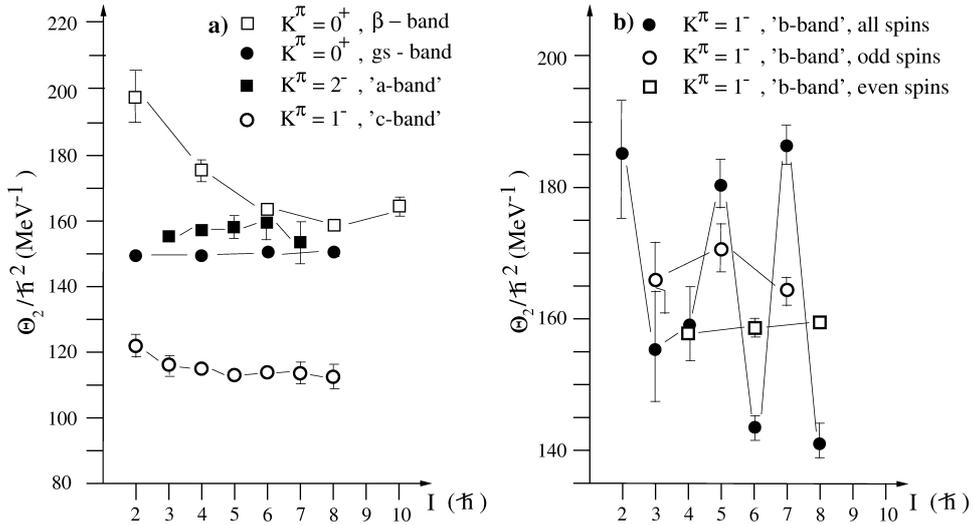


Fig. 4. Dynamic moments of inertia Θ_2 as a function of spin J for the collective bands observed in ^{240}fPu .

shows a rather constant moment of inertia of the same size as those of the ground state, a - and β -band when considering the even and odd spin members separately. However, deducing the moment of inertia for subsequent spins leads to a strongly alternating behaviour of Θ_2 with spin J . Such a staggering has been observed also for $K^\pi = 1^-$ bands in the first minimum of actinides and can be explained by a signature splitting caused by the Coriolis interaction between the two $\pm K$ components of the intrinsic wave function.

The admixture of different K components in the intrinsic wave functions of strongly deformed nuclei is of general interest. Since we expect steeply down-sloping Nilsson orbitals with high j quantum numbers and low K values as a function of deformation, strong Coriolis matrix elements at the Fermi surface of the second minimum leading to K -mixing are expected, even for low spin levels of even-even nuclei. While we find good agreement with the Alaga predictions of the branching ratios for the $K^\pi = 2^-$ band, i.e., pure ground state and a -bands, we observed too small branching ratios between spin-decreasing transitions $J \rightarrow (J-1)$ and spin-increasing transitions for the E1 transitions between the b -band and the ground-state-band. A small admixture of $K^\pi = 0^-$ components to the $K^\pi = 1^-$ bands may cause a drastic increase in the branching ratios between spin-increasing and spin-

decreasing transitions, because usually the $\Delta K = 0$ transitions are faster than the $\Delta K = 1$ transitions [15]. Therefore, the variations of the moments of inertia and the branching ratios provide evidence for K -mixing of the $K^\pi = 1^-$ wave functions of the second minimum. In the present work this K -mixing obviously manifests itself in the decay of the c -band, where the sequence of E0 transitions between the $K^\pi = 1^-$ c - and b -bands can be interpreted as a β vibration built on the $K^\pi = 1^-$ state at 836.0 keV, while at the same time the weakness of the E0 admixture in the $(J_c \rightarrow J_a)$ E2/M1 transitions from the c -band to the $K^\pi = 2^-$ band at 806 keV favours the interpretation of these transitions as a γ vibration built on the $K^\pi = 2^-$ band.

Next we discuss collective vibrations, especially the β vibrations. Besides the first β -vibrational phonon at 769.9 keV in ^{240}fPu identified in the present Letter multiple β -phonons were observed as 0^+ transmission resonances at excitation energies of 4.5 MeV, 5.1 MeV and 5.5 MeV [4,16]. Considering the excitation energy of the ground state of the second minimum of (2.3 ± 0.2) MeV [2,16] these resonances correspond to the excitation of 3, 4 and 5 β -vibrational phonons. The equivalent picture holds for the second minimum of ^{236}U : here the energy of the lowest β -vibrational phonon of 686 keV was also determined by electron spectroscopy [7] and the $K^\pi = 0^+$ transmission res-

onances were observed at 4.2 MeV, 5.2 MeV and 5.8 MeV corresponding to an average β -phonon energy of $\hbar\omega_\beta \approx 700$ keV [4]. Taking into account the excitation energy of the second minimum in ^{236}U of 2.814 MeV [17] these resonances can be assigned to the excitation of 2, 3 and 4 β -phonons. Thus it seems that the slightly anharmonic higher β -vibrational excitation can be identified rather clearly in the second well of the actinide nuclei, while in general the character of the low lying $K^\pi = 0^+$ bands of deformed nuclei in the first minimum is rather questionable and mixtures of β -bands with double γ -bands [20,21], double octupole bands, 2-quasi-particle-states or pairing vibrations occur [18]. Closely spaced 0^+ bands in the first minimum of actinides point to a complex situation [13], while in the second minimum the strong E0 transitions indicate a pronounced collective β vibration with axial symmetry [18,22].

The E0 transitions of the β -band decay in the second minimum are probably the fastest E0 transitions observed until now. Since the $J_\beta \rightarrow J_g$ transitions successfully compete with the rotational in-band transitions $J_\beta \rightarrow J_\beta - 2$ even at high spins, their partial E0 lifetimes have to be significantly faster than the typical rotational lifetime of about 10 ps, which leads to an estimate of the E0 transition strength $\rho^2(\text{E0}) = |\langle 0_\beta | \sum_i e_i r_i^2 | 0_g \rangle / (eR^2)|^2$ of $> 40 \times 10^{-3}$, assuming $\tau(\text{E0}) \leq 10$ ps. Since a typical single particle strength of $\rho^2(\text{E0})$ for $A = 240$ is about 12×10^{-3} [18], these E0 transitions are thus enhanced collective monopole transitions. These arguments are applicable for all three nuclei $^{236,238}\text{U}$ and ^{240}Pu , where strong E0 transitions are observed in the second minimum. In the vibrating deformed rotor model the E0 transition strength $\rho^2(\text{E0})$ is proportional to $E(2_1^+)/\hbar\omega_\beta$ and β_0^4 , where β_0 describes the deformed equilibrium shape [18]. Applying this relation the common enhancement of $\rho^2(\text{E0})$ in the second minimum is readily explained and $\rho^2(\text{E0})$ values of about 2000×10^{-3} are predicted. In the vibrating deformed rotor model the moment of inertia is proportional to the mass parameter B and to β_0^2 , which seems to be approximately fulfilled when comparing the corresponding values in the first and second minimum.

In order to estimate the E2 transition strength between the β - and ground-state-band we use the harmonic quadrupole vibrator model, where the vibrational energy is given by $\hbar\omega = \hbar(C/B)^{1/2}$ and the E2

transition strength by $B(\text{E2}, 0_g^+ \rightarrow 2_\beta^+) \propto (C \times B)^{-1/2}$ with C denoting the stiffness of the potential. For the mass parameter B , besides an oscillatory behaviour, a general decrease is expected with increasing deformation and in particular for ^{240}fPu a decrease by a factor of 1.7 is calculated going from the first to the second minimum [19]. From a comparison of the vibrational energies in the first and the second minimum of ^{240}fPu , $\hbar\omega = 1089$ keV [13] and $\hbar\omega = 769.9$ keV, respectively, together with the theoretical reduction of the mass parameter we conclude that the stiffness parameter C is about a factor of 3.4 smaller in the second minimum, which leads to an increase of the $B(\text{E2}, 0_g^+ \rightarrow 2_\beta^+)$ value by a factor of 2.4. For $^{236,238}\text{U}$ the corresponding β -vibrational 0^+ states in the first minimum with strong E0 transitions are located at 919.2 keV and 996.7 keV, respectively, leading to estimates of similarly enhanced $B(\text{E2}, 0_g^+ \rightarrow 2_\beta^+)$ values in the second minimum. Therefore, the vibrational quadrupole transitions between the β - and the ground-state-bands in the second minimum are more enhanced than in the first minimum. In the first minimum of the actinides the measured $B(\text{E2}, 0_g^+ \rightarrow 2_\beta^+)$ values amount to about 1.2 single-particle units, which leads to in contrast 3 single-particle units for the corresponding values in the second minimum. Using this value the partial life time for E2 γ -ray transitions from the β -band to the ground-state-band is estimated to be 3 ps, which is a factor of 10 longer than the partial lifetime estimated for the E0 transitions. Therefore, the expected absolute γ -ray transition intensities for the β -band to the ground-state-band in ^{240}Pu are below the detection limit of 0.1%.

The predominant observation of decays of negative-parity states (98%) within the second minimum can be explained by the fact that for the positive-parity states in the energy region around the two and three β -phonon excitations the decay out of the second minimum by fission and back-decay into the first minimum is favoured, as also observed when studying transmission resonances in $^{239}\text{Pu}(\text{d}, \text{p})$ ^{240}Pu [16]. Thus, only negative-parity states will decay predominantly via γ -ray decay within the second minimum in the energy range where the dominant population of the second well via the $(\alpha, 2n)$ reaction occurs. This decay will occur either by an E1 transition directly to the ground state band or by a cascade of collective E2–E0 transitions to lower negative-parity bands. Within

the second minimum the β vibrations are more collective compared to the first minimum. Due to its sensitivity to enhanced ($\Delta J = 0$) E0 transitions conversion electron spectroscopy is especially well suited to select these β -vibrational components. Thus, even the E0 transitions on top of the negative-parity octupole band heads may be interpreted as showing contributions from a first quadrupole phonon. The analysis of these more collective β vibrations may be very useful to understand the ambiguous character of low-lying 0^+ bands in deformed nuclei.

Acknowledgements

This work was supported by the DFG under contract 325/9-1/2, HA 1101/6-1 and 436 UNG 113/129/0.

References

- [1] S.M. Polikanov et al., Sov. Phys. JETP 15 (1962) 1016.
- [2] S. Bjørnholm, J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 725.
- [3] V. Metag et al., Phys. Rep. 65 (1980) 1.
- [4] M. Just et al., in: Physics and Chemistry of Fission, Jülich, 14–18 May, 1979, Vol. 1, IAEA, Vienna, 1980, p. 71;
- M. Just, Ph.D. Thesis, Universität Heidelberg, 1979.
- [5] D. Pansegrau, Ph.D. Thesis, Universität Heidelberg, 1998;
- D. Pansegrau, Diploma Thesis, Universität Heidelberg, 1994.
- [6] D. Pansegrau et al., Phys. Lett. B 484 (2000) 1.
- [7] U. Goerlach et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1160.
- [8] H.J. Specht et al., Phys. Lett. 41B (1972) 43.
- [9] J. van Klinken, K. Wisshak, Nucl. Instrum. Methods 98 (1972) 1.
- [10] J. van Klinken, S.J. Fenstra, G. Dumond, Nucl. Instrum. Methods 151 (1978) 433.
- [11] E. Ditzel et al., Nucl. Instrum. Methods A 176 (1996) 428.
- [12] F. Rösel et al., At. Data Nucl. Data Tables 21 (1978) 293.
- [13] J.M. Hoogduin et al., Phys. Lett. B 384 (1996) 43.
- [14] P.G. Thirolf et al., in: A. Krasznahorkay (Ed.), Proceedings of International Symposium on Exotic Nuclear Structure, Debrecen, 15–20 May, 2000, Akademiai Kiado, Budapest.
- [15] K.E.G. Löbner, in: W.D. Hamilton (Ed.), The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, North-Holland, Amsterdam, 1975, p. 140.
- [16] M. Hunyadi et al., in preparation.
- [17] P. Reiter et al., in: Yu. Oganessian et al. (Eds.), Proceedings of Conference on Low Energy Nuclear Dynamics, St. Petersburg, 18–22 April, 1995, World Scientific, p. 200.
- [18] J.L. Wood et al., Nucl. Phys. A 651 (1999) 323.
- [19] T. Ledergerber, H.C. Pauli, Nucl. Phys. A 207 (1973) 1.
- [20] R.F. Casten, P. von Brentano, Phys. Rev. C 51 (1995) 3528.
- [21] H.G. Börner et al., Phys. Rev. C 59 (1999) 2432.
- [22] A.S. Davydov, V.S. Rostovsky, Nucl. Phys. 60 (1964) 529.



ELSEVIER

26 April 2001

Physics Letters B 505 (2001) 27–35

PHYSICS LETTERS B

www.elsevier.nl/locate/npe

Excited superdeformed $K^\pi = 0^+$ rotational bands in β -vibrational fission resonances of ^{240}Pu

M. Hunyadi^a, D. Gassmann^b, A. Krasznahorkay^a, D. Habs^b, P.G. Thirolf^b,
M. Csatlós^a, Y. Eisermann^b, T. Faestermann^c, G. Graw^b, J. Gulyás^a, R. Hertzenberger^b,
H.J. Maier^b, Z. Máté^a, A. Metz^b, M.J. Chromik^b

^a *Inst. of Nucl. Res. of the Hung. Acad. of Sci., H-4001 Debrecen, P.O. Box 51, Hungary*

^b *Sektion Physik, Universität München, D-85748 Garching, Germany*

^c *Technische Universität München, D-85748 Garching, Germany*

Received 7 February 2001; accepted 6 March 2001

Editor: V. Metag

Abstract

The intermediate structure of fission resonances of ^{240}Pu was observed with an experimental energy resolution of 7 keV in the excitation energy region of $E^* = 3.8\text{--}5.6$ MeV using the $^{239}\text{Pu}(d, \text{pf})^{240}\text{Pu}$ reaction. Two-vibrational resonance groups centered at $E^* = 4.6$ MeV and 5.1 MeV, and attributed to the excitation of three and four β -phonons, were resolved into individual substates, which could be assigned to the low-spin members of $K^\pi = 0^+$ superdeformed (SD) rotational bands. In the region of the lower $E^* = 4.6$ MeV resonance individual moments of inertia of six well separated bands could be extracted for the first time with values of Θ/\hbar^2 around 157 MeV^{-1} , close to that of the ground state band in the second well. From the level density of these $K^\pi = 0^+$ band heads the excitation energy of the SD ground state was determined to (2.25 ± 0.20) MeV, in agreement with earlier estimates from excitation functions. © 2001 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 21.10.Re; 24.30.Gd; 25.85.Ge; 27.90.+b

1. Introduction

After the discovery of fission isomerism in the actinide region, great efforts were directed towards the spectroscopic studies of excited states in superdeformed (SD) nuclei [1–3]. The appearance of such elongated shapes with an axis ratio of 2 : 1 in the actinides is the consequence of a second minimum in the shell-corrected potential energy surface. Low-lying SD excitations were mostly observed in conversion electron experiments, which resulted in the successful identification of rotational bands upon the fission isomeric ground states [4,5]. Only recently, in the

second minimum of ^{240}Pu , which is investigated here at higher excitation energies, a more complete picture of low-lying quadrupole and octupole vibrations was obtained by a detailed γ - and conversion electron spectroscopy [6,7]. In contrast to the first minimum, multiphonon β -vibrations at higher excitation energies can be investigated in the second minimum as transmission resonances in the prompt fission probability, since the β -vibrations manifest themselves as doorway states to fission. A few members of the vibrational series were systematically observed in actinide isotopes just below the fission barrier [3]. Due to the damping of the vibrational motion their large fission width is

distributed over many compound states in their vicinity. While the fine structure due to compound levels in the first minimum (class I states) is not resolved in the present experiment we do resolve, besides the gross structure of the β -vibrational transmission resonances, the intermediate structure due to SD class II compound states due to their lower level density. High energy resolution studies of fission resonances can therefore give spectroscopic information on SD compound states with specific spin J^π and spin projection K at excitation energies below the fission barrier. The more one reaches with efficient detector systems into the subbarrier regions of vibrational damping, the better one should be able to observe isolated levels with small widths in the fission channel. The overall structure of the transmission resonances observed in ^{240}Pu at an excitation energy with respect to the ground state in the first minimum $E^* = 5.1$ MeV [8–10,13] and at $E^* = 4.6$ MeV [15–18] was repeatedly interpreted as one of the best examples for damped vibrational resonances. In the experiment of Ref. [10] on ^{240}Pu the $E^* = 5.1$ MeV resonance group was investigated with a high energy resolution of 3 keV, and with the aid of a detailed model description [10] all experimentally resolved class II states being predominantly populated in the (d, p)-reaction could be identified as $(K^\pi, J) = (0^+, 2)$ states, while the 0^+ states were not resolved due to their broad fission width. Until now, the lower $E^* = 4.6$ MeV resonance group was studied only with modest resolution [15,18]. Extending the model description to this group we expect narrow fission widths for all spin values of SD class II states and a reduced level density. In the present work we therefore reinvestigated the $E^* = 4.6$ MeV vibrational resonance with good statistics and high energy resolution and identified for the first time individual $K^\pi = 0^+$ SD rotational band members with spin and parity of $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+$ in this energy region.

2. Experimental method

The experiment was carried out at the Munich Accelerator Laboratory employing the $^{239}\text{Pu}(d, \text{pf})^{240}\text{Pu}$ reaction ($Q_{\text{GS}} = 4.309$ MeV) with a deuteron beam of $E_d = 12.5$ MeV, and using an enriched (99.9%) ≈ 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick target of $^{239}\text{Pu}_2\text{O}_3$ on a 30 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick carbon backing. Protons were measured in coin-

cidence with the fission fragments. The excitation energy E^* of the ^{240}Pu compound nucleus could directly be deduced from the kinetic energy of the protons, which were analyzed by a Q3D magnetic spectrograph [19] set at $\Theta_{\text{Lab}} = 130^\circ$ relative to the incoming beam ($\Omega = 10$ msr). The position in the focal plane was measured by a light-ion focal-plane detector of 1.6 m active length using two single-wire proportional counters surrounded by etched cathode foils [20]. Fission fragments were detected in two position-sensitive avalanche detectors (PSAD) [21] having two wire planes (with delay-line read-out) corresponding to horizontal and vertical directions. Thus the spatial positions of the fragments and their angular correlation with respect to the recoil axis could be determined. The fission detectors covered the range of $\phi = 0^\circ$ – 100° relative to the recoil axis with a solid angle coverage of 24% of 4π (without double-counting of fission fragments). The time resolution between the proton detector and the fission detectors was measured to be 4 ns FWHM after correcting for the time-of-flight in the spectrograph. The energy calibration was taken from the $^{208}\text{Pb}(d, \text{p})$ reaction ($Q_{\text{GS}} = 1.710 \pm 0.015$ MeV [22]). The experimental energy resolution was measured to be ≈ 7 keV for the calibration lines lying in the focal plane close to the investigated region in ^{240}Pu . Data were collected during effectively 108 hours with an average beam current of 400 nA, causing a count rate of 20 kHz in the fission detectors, while the focal plane detectors typically operated at 90 Hz.

3. Experimental results and discussion

The measured proton energy spectrum from the (d, p) reaction in coincidence with the fission fragments is shown in Fig. 1a in terms of the excitation energy of the compound nucleus ^{240}Pu . Contributions from random coincidences were subtracted. The spectrum is proportional to the product of the fission probability and the known smoothly varying (d, p) cross section, which shows no fine structure [8]. In Fig. 1b we compare our measurement with previous high resolution measurements of the same reaction: The (d, pf)-spectrum of Fig. 1b was measured with a resolution of 17 keV by Specht et al. [8]. It is nicely reproduced in all fine structures after folding our spectrum with

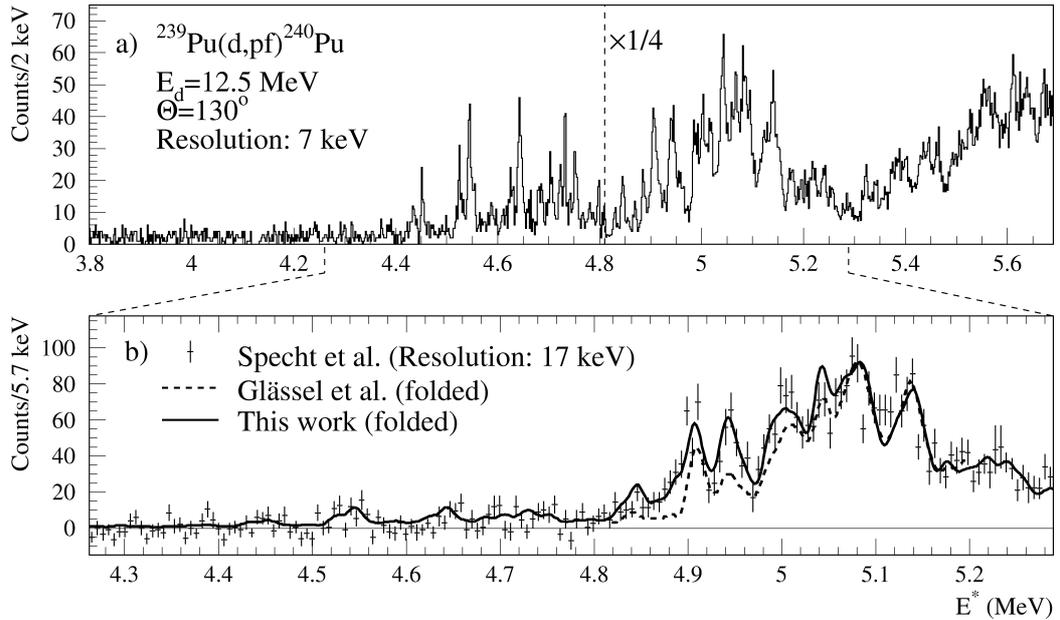


Fig. 1. (a) Proton coincidence spectrum of the $^{239}\text{Pu}(d, pf)^{240}\text{Pu}$ reaction measured in this work. (b) Proton coincidence spectrum at $E_d = 12.5$ MeV and $\Theta = 140^\circ$ from Specht et al. [8]. For comparison also spectra folded with a resolution of 17 keV from this work (solid line) and from Glässel et al. [10] (dashed line) are shown.

the reduced resolution and applying a global shift of 120 keV to higher energies on the experimental data of Ref. [8] to account partially for the proper Q-value. When folding the more recent measurement by Glässel et al. [10], which was performed at $E_d = 12.5$ MeV and $\Theta = 125^\circ$ with an experimental resolution of 3 keV, only a small overall shift of 12 keV was necessary. In this experiment the protons were detected in the Q3D using a multi-wire proportional chamber with digital single wire readout. Severe losses of efficiency of up to 50% become apparent in Fig. 1b for the measurement of Ref. [10] in the lower half of the 5.1 MeV resonance.

3.1. Excited rotational and vibrational bands in the second well

Looking at the overall features of Fig. 1a we find for the two transmission resonances at 4.6 MeV and 5.1 MeV the known gross structures with a damping width of about 200 keV.

The resolved intermediate structure of the lower resonance shows a regular pattern of well-resolved

triplets, with a weaker lower and upper peak which are separated by 19 and 43 keV, respectively, from the stronger central peak. These separations are very close to the $0^+ - 2^+$ and $2^+ - 4^+$ separation energies (20 keV, 46.6 keV) of the $K^\pi = 0^+$ ground state rotational band in the second minimum [4], strongly suggesting these structures as being due to excited $K^\pi = 0^+$ rotational bands in the SD minimum of ^{240}Pu . Thus, for the lower resonance at 4.6 MeV, we observe in the intermediate structure for the first time series of “pure” resonance states with $K^\pi = 0^+$ and spins $0^+, 2^+, 4^+$ with rotational energy spacings as known from the ground state band in the second minimum [4,9]. This is in contrast to the excitation energy region above ~ 5 MeV, where we confirm the bunching of peaks ‘without any systematic trend’ [9] observed earlier [8, 10].

The 5.1 MeV resonance region in the spectrum of Glässel et al. [10], where sufficient overlap with our spectrum could be observed, was fitted with $K^\pi = 0^+$ rotational bands assuming a Lorentzian line shape for the band members. The position and the amplitude of each band were treated as individual parameters,

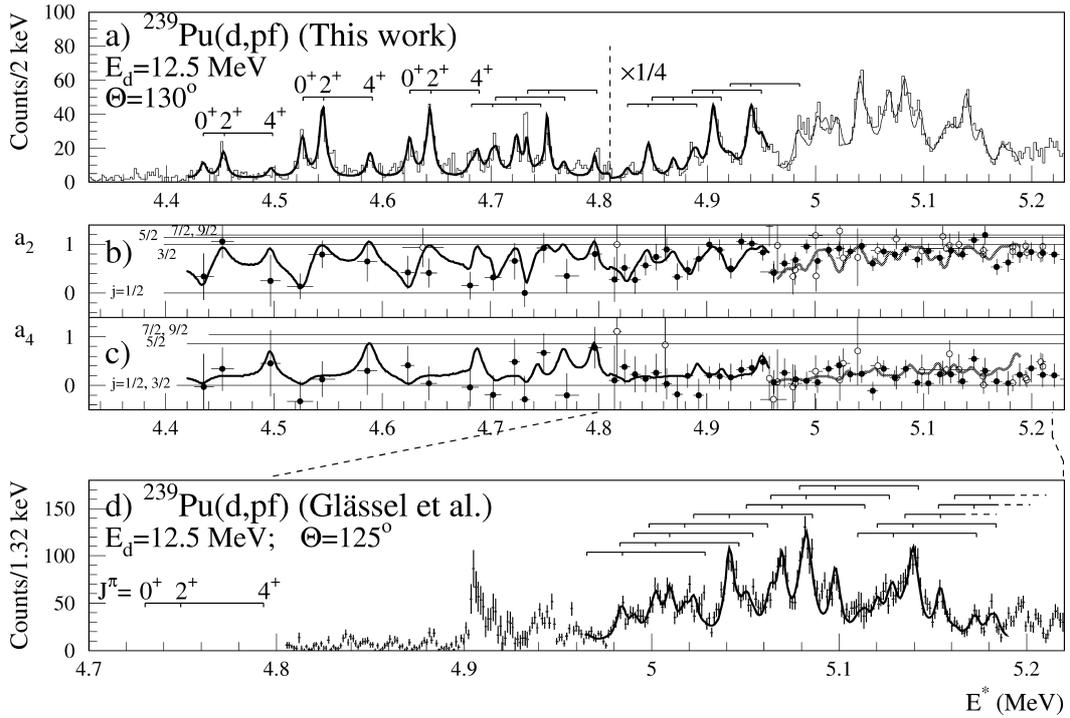


Fig. 2. (a) Proton spectrum of the reaction $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ measured with 7 keV resolution (present work). Also shown is a fit of the data with rotational $K^\pi = 0^+$ bands. The 0^+ , 2^+ , 4^+ picket fences show the rotational bands used in the fit. In the upper part of the 5.1 MeV resonance the fit (thin line), is based on the fitted positions of the rotational bands from Fig. 2d. (b), (c) The full dots represent the a_2 (a_4) – fission angular distribution coefficients determined in this measurement, while the open symbols are the a_2 (a_4) coefficients taken from Glässel et al. [10]. The thick full line results from the fit to spectrum (a). The thin lines correspond to theoretical a_2 (a_4) coefficients for different spin values j of the transferred neutron. (d) Proton spectrum of the reaction $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ from Glässel et al. [10] measured at 3 keV resolution together with a fit of the spectrum using rotational bands as indicated.

and a common rotational parameter was used. For the intensity ratio of the band members the value of Ref. [10] was accepted as starting value for the fit procedure. The fit nicely reproduced the experimental data with 13-rotational bands (see Fig. 2d), whose band-head positions, as fixed parameters, were also used to describe the same structure in the present work. Satisfactory description of the experimental data was achieved again by fitting the line width and the relative amplitudes of the bands, as it is shown in Fig. 2a with a grey curve. The 4.6 MeV group and the lower part of the 5.1 MeV group obtained in the present experiment was also fitted by the same procedure, however, the rotational parameters $\hbar^2/2\Theta$ and the I_{2^+}/I_{0^+} and I_{4^+}/I_{0^+} intensity ratios could be separately determined for the bands with prominent

band heads at $E^* = 4434, 4526, 4625, 4685, 4703$ and 4733 keV.

In order to prove the spin and K -assignments of the observed compound levels in the second minimum we analyzed the corresponding fission fragment angular correlations with respect to the recoil axis, describing them in the usual way with coefficients a_2 and a_4 of Legendre polynomials. In Fig. 2 the measured proton coincidence spectrum (Fig. 2a) is shown together with the coefficients a_2 (Fig. 2b) and a_4 (Fig. 2c). For comparison also the spectrum of Glässel et al. [10] is shown in Fig. 2d together with their a_2 and a_4 coefficients marked by open circles in Fig. 2b and Fig. 2c. The horizontal lines in Fig. 2b and Fig. 2c show the theoretical a_2 and a_4 coefficients for different values of the angular momentum j of the neutron transferred

in the (d,p) reaction, leading to ^{240}Pu states with $K = 0$ and $J = |1/2 \pm j|$. Due to the low ground state spin ($J_i^\pi = 1/2^+$) of ^{239}Pu , in ^{240}Pu only low total angular momenta J are populated. 0^+ states can easily be identified in the fission fragment angular correlations through their isotropic emission characteristics. The large and positive a_2 and a_4 coefficients point to a dominant $K = 0$ character of both resonances. From $^{240}\text{Pu}(\gamma, f)$ data [25] a “suppression of the $K^\pi = 0^-$ channel by more than two orders of magnitude relative to the $K^\pi = 0^+$ channel” was deduced [10]. For the lower 4.6 MeV resonance a $K^\pi = 0^-$ contribution was discussed as well, however, as will be described below, a reasonable description of the fission probability could be achieved assuming a $K^\pi = 0^+$ channel [16–18]. Thus it seems that a complete spectroscopy of $K^\pi = 0^+$ bands is possible in the regions of vibrational damping. In order to check this completeness and the consistency of the observed level density with the excitation energy in the second minimum, a statistical analysis of the level distances was performed using the band head energies. The statistical distribution of the ratio of experimental and calculated average level distances, using the back-shifted Fermi-gas formula [28], was generated. The shape of the resulting distribution was successfully approximated by a Wigner-type distribution, as it is expected for repelling states with the same angular momentum and parity. A similar analysis was performed in Ref. [10] and Ref. [12]. The χ^2 -value of the level density was minimized by varying the back-shift term of the Fermi-gas formula around the expected ground state energy of the second minimum. The best fit was obtained for an energy of $E_{\text{II}} = 2.25 \pm 0.20$ MeV (statistical uncertainty), which is in good agreement with the fission isomer energy obtained from the well-known method of extrapolated excitation functions of various experiments (see Ref. [2]).

Next we discuss the spectroscopic results for the vibrational and rotational bands. An important aspect of the collectivity are multi-phonon states in the second minimum (Fig. 3). In the conversion electron measurements of Ref. [6] the phonon energy of the first β -vibrational excitation was determined as $\hbar\omega_\beta = 769.9$ keV. With respect to the excitation energy of the SD ground state ($E_{\text{II}} = 2.25 \pm 0.20$ MeV), determined by the statistical analysis of the level distances, the vibrational resonances centered around 4.6 and

5.1 MeV can be attributed to three and four β -phonon excitations, respectively. In Fig. 4 all presently known vibrational band heads in the second minimum of ^{240}Pu are shown. A reduced energy difference between the vibrational states of 0.5–0.6 MeV is expected at higher energies, because the potential well opens up at the top of the barrier. The observation of subsequent β -vibrations in transmission resonances can provide a unique possibility to study slightly anharmonic vibrational series at large nuclear deformations in a more convenient way than in the first minimum, where the high level density cause a complete damping of the β -vibrations. Individual dynamical moments of inertia, which reflect both the nuclear deformation and collective structures of the excitations, could be extracted for the first time in the high excitation energy region of the 4.6 MeV resonance group for the three well separated $K = 0^+$ bands with band head energies of $E^* = 4434, 4526$ and 4625 keV. For the other rotational bands of this resonance group, as for the energy region above $E^* \sim 5$ MeV only an average moment of inertia could be determined, respectively. The resulting moments of inertia are shown in Fig. 4 together with those for the SD ground state rotational band [9] and the low-lying collective excitations in the second minimum that were observed in recent γ -ray spectroscopy [6] and conversion electron experiments [7], respectively.

The moments of inertia of the SD ground state band and the higher phonon bands show a surprising agreement, while larger variations arise for the low-lying excited SD bands. The moments of inertia of the SD ground state band can be reproduced by recent cranking model calculations yielding $\Theta/\hbar^2 = 155 \text{ MeV}^{-1}$ [29]. One might have expected that the moments of inertia for the bands built on the third and fourth β -vibrational phonon might be closer to the rigid body moment of inertia because of the reduced pairing at higher excitation energies. However, this is not observed experimentally. Perhaps the selection of bands with strong β -vibrational components results in weaker non-collective contributions. While in the first minimum $K^\pi = 0^+$ vibrations show strong admixtures of pairing vibrations we expect much less admixtures in the second minimum as a significantly larger collectivity of β -vibrations in the second minimum was observed [7]. Therefore pairing vibrations and blocking could be reduced, which might explain

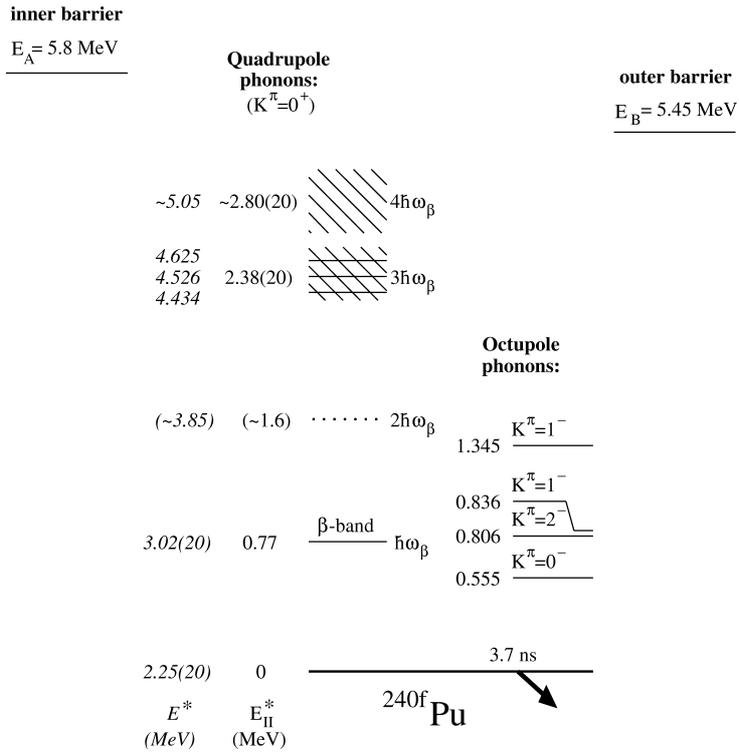


Fig. 3. Vibrational excitations in the second minimum of ^{240}Pu . The low-lying collective band heads have been observed in Refs. [6] and [7].

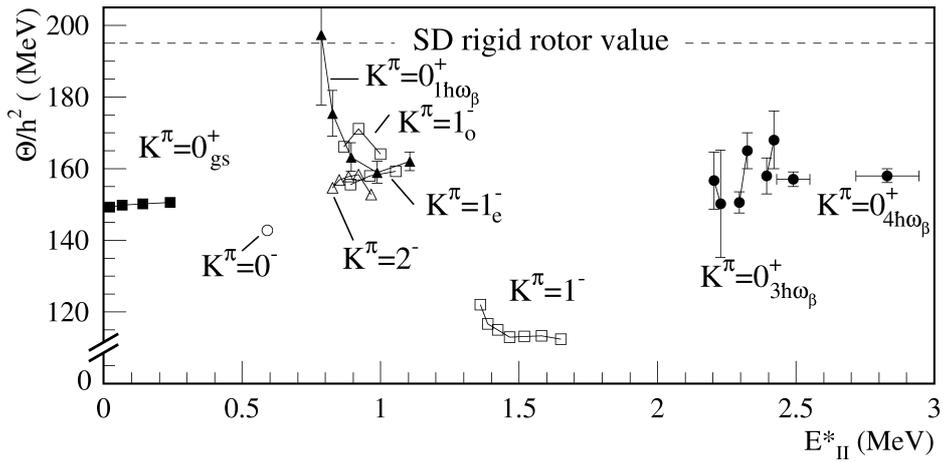


Fig. 4. Moments of inertia of rotational bands in the second minimum of ^{240}Pu as a function of the excitation energy E_{II} with respect to the ground state in the second minimum. Subscripts ‘e’ and ‘o’ denote moments of inertia that have been extracted for the even- and odd-spin members of the respective rotational band.

Table 1

Spin dependent properties of the two β -vibrational fission resonances in ^{240}Pu around $E^* = 4.6$ MeV and 5.1 MeV, respectively. $\alpha_f(J^\pi)$ ($\alpha_c(J^\pi)$) is the normalized relative fission (compound) cross section. $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ represents the average spin dependent fission probability, while D_I is the (calculated) level spacing for all K -values in the first minimum and D_{II} the (experimentally determined) level spacing in the second minimum ($K^\pi = 0^+$). W_{cII} is the width (FWHM) of the fission probability of class II compound levels. In the last two columns the γ -transmission coefficient $T_{\gamma I}$ in the first well and the effective transmission coefficient $\langle T_f(J^\pi) \rangle$ are given (see text).

J^π	$\alpha_f(J^\pi)$	$\alpha_c(J^\pi)$	$\langle P_f(J^\pi) \rangle$	D_I (keV) (all K)	D_{II} (keV) ($K^\pi = 0^+$)	W_{cII} (keV)	$T_{\gamma I}(J^\pi)$	$\langle T_f(J^\pi) \rangle$
Resonance: 5.1 MeV								
0^+	0.19(3)	0.024	0.79(12)	0.175	21	≥ 15	8.3×10^{-4}	3.0×10^{-3}
2^+	0.66(5)	0.14	0.47(3)	0.039	21	7.5	3.7×10^{-3}	3.3×10^{-3}
4^+	0.15(5)	0.08	0.19(6)	0.027	21	2.6	5.4×10^{-3}	1.3×10^{-3}
Resonance: 4.6 MeV								
0^+	0.31(6)	0.015	0.042(5)	0.51	96	2.2	2.3×10^{-4}	1.0×10^{-5}
2^+	0.59(6)	0.12	0.0098(9)	0.11	96	0.6	1.1×10^{-3}	1.1×10^{-5}
4^+	0.10(5)	0.07	0.0029(13)	0.08	96	0.2	1.5×10^{-3}	0.4×10^{-5}

the observed preservation of the moment of inertia of the SD ground state band.

3.2. Spin dependent fission probabilities

Aiming at a deduction and interpretation of the spin-dependent fission probabilities, we discuss in the following relevant properties, which are compiled in Table 1, analog to Ref. [10]. The relative fission cross sections $\alpha_f(J^\pi)$ were obtained from the fit of the spectra in Fig. 2. In the maximum of the 5.1 MeV resonance we obtain (taking an average of the values from our measurement and that of Ref. [10]) a dominance of the 2^+ states with $\alpha_f = 0.66 \pm 0.05$, which nicely agrees with the value of 0.67 ± 0.06 obtained by Britt et al. [26].

The relative (d, p) compound cross sections $\alpha_c(J^\pi)$ at $E_d = 12.5$ MeV were obtained in DWBA-calculations for deformed nuclei, where the final Nilsson orbitals were distributed over the compound nuclear levels by strength functions [10]. They agree quite well for the 5.1 MeV resonance with values of $\alpha_c(J^\pi)$ calculated in Ref. [27] for $E_d = 13.0$ MeV. The excitation energy dependence of $\alpha_c(J^\pi)$ for states in the 4.6 MeV resonance was taken from Ref. [27].

For the energy- and spin-averaged fission probabilities at the maxima of the two resonances values of

$\langle P_f(5.1 \text{ MeV}) \rangle_{\max} = 0.10$ and $\langle P_f(4.6 \text{ MeV}) \rangle_{\max} = 2.0 \times 10^{-3}$ could be deduced in Ref. [17]. While the upper resonance could be well reproduced in a theoretical description assuming $K^\pi = 0^+$, for the lower resonance also a contribution from a 0^- resonance was discussed. However, a satisfactory description of this resonance could also be achieved with pure $K^\pi = 0^+$ characteristics, assuming a fragmentation of the third β phonon over states with energies of 4.2 MeV (30%), 4.5 MeV (45%) and 4.7 MeV (25%). Using $\langle P_f \rangle$, the average spin dependent fission probability $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ can be calculated by $\langle P_f(J^\pi) \rangle = \langle P_f \rangle \cdot \alpha_f(J^\pi) / \alpha_c(J^\pi)$. The level spacings D_I given in the fifth column of Table 1 are calculated with the standard back-shifted Fermi gas formula [28]. However, for the level spacing in the second minimum, D_{II} , the restriction to $K^\pi = 0^+$ bands, in contrast to earlier publications [9,10], causes 0^+ , 2^+ and 4^+ levels to have the same level density. The numbers given in Table 1 are experimentally determined by the fit procedure described earlier. For the FWHM W_{cII} of the fission probability of class II compound levels the relation

$$W_{cII} = \frac{D_{II}}{\pi} \cdot \arccos\left(1 - \frac{2\langle P_f(J^\pi) \rangle^2}{1 - \langle P_f(J^\pi) \rangle^2}\right)$$

is deduced in Ref. [10] under the assumption that $\Gamma_{cII} \ll D_{II}$. As long as $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ is smaller than

$\sqrt{(1/2)}$ this width W_{cII} can be determined. For larger values of $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ the class II levels overlap too strongly. We used this relation to calculate the W_{cII} widths given in Table 1. We cannot calculate a W_{cII} -value for the 0^+ levels in the centre of the 5.1 MeV resonance, however, within the experimental error of $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ a value of ≥ 15 keV is estimated. Therefore, a fit with $K^\pi = 0^+$ bands in the upper resonance still appears reasonable.

The energy and spin dependence of the averaged fission probability $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ can be explained by: (i) a rather complete K -mixing in the first well, (ii) a K -conservation in the second well and (iii) the competition between γ -decay in the first well and fission through the double-humped barrier. The processes can be described by a width Γ or by a transmission coefficient T , which are connected by: $T = (2\pi/D) \cdot \Gamma$, where D is the level spacing of states of the appropriate spin and parity. The γ -“transmission coefficient” $T_{\gamma I}(J^\pi) = (2\pi/D_I(J^\pi)) \cdot \Gamma_\gamma^{J^\pi}$ increases with spin and excitation energy, while the decay width $\Gamma_\gamma^{J^\pi}$ is ≈ 23 meV at 5 MeV [10] and changes little with excitation energy (10 meV/MeV [14]), spin J , spin projection K and parity [14]. The double-humped fission barrier predominantly selects $K^\pi = 0^+$ states for transmission resonances out of all possible K -values for a given J -value in the first well. For the lower 4.6 MeV resonance the K -components with $K \neq 0$ decay predominantly by γ -decay and the decrease of $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ for $K^\pi = 0^+$ states with increasing spin J is approximately proportional to $1/(2J + 1)$. For the upper 5.1 MeV resonance the decay by fission of $K^\pi = 0^+$ states is faster than the γ -decay (or comparable). Thus the spread of $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ with spin is reduced at the upper resonance, explaining also the smooth increase of the I_{2+}/I_{0+} ratio with excitation energy. When comparing measured fission probabilities with theory, the averaging over unresolved class I states causes some complications because, e.g., for the averaged fission probability one first has to calculate the probability for individual class I states before averaging: $\langle P_f(J^\pi) \rangle = \langle \Gamma_{fI}(J^\pi) / (\Gamma_{fI}(J^\pi) + \Gamma_{\gamma I}(J^\pi)) \rangle = \langle F \cdot \Gamma_{fI} \rangle / (\langle \Gamma_{fI} \rangle + \langle \Gamma_{\gamma I} \rangle)$. Here F is a fluctuation factor, which may be smaller than 1 by up to 30% [14, 24]. In Ref. [11] a formula for the averaged fission probability $\langle P_f \rangle_{\text{max}}$ at the center of a β -vibrational resonance was deduced under the additionally fulfilled conditions ($D_I \gg \Gamma_{\gamma I}$ and $D_{II} > W_{\text{cII}}$):

$$\langle P_f \rangle_{\text{max}} = \frac{\hbar\omega_\beta}{\pi \cdot \Gamma_W} \sqrt{\frac{P_A P_B}{T_{\gamma I}}}.$$

Here P_A and P_B are the penetrabilities of the inner barrier ($E_A = 5.8$ MeV, $\hbar\omega_A = 0.82$ MeV) and the outer barrier ($E_B = 5.45$ MeV, $\hbar\omega_B = 0.6$ MeV) [10]; $\hbar\omega_\beta = 0.77$ MeV is the β -phonon energy in the second minimum; $\Gamma_W = \gamma \sqrt{(1 - \langle P_f \rangle)}$ is the damping width into class II compound states; γ (~ 200 keV) is the observed resonance width and $T_{\gamma I}$ is the γ -transmission coefficient. The obtained dependence of P_f on the barrier penetrabilities $\propto \sqrt{P_A \cdot P_B}$ differs from $\propto P_A \cdot P_B / 4(P_A + P_B)^2$ for an undamped resonance [23] and from $\propto P_A \cdot P_B / (P_A + P_B)$, when averaging over the fission width and the γ -width separately [24]. The experimental fission probabilities $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ are nicely reproduced by the theoretical value of $\langle P_f \rangle_{\text{max}}$ for resonance energies of 5.1 MeV and 4.5 MeV. Experimentally it is difficult to determine the exact positions of the β -vibrations, because of centroid shifts introduced by weighting the measured resonance intensities with the steep slope of the barrier penetrabilities. Although the resonance centroid obtained by averaging over the measured intensity results in $\langle E^* \rangle = 4.6$ MeV, an improved value of 4.5 MeV can be obtained by taking into account the fragmentation of the resonance strength and the weighting with the absolute fission probability.

The fission probabilities $\langle P_f(J^\pi) \rangle$ are strongly spin dependent, but the effective transmission $\langle T_f(J^\pi) \rangle = \langle P_f(J^\pi) \rangle \cdot T_{\gamma I}(J^\pi) / (1 - \langle P_f(J^\pi) \rangle)$ through the barriers turns out to be rather spin independent. This is expected, because the barrier heights, to first order, vary little for different J members of a rotational band with $K^\pi = 0^+$. Also the observed reduction of the transmission T_f for spin 4 compared to spin 0 by a factor of ≈ 2.4 for both resonances can be explained, using the Hill–Wheeler formula [2] for the energy dependent penetration probabilities P_A and P_B . For the 4^+ states in the first minimum about 142 keV are bound in rotational motion. Taking into account the change of the moments of inertia for the two barriers and the curvatures $\hbar\omega_A$ and $\hbar\omega_B$ for the parabolic barriers one obtains for the change of $\sqrt{(P_A \cdot P_B)}$ the same factor of 2.4. This introduction of an effective transmission coefficient $\langle T_f \rangle$ is reasonable for $T_f \ll T_{\gamma I} \ll 1$, even when averaging over class I states, because $\langle P_f \rangle = \langle T_f / (T_f + T_{\gamma I}) \rangle \simeq \langle T_f / T_{\gamma I} \rangle \simeq \langle T_f \rangle / \langle T_{\gamma I} \rangle$.

At the top of the barrier, for overlapping class II states $\langle T_f / (T_f + T_{\gamma 1}) \rangle$ and $\langle T_f \rangle / (\langle T_f \rangle + \langle T_{\gamma 1} \rangle)$ lead to the same results [11]. However, even in the transition region the effective transmission $\langle T_f \rangle$ shows a remarkable scaling behaviour in Table 1, where the values for the upper resonance are obtained from the lower resonance by multiplying with a factor of 300. $\langle T_f \rangle$ seems to be a very useful quantity and the fluctuation factor F [24] seems to show only small variations.

Summarizing, we extended the detailed spectroscopic information obtained in conversion electron and γ spectroscopy for the lowest phonons to the third and fourth β -vibrational phonon by transmission resonance spectroscopy. It will be challenging to reach the intermediate levels between 1.5 and 2.0 MeV in the second minimum at the limit of both methods, because then common levels could be observed and the scaling laws for the fission probability and the barrier penetrabilities could be tested independently.

Acknowledgement

This Letter is dedicated to the 65th birthday of Prof. H.-J. Specht. We acknowledge critical reading of the manuscript by Prof. D. Schwalm and Prof. S. Y. van der Werf. The work has been supported by DFG under HA 1101/6-1 and 436 UNG 113/129/0 the Nederlandse Organisatie voor Wetenschappelijk Onderzoek (NWO), the Hungarian Academy of Sciences under No. 119 and the Hungarian OTKA Foundation No. T23163 and N26675.

References

- [1] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A 95 (1967) 420.
- [2] C. Wagemans, The Nuclear Fission Process, 1991, CRC Press.
- [3] S.B. Bjørnholm, J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 725.
- [4] H.J. Specht et al., Phys. Lett. 41B (1972) 43.
- [5] V. Metag et al., Phys. Rep. 65 (1980) 1.
- [6] D. Pansegrau et al., Phys. Lett. B 484 (2000) 1.
- [7] D. Gaßmann et al., Phys. Lett. B 497 (2001) 181.
- [8] H.J. Specht et al., in: Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1969, p. 363.
- [9] H.J. Specht, Habilitationsschrift, Univ. München, 1970, unpublished.
- [10] P. Glässel, H. Röser, H.J. Specht, Nucl. Phys. A 256 (1976) 220.
- [11] P. Glässel, PhD Thesis, LMU Munich, 1974, unpublished.
- [12] A. Krasznahorkay et al., Phys. Lett. B 461 (1999) 15.
- [13] J. Pedersen, B.D. Kuzminov, Phys. Lett. 29B (1969) 176.
- [14] B.B. Back et al., in: Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1969, p. 351.
- [15] P.D. Goldstone et al., Phys. Rev. C 18 (1978) 1706.
- [16] U. Goerlach et al., Z. Physik A 287 (1978) 171.
- [17] M. Just et al., in: Proc. Symp. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1979, p. 71.
- [18] M. Just, PhD Thesis, Heidelberg, 1978, unpublished.
- [19] H.A. Enge, S.B. Kowalsky, in: Proc. 3rd Int. Conf. on Magnet Technology, Hamburg, 1970.
- [20] E. Zanotti et al., Nucl. Instrum. Methods A 310 (1991) 706.
- [21] M. Hunyadi, PhD Thesis, Lajos Kossuth University, Debrecen, 1999, unpublished.
- [22] D.G. Kovar et al., Nucl. Phys. A 231 (1974) 266.
- [23] A.V. Ignatyuk et al., Phys. Lett. 29B (1969) 209.
- [24] J.P. Bondorf, Phys. Lett. 31B (1970) 1.
- [25] N.S. Rabotnov et al., Sov. J. Nucl. Phys. 11 (1970) 285.
- [26] H.C. Britt et al., Phys. Rev. 175 (1968) 1525.
- [27] B.L. Andersen et al., Nucl. Phys. A 147 (1970) 33.
- [28] T. Rauscher, F.K. Thielemann, K.L. Kratz, Phys. Rev. C 56 (1995) 185.
- [29] A.V. Afanasjev, P. Ring, in preparation.



ELSEVIER

29 June 2000

PHYSICS LETTERS B

Physics Letters B 484 (2000) 1–9

www.elsevier.nl/locate/npe

γ Spectroscopy in the superdeformed minimum of ^{240}Pu

D. Pansegrau^a, P. Reiter^b, D. Schwalm^a, H. Bauer^a, J. Eberth^c, D. Gassmann^b,
D. Habs^b, T. Härtlein^a, F. Köck^a, H.G. Thomas^c

^a Max-Planck-Institut für Kernphysik, D-69029 Heidelberg, Germany

^b Ludwig-Maximilians-Universität, Am Coulombwall 1, D-85748 Garching, Germany

^c Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, D-50937 Köln, Germany

Received 30 March 2000; received in revised form 11 May 2000; accepted 24 May 2000

Editor: V. Metag

Abstract

The γ decay of excited states built on the superdeformed shape isomer ^{240f}Pu was measured for the first time with an array of EUROBALL CLUSTER detectors in coincidence with delayed fission decays using the $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ reaction. The strongest γ transitions can be assigned to the out-of-band decays of three excited superdeformed rotational sequences: A $K^\pi = 2^-$ and $K^\pi = 1^-(2^-)$ band with respective bandhead energies of 806.2 keV and 836.0 (846.8) keV decaying to the ground state band of ^{240f}Pu , and a $K^\pi = 2(1)$ band at 1360.9 (1344) keV populating mainly the $K^\pi = 2^-$ (806.2 keV) band. © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 23.20.Lv; 27.90.+b

1. Introduction

Superdeformed (SD) nuclei have been observed in a broad range of nuclei and a wealth of experimental data on the resulting rotational bands has been accumulated in recent years [1]. Based on an idea originally developed by Strutinsky [2] to explain fission isomerism in the actinides [3], the occurrence of nuclear superdeformation can be explained within the liquid drop model by taking into account the deformation-dependent shell effects, which can cause a second minimum (SMin) in the nuclear potential energy surface at a quadrupole deformation corresponding to an axis ratio of approximately 2:1 [4]. For $A > 230$ nuclei the second well is already deep

enough at zero rotational frequency to force excited SD low spin states to decay within the SMin to its ground state, which is metastable against the electromagnetic decay into the first minimum as well as against fission. Actinides are thus ideal candidates to investigate basic properties of SD nuclei under conditions avoiding additional effects caused by the rotation.

The delayed decay of the shape isomer provides an unique experimental tag to identify the SD configuration. In fact, the detection of the isomeric decay was crucial for the discovery of superdeformation [3], for the first observation of a SD rotational band [5], for lifetime measurements of these bands [6], for conversion electron spectroscopy in the SMin

[7], and for the first detailed observation of the γ back decay of a SD state into the normal deformed (ND) minimum [8].

Experimental information on the excitation energy and the vibrational or quasi-particle nature of excited SD configurations in the actinides is extremely rare. Therefore, an experiment was performed to measure non-rotational γ transitions between states in the SMin of ^{240}Pu .

2. Experiments and data reduction

Excited states in ^{240f}Pu were populated via the $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ reaction at $E_\alpha = 25$ MeV by using a selfsupporting ^{238}U target of 1.7 mg/cm². The target thickness was chosen to stop the ^{240}Pu reaction products but not the fission fragments. The pulsed α -beam (pulse frequency 13.5 MHz, pulse width < 1 ns) was provided by the Tandem accelerator of the Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg.

The fission fragments were detected by eight segmented position sensitive Parallel Plate Avalanche Counters (PPACs) arranged in two pyramids covering a solid angle of $\approx 80\%$ of 4π . To optimize the online trigger separation between delayed fission, signalling the population of ^{240f}Pu , and prompt fission events, which were a factor of up to 10^5 more frequent, a close detector geometry was built to minimize the time-of-flight (TOF) of the fission fragments. The pulse heights allowed an unambiguous separation of fission fragments from scattered beam particles.

Six (four) germanium CLUSTER detectors of the german EUROBALL collaboration [9] were used in two beamtimes to measure γ -rays with high energy resolution. To achieve the highest full energy peak efficiency the six (four) CLUSTER detectors, comprising 42 (28) individual detectors, were arranged as near as possible to the target position (CUBE setup). Averaging over the two beam times the total full energy peak efficiency of the setup was determined to be $\approx 8.5\%$ (at 800 keV), and the overall detector energy resolution was measured to be 2.3 keV (at 800 keV). The close distance between detectors and target of 11.5 cm was tolerable because the interesting events are characterized by low γ multiplicities

($N_\gamma \leq 10$) [10] and no Doppler broadening occurs. Requiring a coincidence between two fission fragments in opposite PPAC's and a γ -ray in one of the individual Ge detectors, and suppressing prompt fission events by a hardware condition on the faster of the two PPAC signals with respect to the beam pulse, about $5 \cdot 10^8$ events were recorded.

The average time-of-flight of the fission fragments from the target to the individual PPAC segments varied from 3 to 8 ns due to the differences in flight path and energy losses in the target. The exponential decay observed for times ≥ 8 ns with a half life of $T_{1/2} = (3.76 \pm 0.15)$ ns agrees well with the literature value of $T_{1/2} = (3.7 \pm 0.3)$ ns for ^{240f}Pu [11]. Applying a cut on the fission time, $1.7 \cdot 10^5$ events could be assigned to the population of the SMin (see Fig. 1). The contribution of prompt fission events in this sample of delayed events is $\leq 15\%$. This corresponds to a suppression factor of the prompt fission channel of $\approx 3 \cdot 10^{-6}$.

Gamma transitions in the SMin were selected by requiring a delayed fission event in coincidence with a prompt γ -ray. To obtain a clean γ spectrum, a prompt time window was applied to reduce the background caused by neutrons and γ -rays emitted in flight from the delayed fission products. A remain-

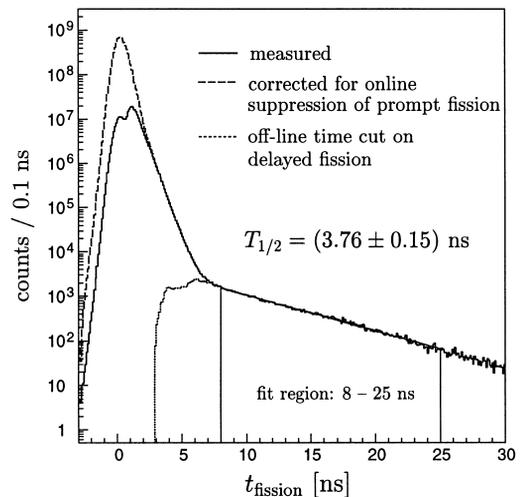


Fig. 1. Fission time spectrum after correcting for time-of-flight differences. The dashed spectrum is corrected for the hardware suppression of the prompt fission events. The dotted curve shows the time spectrum for events assigned to the delayed fission of ^{240f}Pu .

ing background contribution was subtracted using the γ spectrum observed in coincidence with prompt fission events, which is expected to be of the same overall shape as the delayed fission spectrum. The resulting γ spectrum is shown in Fig. 2; it summarizes 440 hours of beamtime.

The CUBE experiment was preceded by a preparatory γ experiment to investigate the feasibility of the $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ reaction for γ spectroscopic measurements [10]. Instead of the high resolution Ge-detectors the Heidelberg-Darmstadt Crystal Ball (CB) spectrometer, a 4π array consisting of 162 individual NaI(Tl) modules [12], was employed. The particle detector setup and the trigger scheme were

comparable in both experiments. The high full-energy peak efficiency of the CB ($\sim 60\%$ at $E_\gamma = 800$ keV) supplies valuable complementary information on the γ cascades in ^{240}fPu . Especially, the γ sum energy $E_{\gamma, \text{sum}}$ provides information about the excitation energy of states populated after neutron emission. Fig. 3 displays the resulting γ sum energy spectrum together with the strongest of the observed γ cascades. Note that the sum energies of the cascades are deduced from the individual γ energies and do not take into account possible losses of excitation energy via conversion electron decays. The intensities quoted are efficiency corrected γ yields per delayed fission event. About 20% of the

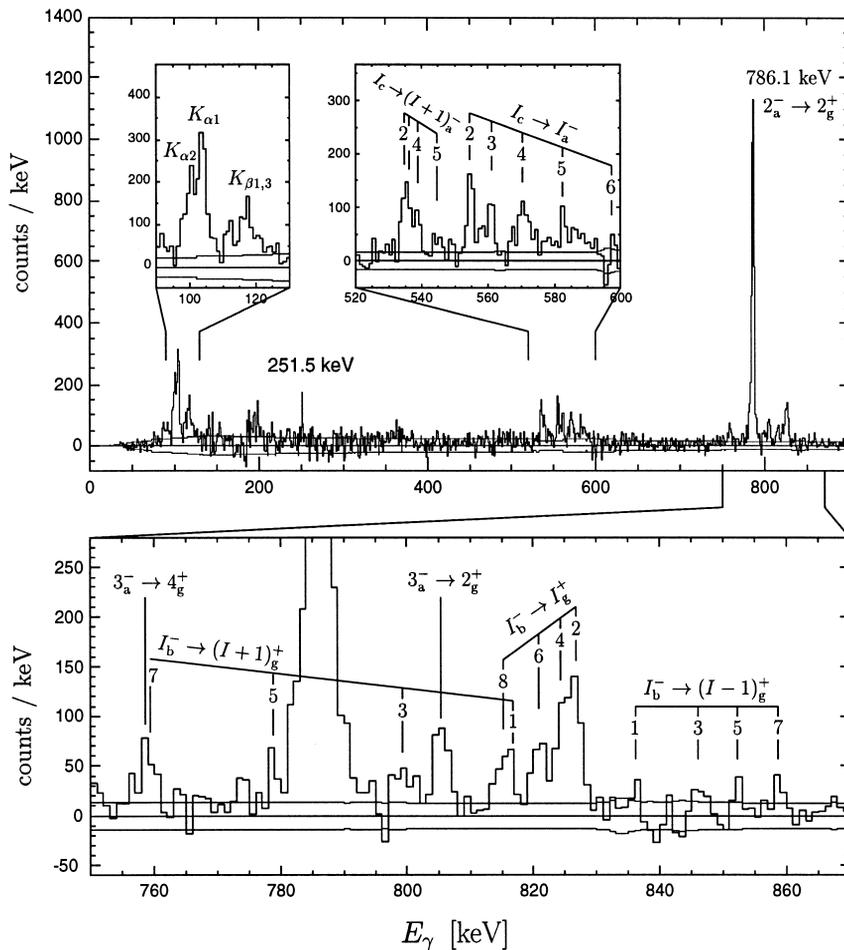


Fig. 2. Background subtracted γ -ray spectrum for ^{240}fPu . The thin lines enclosing the zero line mark the statistical 1σ fluctuation expected due to the subtracted background spectrum. The assignments are discussed in the main text.

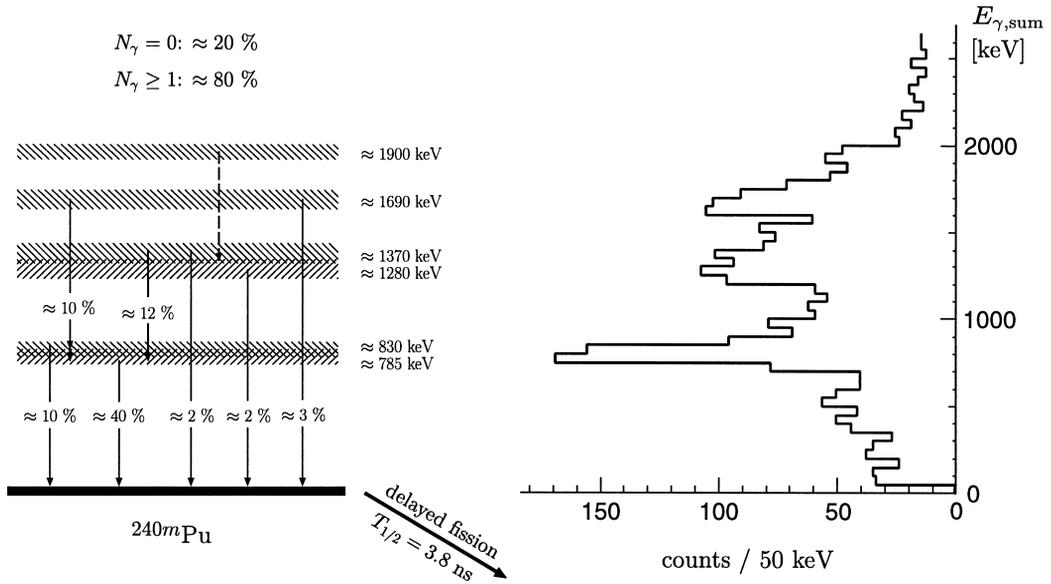


Fig. 3. Gamma sum energy spectrum of ^{240f}Pu (right panel) measured with NaI resolution in a preparatory experiment [10]. The decay scheme deduced from this measurement (left panel) summarizes the strongest of the observed γ cascades.

delayed fission events are not preceded by prompt (≤ 3.5 ns) γ decays of excited states in the SD well.

3. Results

From the conversion electron measurement of the ground state band (g-band) of ^{240f}Pu by Specht et al. [5], who employed the same reaction and beam energy, an estimate for the spin distribution of the states populated in the SMin can be deduced: the distribution reaches up to spins of $8\hbar$ and its average spin is $4.5\hbar$. Since the rotational in-band E2 transitions are converted for spins $< 10\hbar$, the γ lines observed in Fig. 2 above $E_\gamma \approx 150$ keV have to be assigned to the γ decay of intrinsically excited SD configurations. Moreover, as the production of Pu K X-rays by atomic processes is negligible, the observed Pu K X-ray lines have to be attributed to the K conversion of transitions in the SMin of ^{240}Pu with energies larger than the K binding energy of 121.8 keV.

The γ spectrum (Fig. 2) is dominated by a single line at (786.1 ± 0.1) keV. Its efficiency corrected γ intensity of $(37 \pm 2)\%$, measured relative to the number of delayed fissions, is ten times larger than

the intensity of any other transition observed. The assignment of the 786.1 keV line to ^{240f}Pu is unambiguous as (i) the γ time spectrum shows a prompt time peak (imposing an upper limit of $T_{1/2} \leq 0.6$ ns for the lifetime of the involved γ decaying state(s)) (ii) the line is in coincidence with the Pu K X-rays and (iii) energy, intensity and angular distribution [$W(\Theta_\gamma) = 1 + a_2 P_2(\cos \Theta_\gamma)$ with $a_2 = 0.04 \pm 0.08$] of this line agree with the results for the strongest γ group observed in the CB experiment (see Fig. 3). A direct decay into the g-band of ^{240f}Pu is consistent with both experiment.

The high intensity of the γ line at 786.1 keV may be explained by the decay of a bandhead of an excited rotational band (a-band) to the g-band, assuming fast in-band decays of the excited band members and slow inter-band decays. The hypothesis that the γ line results from an overlay of several $I_a \rightarrow I_g$ inter-band transitions with almost the same energy is unlikely: The observed line width corresponds to the average energy resolution of the Ge detectors; taken together with the initial spin distribution such a degeneracy would force the moments of inertia of both bands to be identical within less than 0.5%. Including the constraints due to the Alaga rule [13], a consistent and unambiguous description

of all observables is obtained by assuming the existence of a $K^\pi = 2^-$ rotational band with a bandhead energy of 806.2 keV, and by assigning the 786.1 keV line to the $2_a^- - 2_g^+$ transition and the two weaker γ lines at 758.9 keV and 805.4 keV to the $3_a^- - 4_g^+$ and $3_a^- - 2_g^+$ transition, respectively. The energy difference of the latter two lines is in perfect agreement with the $4_g^+ \rightarrow 2_g^+$ transition energy of 46.72 ± 0.09 keV known from the conversion electron experiment in [5,6]. Moreover, the resulting energy difference between the $I_a^\pi = 2^-$ and $I_a^\pi = 3^-$ state of 19.4 ± 0.3 keV corresponds to a moment-of-inertia of the a-band which agrees within 5% with that of the g-band. (see also Section 4).

Because of the K -hindrance of the E1 transitions between a $K^\pi = 2^-$ band and the $K^\pi = 0^+$ g-band, the members of the a-band are expected to decay predominantly by in-band transitions. Assuming a spin population and a quadrupole moment for the a-band similar to that of the g-band, the in-band decays are found to proceed more likely via unstretched $\Delta I = 1$ E2 transitions with negligible M1 contribution rather than by stretched E2's with $\Delta I = 2$. The feeding of the band head via stretched and unstretched E2 transitions from the higher lying members of the a-band results in an anisotropy of $a_2 = 0.05-0.1$ for the 786 keV transition, in good agreement with the measured angular distribution coefficient. The splitting of the total intensity of 41% carried by the in-band transitions of the a-band on stretched and unstretched transitions is also the reason why these transitions could not be observed in the conversion electron measurement of Specht et al. [5]. From the out-of-band transition intensity of the 3^- state the half live of the 3^- state can be estimated to be ≈ 130 ps. This value corresponds to a $|\Delta K| = 2$ hindrance factor of $B(E1)_{\text{w.u.}}/B(E1)_{\text{exp}} \approx 3 \cdot 10^5$, in agreement with measured E1-hindrance factors for $|\Delta K| = 2$ transitions in the rare earth and actinide region, which cover a range of $2 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^8$ [14]. Moreover, the measured intensity ratio $I(3_a^- \rightarrow 2_g^+)/I(3_a^- \rightarrow 4_g^+) = 1.45 \pm 0.35$ agrees with the Alaga rule value of 1.6 for an E1 transition when allowing for a small $K = 1$ admixture in the 3^- state. A conclusive proof of the $K^\pi = 2^-$ assignment for the a-band was obtained in a recent conversion electron experiment, in which the conversion coefficient of the 786.1 keV transition was measured to be

$\alpha_k = (6.3 \pm 1.7) \cdot 10^{-3}$ [15]. This value establishes directly the E1 character of the 786.1 keV γ transition and fixes the parity assignment of the 806.2 keV state to $\pi = -$.

Due to their fast in-band decays, higher spin states of the $K^\pi = 2^-$ rotational band do not manifest themselves via inter-band transitions. However, a second rotational band (c-band) located above the $K^\pi = 2^-$ band is populating the higher lying members of the band and thus allows for an extension of the level scheme: supported by the coincidence relations observed in the preparatory CB measurement, most of the γ lines observed in the energy region around 550 keV (see inlet in Fig. 2) can be attributed to transitions feeding the a-band. Levels of the c-band are depopulating into consecutive levels of the a-band in two sequences of $I_c \rightarrow I_a$ and $I_c \rightarrow (I_a + 1)$ transitions, which allow to deduce the a-band levels up to $I^\pi = 6^-$. These transitions confirm the spacing between the two lowest levels of the a-band and the extension of the band expected for an A-parameter of $A_a = 3.26(2)$ keV.

The c-band can be assigned to a $K = 2(1)$ rotational band with a band head at 1360.9 ± 0.3 (1344.4 ± 0.5) keV (see level scheme Fig. 4). Although there is some evidence for direct decays of c-band states into the g-band (weak γ lines at 1341 keV, 1320 keV and 1356 keV may be assigned to the $2_c \rightarrow 2_g^+$, $3_c \rightarrow 4_g^+$, $4_c \rightarrow 4_g^+$ transitions) the spin assignment of the c-band levels has to be regarded as tentatively. The γ intensity of 13% carried by the $c \rightarrow a$ transitions agrees with the value of 12% deduced in the CB experiment.

In the energy region from 750 to 870 keV (lower part of Fig. 2) additional lines show up beside the a-band decays, which can be grouped in three sequences. The strongest one are obviously due to $I_b^\pi \rightarrow I_g^+$ transitions from the decay of the even spin members of an excited rotational band (b-band). Regarding the possible K and parity values of the b-band a positive parity assignment is rather unlikely: For a $K^\pi = 0^+$ band, the $0^+ \rightarrow 2_g^+$ transition would be expected at 808 keV, but is not observed; moreover, all other $I_b \rightarrow (I-2)_g$ and $I_b \rightarrow (I+2)_g$ transitions expected for decays of a positive parity band are not seen either. On the other hand, the assumption that the $I_b \rightarrow I_g$ decays are of E1 type, i.e. that the initial states have negative parity, is

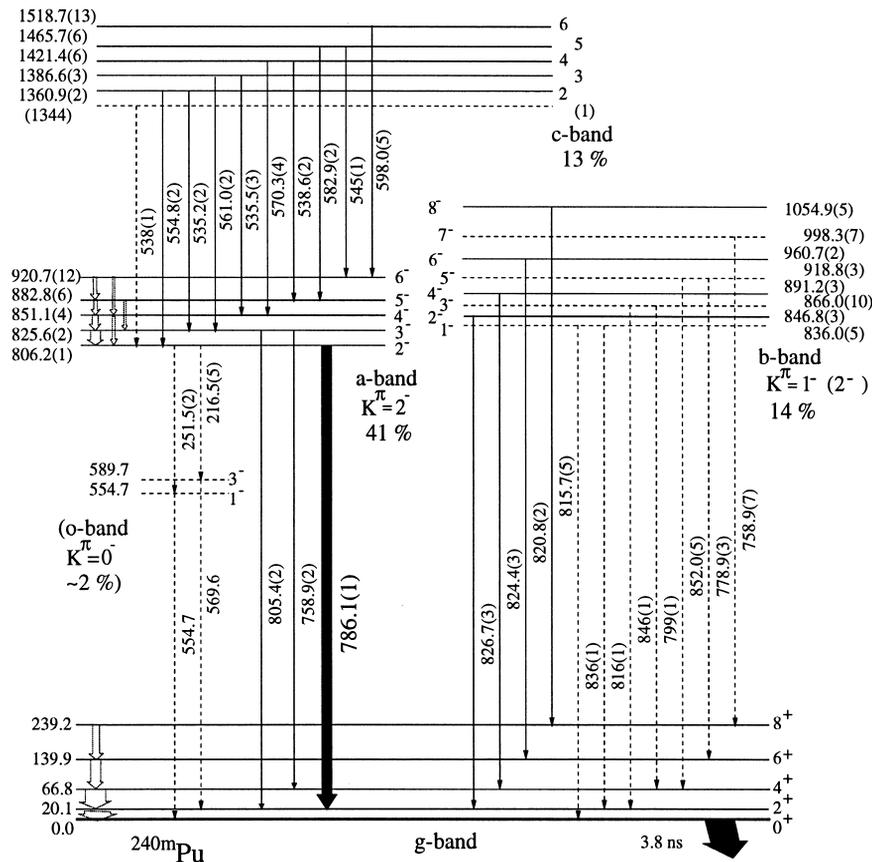


Fig. 4. Proposed level scheme build on the SD shape isomer ^{240}Pu (all energies are in keV). Converted transitions are indicated by open arrows. The energies of the g-band members are from [6]. (Dashed lines indicate assignments based on weak statistical evidence.)

readily explaining the absence of competing decays to other members of the g-band. Moreover, the anisotropy of $a_2 = 0.65(15)$ measured for these transitions agrees well with the value of $a_2 \approx 0.7$ expected for pure dipole radiation. Therefore, the most likely assignment for the b-band is $K^\pi = 1^-$ with a bandhead at (836.0 ± 0.5) keV. We cannot really exclude a $K^\pi = 2^-$ assignment with a band head at (846.8 ± 0.3) keV, because the $I_b^- \rightarrow (I+1)_g^+$ and $I_b^- \rightarrow (I-1)_g^+$ E1 decays of the odd spin members of the b-band result in only marginally significant γ lines (see Fig. 2). Approximately 14% of the observed γ flux proceeds through this band, again in agreement with the CB finding (see Fig. 3).

Although the evidence is weak, it seems worthwhile to mention our candidate for a $K^\pi = 0^-$ octupole band: A γ line observed at (251.5 ± 0.2) keV

with an intensity of 1.3% can be combined with part of the 554.8 keV line to the bandhead energy of the a-band of (806.2 ± 0.1) keV. Furthermore, a weaker γ line observed at (216.5 ± 0.5) keV can be combined with a 569.2 keV component of the broad 570.3 keV line-structure to form another decay cascade of the 2^- band head of the a-band leading to the 2^+ member of the g-band. The 555 and 569 keV lines are also associated with c-band decays, however, their intensities show significant deviations from the smooth behavior of the other c-band decays and justify the partitioning. With the reasonable assumption that the lower energy transitions are first in the decay of the 2_a^- state, the two cascades lead to intermediate states at (554.7 ± 0.2) keV and (589.7 ± 0.5) keV. Their spacing of (35.0 ± 0.6) keV and their feeding via the 2^- state suggests a 1^- and 3^-

spin assignment for the two levels as expected for a $K^\pi = 0^-$ rotational band with a moment-of-inertia very similar to that of the g-band (see below).

4. Discussion and conclusion

In contrast to common expectations [16], that the low lying intrinsic excitation modes in the SMin can be assigned to collective surface vibrations of the β - and γ - or $K^\pi = 0^-$ octupole type, the strongest non-rotational excitations in ^{240f}Pu observed in the present experiment are characterized by $K^\pi = 2^-$ and $K^\pi = 1^-(2^-)$ (Fig. 4). No evidence was found for the β and γ vibration, and only a weak signal for a $K^\pi = 0^-$ octupole vibration, even though from investigations of transmission resonances in isomeric and prompt fission of ^{240}Pu [17] the bandhead energies of the quadrupole vibrations are expected to be in the same energy range as the observed ones. On the other hand, a $K^\pi = 0^-$ octupole band head energy of 554.7 keV would be in agreement with results deduced from fission resonances in ^{240}Pu [18], which constrained the excitation energy connected with the ($K^\pi = 0^-$) octupole phonon to (750 \pm 200) keV, but the population of this band by only 2.0% via the a-band appears to be surprisingly low. Predominant E0 decays have to be considered as an

alternative deexcitation path especially for the β vibrational state. These E0 transitions were observed for the $^{236,238}\text{U}$ fission isomers by [7] exploiting (d,pn) reactions. In this measurement the γ decay of the β band is not expected to be seen. Therefore, the β band will be subject of forthcoming conversion electron measurements [15].

To compare the rotational energies of the observed bands with those of the g-band of ^{240f}Pu , the sequences were fitted with a power series in angular momentum [13]

$$E(K, I) = E_K + AI(I+1) + BI^2(I+1)^2 + \delta(K, 1)(-1)^{I+1}I(I+1) \times (A_2 + B_2I(I+1)). \quad (1)$$

In general all rotational bands with $K \geq 0$ may be subject to a signature splitting caused by the Coriolis interaction between the two ($\pm K$) components of the intrinsic wave function. In well deformed e–e actinide nuclei, however, only the $K^\pi = 1^-$ bands show a significant staggering between even and odd spin states, which can be well described by the corresponding signature term included in Eq. (1). This seems to be also true for the proposed SD $K^\pi = 1^-$ band of ^{240f}Pu , an observation which provides further evidence for the $K^\pi = 1^-$ assignment of the b-band. The parameters resulting from the fit of Eq. (1) to the observed bands are compiled in

Table 1
Rotational energy parameters for ^{240f}Pu and ND ^{240}Pu and ^{238}U

Nucleus	K^π	$E(K, I = K)$ (keV)	A (keV)	B (eV)	A_2 (eV)	B_2 (eV)
^{240f}Pu	0^+_{g}	0.0	3.343(3)	−0.28(4)	–	–
	0^-_{o}	(547.7)	(3.5)	–	–	–
	2^-_{a}	806.2	3.26(2)	−1.7(6)	–	–
	1^-_{b}	836.0	3.07(1)	+0.34(16)	−70(6)	0.20(13)
	$2^-_{\text{c}}(1_{\text{c}})$	1360.9(1344)	4.20(3)	+4.3(8)	–	–
^{240}Pu	0^+	0.0	7.09	−2.58	–	–
	0^-_{o}	587.1	5.13	1.51	–	–
	1^-	936.1	6.02	−1.11	411.	−1.63
^{238}U	0^+	0.0	7.42	−3.26	–	–
	0^-_{o}	668.9	5.26	0.87	–	–
	1^-	930.8	6.36	−22.7	760.	−22.3
	2^-	1128.7	6.52	+8.01	–	–

Table 1 together with corresponding values for rotational bands in the ND minimum of ^{240}Pu and ^{238}U [11,19]. As the different A values, being inversely proportional to the moments of inertia, for the g bands in ^{240}Pu and ^{240f}Pu reflect the different deformation of ^{240}Pu in the ND and SD minimum [20], the similarity of the A values for a and b band to that of the g band in ^{240f}Pu indicate that these three bands are based on SD configurations with very similar deformations. The A parameter for the c band of $A_c = 4.20(3)$ keV results in a smaller moment of inertia as that of the SD g band and thus suggests a deformation between that of the ND and the SD minimum. The second order non adiabaticity parameter B for the g band and b band as well as the staggering coefficient A_2 are found to be smaller as compared to the ND bands. However, the higher rigidity against rotation, which is observed for g bands in SD actinide nuclei [1], is not prevailing for excited SD configurations.

The remarkable dominant population of negative parity states in the SD minimum after the $(\alpha, 2n)$ reaction may be caused by a special filtering action of the inner and out barrier. Competing decay paths like fission and back decay into the ND minimum may distort or even inhibit the feeding of SD levels with respect to their parity and/or K quantum number. For example, the β vibration is the doorway state for the back decay and fission. In the excitation energy range higher than 1 MeV competing decays out off the SMin are thus expected for states build on several β phonons. Indeed, the fission decay path of higher lying $K^\pi = 0^+$ states is confirmed by a recent experiment [22]. A higher inner and outer barrier for negative parity states with $K^\pi \geq 1^-$ as compared to excitations involving only β , γ , and $K^\pi = 0^-$ octupole vibrations would lead to a preference of electromagnetic transitions, which proceed either by E1 transitions directly to the g band or by collective, parity conserving E0, E2 transitions to excited negative parity bands. The filtering action of the inner barrier may be considered as a more general feature affecting also the population of SD states after (HI, xn) reactions in other mass regions.

Theoretical calculations of intrinsic excitations of SD ^{240}Pu are rather sparse. Results obtained by Nakatsukasa et al. within the cranked shell model extended by the random phase approximation predict

the lowest octupole vibrational band for several SD Hg nuclei to be the $K^\pi = 2^-$ band [21]. In a preliminary extension of these calculations to SD ^{240}Pu , the lowest octupole bands are predicted to be a $K^\pi = 2^-$ and $K^\pi = 1^-$ band [21], in accord with our experimental finding. Recent results by Soloviev [23], obtained within the framework of the quasiparticle phonon nuclear model, predicted collective vibrational states with $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-$ as the lowest excited states at ≈ 800 keV excitation energy, while the energy of the first $K^\pi = 2^-$ state was calculated to be around ≈ 1150 keV.

Besides performing more detailed theoretical investigations of the low lying intrinsic excitations of ^{240f}Pu , progress in our understanding may also be gained from additional conversion electron measurements. From the Pu K X-ray yield observed in the present experiment the intensity carried by converted interband transitions can be estimated to be about 22%. Thus, a direct measurement of these conversion electrons may help to consolidate the proposed level scheme and to search for the missing quadrupole vibrational excitations. Such investigations were recently started by Gassmann et al. [15].

References

- [1] R.B. Firestone, B. Singh, Table of Superdeformed Nuclear Bands and Fission Isomers, LBL 35916 (1994).
- [2] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A 95 (1967) 420.
- [3] S.M. Polikanov et al., Sov. Phys. JETP 15 (1962) 1016.
- [4] S. Bjørnholm, J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 725.
- [5] H.J. Specht et al., Phys. Lett. 41B (1972) 43.
- [6] V. Metag et al., Phys. Rep. 65 (1980) 1.
- [7] U. Goerlach et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1160.
- [8] J. Schirmer et al., Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 2196; P. Reiter et al., Proc. Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics Yu. Oganessian et al. (Eds.), World Scientific, Singapore, 1995, p. 200.
- [9] J. Eberth et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 38 (1997) 29.
- [10] D. Pansegrau, Ph.D. Thesis, Universität Heidelberg, 1998.
- [11] R.B. Firestone, V.S. Shirley (Ed.), 8th ed., Wiley, New York, 1996.
- [12] V. Metag et al., Comm. Nucl. Part. Phys. 16 (1986) 213.
- [13] A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear Structure, vol. 2, Benjamin, New York, 1975.
- [14] K.E.G. Löbner, The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, W.D. Hamilton (Ed.), North Holland, Amsterdam, 1975.
- [15] D. Gassmann et al., to be published.

- [16] R. Vandenbosch, J.R. Huizenga, Nuclear Fission, Academic Press, New York, 1973.
- [17] U. Goerlach et al., Z. Phys. A 287 (1978) 171.
- [18] M. Just et al., Chemistry of Fission, IAEA (1979) SM 241/B3.
- [19] D. Ward et al., Nucl. Phys. A 600 (1996) 88.
- [20] A. Sobiczewski, S. Bjørnholm, K. Pomorski, Nucl. Phys. A 202 (1973) 274.
- [21] T. Nakatsukasa et al., Phys. Rev. C 53 (1996) 2213, private communication.
- [22] M. Hunyadi et al., to be published.
- [23] V.G. Soloviev et al., Z. Phys. A 358 (1997) 117.



ELSEVIER

19 August 1999

PHYSICS LETTERS B

Physics Letters B 461 (1999) 15–21

On the excitation energy of the ground state in the third minimum of ^{234}U

A. Krasznahorkay ^a, D. Habs ^b, M. Hunyadi ^a, D. Gassmann ^b, M. Csatlós ^a,
Y. Eisermann ^b, T. Faestermann ^c, G. Graw ^b, J. Gulyás ^a, R. Hertenberg ^b,
H.J. Maier ^b, Z. Máté ^a, A. Metz ^b, J. Ott ^a, P. Thirolf ^b, S.Y. van der Werf ^d

^a *Inst. of Nucl. Res. of the Hung. Acad. of Sci., H-4001 Debrecen, P.O. Box 51, Hungary*

^b *Sektion Physik, Universität München, Garching, Germany*

^c *Technische Universität München, Garching, Germany*

^d *Kernfysisch Versneller Instituut, 9747 AA Groningen, The Netherlands*

Received 28 January 1999; received in revised form 1 July 1999

Editor: V. Metag

Abstract

The $^{233}\text{U}(\text{d},\text{pf})^{234}\text{U}$ reaction has been studied with high energy resolution. The observed fission resonances in the excitation energy range of $4.75 \leq E^* \leq 5.40$ MeV were described as members of rotational bands with rotational parameters characteristic to the hyperdeformed nuclear shape ($\hbar^2/2\theta = 2.1 \pm 0.2$ keV). Information on the K values of the bands has been obtained from fission fragment angular distribution measurements. The level density of the most strongly excited $J = 3$ states has been compared to the prediction of the back-shifted Fermi-gas formula and the energy of the ground state in the third minimum has been estimated to be $E_{\text{III}} = 3.1 \pm 0.4$ MeV. © 1999 Published by Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 21.10.Re; 21.10.Gv; 25.85.Ge; 27.90.+b

Recently, very effective, high resolution 4π gamma-ray spectrometers like EUROBALL and GAMMASPHERE have been developed for nuclear structure studies. The extensive development of these spectrometers was started about ten years ago after the discovery, in deformed nuclei, of high-spin superdeformed (SD) states [1,2] with a ratio of 2:1 for the long to the short axis. Today, one of the main goals of these spectrometers is to search for hyperdeformed (HD) nuclear shapes with an axis ratio of 3:1.

Early evidence for hyperdeformation in ^{152}Dy was reported by Galindo-Uribarri et al. [3]. Discrete transitions have been tentatively assigned to a HD band in ^{152}Dy by Viesti et al. [4]. LaFosse et al. [5] have made a more definite observation of a HD band in ^{147}Gd , but one year later they showed that the candidates previously reported did not have properties consistent with band structure [6].

In the actinide region a third minimum in the potential energy (which contains HD states) was predicted already more than twenty years ago by

Möller et al. [7]. According to recent calculations, in these nuclei the so-called third minimum of the potential barrier appears with deformation parameters $\beta_2 \approx 0.90$ and $\beta_3 \approx 0.35$ [8,9] and the depth is predicted to be much larger ($\Delta E \approx 3$ MeV [10]) than believed earlier [11].

The excited states in the third minimum of several Th isotopes were investigated by Blons et al. [15] by measuring the micro-structure of sub-barrier fission resonances, but until now there is no experimental information available for the depth of the third minimum.

The γ and conversion-electron spectroscopy investigations of the SD states turned out to be very difficult in the actinide region because of the very low partial cross-sections (0.001% of the total), and the high background produced by the fission fragments. After the discovery of high-spin superdeformation in the $A = 150$ region, excited by a $\approx 5\%$ fraction of the total cross-section, the main focus of the research moved to that region although many interesting problems remained also in the actinide region.

One of the characteristic features of the HD bands in the actinide region, besides the large moment of inertia, is the appearance of octupole bands. Blons et al. [15] analyzed the micro-structure of the fission resonances in Th isotopes by assuming HD octupole-deformed rotational bands. These bands have been observed also in the first well in the actinide region (see e.g. [12]). The different consequences of the octupole deformation have been reviewed recently by Butler and Nazarewicz [13].

In our previous work [14] we reanalyzed the fission resonances in ^{234}U measured by Blons et al. [15] and showed that the unresolved peaks around $E^* = 4.9$ MeV could be interpreted as HD states in the third well of the potential barrier.

The aim of the present work is to study the $^{233}\text{U}(d, pf)^{234}\text{U}$ reaction with better energy resolution than Blons et al. [15], to resolve the HD rotational bands and, from the level densities, to estimate the depth of the third minimum.

In order to investigate the HD bands the excitation energy was chosen between the energy of the inner and outer barriers of the second well, i.e. between 4.5 and 5.2 MeV [14]. In this energy range the widths of the SD resonances in the second well

should be much broader than those of the HD states due to the strong coupling to the normal deformed states. The widths of the HD states due to the higher outer barriers of the third well remain below the actual experimental resolution of ~ 5 keV.

The experiment on ^{234}U was carried out with a $E_d = 12.5$ MeV deuteron beam of the Munich Tandem accelerator. Enriched (99%) $\approx 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick targets of ^{233}U were used. The energy of the outgoing protons was analyzed by a Q3D magnetic spectrograph with a solid angle of 10 msr [16], which was set at $\Theta_{\text{Lab}} = 130^\circ$ relative to the incoming beam. The position of the analyzed particles in the focal plane was measured with a light-ion focal-plane detector of 1.8 m active length using two single-wire proportional counters surrounded by etched cathode foils [17]. A line-width of ≤ 3 keV has been observed for elastic scattering of 20 MeV deuterons. Fission fragments were detected by two position-sensitive avalanche detectors (PSAD) [18] having two wire planes (with delay-line read-out) corresponding to horizontal and vertical directions. Protons were measured in coincidence with fission fragments. The obtained proton–fission fragment coincidence spectrum is shown in Fig. 1. as a function of excitation energy. Recently we have performed a similar analysis also for ^{240}Pu where a much less complex (superdeformed) band structure was analyzed [19].

The obtained widths of the peaks show the experimental energy resolution up to about 5.3 MeV. Above this excitation energy the peaks get increasingly broader due to the increasing fission width when we

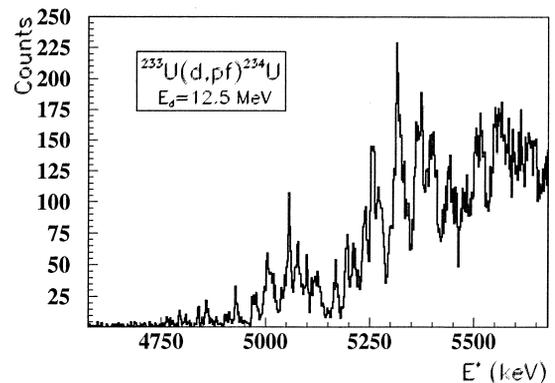


Fig. 1. Proton spectrum measured in coincidence with the fission fragments.

approach the top of the fission barrier (see Fig. 1 in Ref. [14]). The low energy part of the spectrum, which we analyzed before [14], is compared to the one published by Blons et al. [15] in Fig. 2.

Comparing the spectra we can conclude that the energy resolution has been considerably improved and we can clearly see the fine structure of the peaks. The energy calibration was taken from the $^{208}\text{Pb}(d,p)$ reaction, using the (d,p) Q-value of 1.710 ± 0.015 MeV [20]. According to this calibration the energy spectrum shown in the upper part of Fig. 2 had to be shifted by ≈ 150 keV from the one published by Blons et al. [15] to achieve consistency.

Experimentally the very large quadrupole and octupole moments of the HD states should manifest themselves by the presence of alternating parity bands with very large moments of inertia [15]. Assuming overlapping rotational bands with the same moment of inertia, inversion parameter [12] and intensity ratio for the members in a band, we fit our spectrum using simple Gaussians for describing the different band members in the same way as we did it in our previous work [14]. The result of the fit is shown in Fig. 3a).

The relative intensities of the members of the rotational bands have been taken from Back et al. [21] and are given in Table 1. These values have

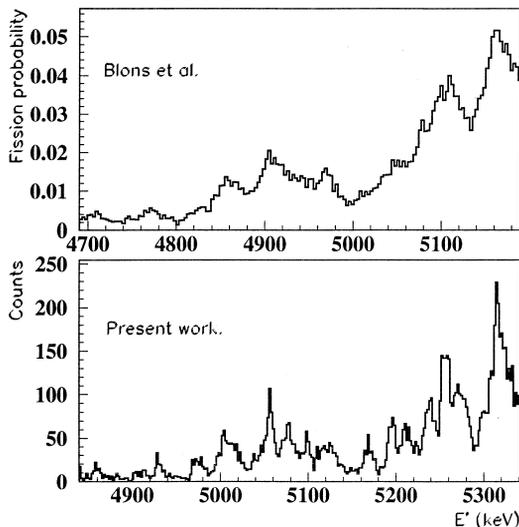


Fig. 2. Part of the proton spectrum measured in coincidence with the fission fragments and compared to the result of Blons et al. [15].

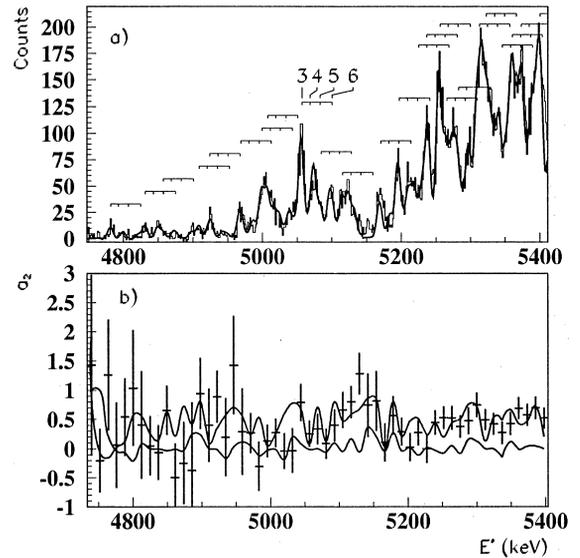


Fig. 3. (a) Part of the measured proton energy spectrum fitted with 24 rotational bands with a common rotational parameter. The spectrum was divided into two parts at $E = 5150$ keV for the fitting; (b) Experimental fission-fragment angular-distribution coefficients as a function of excitation energy compared to the calculated ones using $K=1$ (upper curve) and $K=3$ (lower curve) for all of the bands. The $K=0$ curve is very close to the $K=1$ one while the $K=2$ is in between the $K=1$ and $K=3$ ones. They are not shown.

been calculated by DWBA for $^{235}\text{U}(d,p)$. These relative intensities depend sensitively on the distribution and width of the single particle states involved in the (d,p) process at the given excitation energy. We adopted these relative intensities as initial parameters for the fitting procedure. The final values are shown in Table 1.

The jump in the relative intensities going from $J = 2^+$ to 3^- , as predicted by Back et al. [21] might be a consequence of the alternating parities within the rotational bands, although our fit was actually not very sensitive to the relative intensity of the 2^+ state. Increasing this intensity by a factor of two worsens the χ^2 by less than 8%.

After fixing the relative intensities of the band members, we have used two specific parameters for each band during the fitting procedure: the energy of the band head and the absolute intensity of the band. A common rotational ($\hbar^2/2\theta$) and inversion splitting (ΔE_{+-}) parameter was adopted for each band.

Table 1

Relative intensity ratios of the rotational-band members populated in the $^{233}\text{U}(\text{d},\text{pf})$ reaction. The calculated values marked by a) and b) are taken from Ref. [20] for $\pi = +$ and $-$, respectively. The underlined values represent the relative intensities for an alternating parity, octupole rotational band. The adopted values were obtained from a fit of the 5.1 MeV region of the energy spectrum.

J	0	1	2	3	4	5	6	7	8
a)	<u>0.04</u>	0.04	<u>0.11</u>	0.50	<u>0.85</u>	0.69	<u>0.60</u>	0.50	<u>0.23</u>
b)	0.08	<u>0.23</u>	0.50	<u>1.00</u>	1.19	<u>1.00</u>	0.92	<u>0.23</u>	0.42
adopted	0.00	<u>0.03</u>	0.10	1.00	0.59	<u>0.37</u>	0.32	<u>0.06</u>	0.06
Ref. [23]	0.47	0.60	1.00	0.58	0.22	0.15	0.11	0.04	0.07

The result of the χ^2 analysis as a function of $\hbar^2/2\theta$ and ΔE_{+-} is shown in Fig. 4.

Although the statistics in the second part of the spectrum is better, the density of the states is about two times larger, making the determination of the rotational parameter more uncertain. The rotational parameter was therefore determined for both parts separately and the weighed average was calculated. As a result we obtained: $\hbar^2/2\theta = 2.2 \pm 0.2$ keV and $\Delta E_{+-} = 0_{-15}^{+10}$ keV.

The low-lying rotational bands have been investigated in the $^{233}\text{U}(\text{d},\text{pf})$ reaction at 13 MeV by Bjørnholm et al. [23]. They obtained intensity distributions, which peak around $J=2$, distinctly lower than those of Back et al. (see Table 1). Although they investigated only quadrupole rotational bands with the same parity for the members of the band, and it is known that the intensities depend strongly on parity, we did use also their relative intensities to

fit our data as an alternative scenario. Using alternatively at face value the relative intensities of Bjørnholm et al. [23] we obtained almost as a good fit as above with: $\hbar^2/2\theta = 1.5 \pm 0.5$ keV and $\Delta E_{+-} = 0 \pm 15$ keV. The somewhat different values obtained by assuming these two very different sets of relative intensities indicates the sensitivity of the rotational parameter for the assumed relative intensities. Although this dependence is of systematic nature, we quote here as the final value of the rotational parameter its weighed of the two analyses: $\hbar^2/2\theta = 2.1 \pm 0.2$ keV.

As an a posteriori test one may write the relative intensities of the band members with different J_f as [24]:

$$R(J_f) = \langle J_i, K_i, j, \Omega | J_f, K_f \rangle^2 A(j), \quad (1)$$

with $J_i = K_i = 5/2$ for ^{233}U . The information on reaction mechanics and nuclear structure is entirely contained in the coefficients $A(j)$. If we assume $K_f = 0$, then $\Omega = 5/2$. Assuming only three contributing j transfers: $5/2$, $7/2$ and $9/2$ and using the $A(j)$ as free parameters we find that Bjørnholm's relative intensities are easily reproduced and the χ^2 minimum is found again at $\hbar^2/2\theta = 1.5$ keV and $\Delta E_{+-} = 0$ keV.

Allowing also higher j transfers and both $K_f = 0$ and 1, Back's relative intensities can be fairly well approximated. The χ^2 minimum is indeed around $\hbar^2/2\theta = 2.2$ keV, but is very shallow, due to the increased number of free parameters.

In both cases the obtained rotational parameters agree with the value corresponding to the HD shape and obtained in our previous work [14]. The $\Delta E_{+-} \approx 0$ value is consistent with the small inversion parameters obtained by Blons et al. [15] for the Th isotopes.

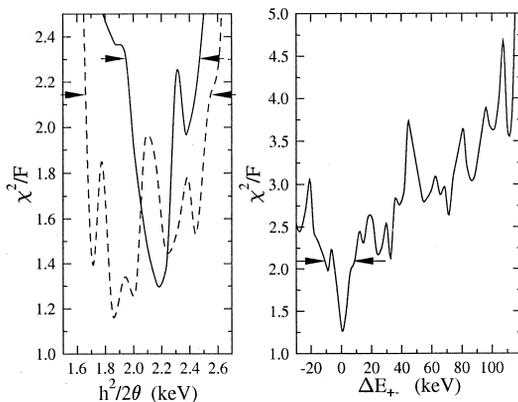


Fig. 4. The results of the χ^2 analysis for the first and second parts of the spectrum (full and dashed lines, respectively) as a function of the rotational ($\hbar^2/2\theta$) and inversion splitting (ΔE_{+-}) parameters, using the adopted relative intensities in Table 1.

Although we made the fit very carefully we are aware of the fact that our analysis is not sensitive to the parity of the states. In case of $K \neq 0$ we can not distinguish between quadrupole and octupole rotational bands.

Assuming that we saw rotational bands built on some excited states, we tried to vary also the K value of the band head during the fitting procedure. However, the result of the fit was found to be insensitive to the K value when it was varied between 0 and 2, because the relative intensity of the members of the band with a $J \leq 2$ is much less compared to the intensity of the $J = 3$ line (see Table 1). In case of the quadrupole scenario we used $K = 1$ for all of the bands.

Fission-fragment angular distributions were generated as a function of the excitation energy, normalized to the known (d,f) angular distribution [25] and fitted with even Legendre polynomials (LP) up to fourth order. The a_2 angular distribution coefficient is shown in Fig. 3b as a function of the excitation energy. In order to get information on the spins and K values of the observed rotational bands, or to check our assumptions made for fitting the energy spectrum, the angular distribution coefficients of the fission fragments have been calculated and compared to the experimental ones.

In the Plane Wave Born Approximation the probability to detect a fission fragment at an angle θ relative to the classical recoil axis is [22]:

$$W_{K_f}^{J_f}(\theta) = \sum_{M_i, M_f, j, m} \frac{\sigma(j)}{\sigma} \frac{2j+1}{2(2J_f+1)} \left(C_{M_i m M_f}^{J_i j J_f} \right)^2 \times W_{M_f K_f}^{J_f}(\theta), \quad (2)$$

with

$$W_{MK}^J(\theta) = \frac{1}{4}(2J+1) \left(|D_{MK}^J(\theta)|^2 + |D_{MK}^J(\theta + \pi)|^2 \right),$$

for fission through a transition state with quantum numbers J_f, M_f, K_f , spin J_i, M_i of the target nucleus, and the total angular momentum j and m of the neutron transferred in the (d,p) reaction. The relative population of the states through different j transfers ($\sigma(j)/\sigma$) has been taken from Ref. [23] but the

angular distribution coefficients were actually not sensitive to this choice. All quantum numbers refer to the recoil axis. Expressing $W_{MK}^J(\theta)$ in terms of Legendre polynomials [26]:

$$W_{MK}^J(\theta) = \frac{2J+1}{2} (-)^{K-M} \sum_{\lambda}^{0,2,4,\dots,2J} C_{-MM0}^{JJ\lambda} \times C_{-KK0}^{JJ\lambda} P_{\lambda}, \quad (3)$$

one gets the following expression for the angular distribution coefficients:

$$A_{\lambda}(J_f, K_f) = \sum_{M_i, M_f, j, m} \frac{\sigma(j)}{\sigma} \frac{2j+1}{2(2J_f+1)} \times \frac{2J_f+1}{2} (-)^{K_f-M_f} \left(C_{M_i m M_f}^{J_i j J_f} \right)^2 \times C_{-M_f M_f 0}^{J_f J_f \lambda} C_{-K_f K_f 0}^{J_f J_f \lambda}. \quad (4)$$

The $a_2(E^*)$ shown in Fig. 3b has been calculated by using the parameters obtained from a fit of the energy spectrum and by multiplying the amplitudes of the different band members by the corresponding $A_{\lambda}(J_f, K_f)$ values as well as by normalizing the whole distribution with the one calculated with the $A_0(J_f, K_f)$ values.

Since the spins J_f of the excited states are already fixed by the energy spacings of the peaks as shown in Fig. 3a in the next step only the K values of the bands were varied between 0 and 3. The measured angular distribution coefficients were compared to the calculated values in Fig. 3b.

In case of assuming quadrupole rotational bands with intensities peaking at $J^{\pi} = 2^+$ even the gross structure of the measured angular distribution coefficients could not be explained. The calculated a_2 coefficients were always too low compared to the experimental ones. This can be understood since $a_2 = -0.20$ for $J = 2$ and 0.03 for $J = 3$ and is increasing with J . In order to explain the experimentally measured $a_2 \approx 0.5$ values we should assume an intensity distribution which peaks at higher J values than 2, most probably at $J = 3$ as assumed before.

The density of the $J = 3$ states has been determined from our experimental data. The average distance of the two closest neighbors of a given state is

shown in Fig. 5. The level spacing distribution is close to a Wigner distribution [27] but the mixing-in of some Poisson type distribution is also visible. The density of $J=3$ states has been calculated as a function of the excitation energy using the back-shifted Fermi-gas description with parameters determined by Rauscher et al. [28]. In order to estimate the depth of the third well we compared the experimentally obtained and calculated values. We assumed that the same parametrization of the level density formula is valid in the third well, as was determined by Rauscher et al. [28] by fitting the level densities in the first well of the potential barrier. This assumption is based on the finding of Glässel et al. [22] that the level density of the 2^+ states lying in the second well of ^{240}Pu is the same as the level density in the first well. The shell-correction energy used to determine the level density parameter “ a ” has been taken from the work of Möller et al. [29] while the spin cutoff-parameter σ was determined by using the rigid rotor rotational parameter suggested by Rauscher et al. [28]. The result of the comparison is shown in Fig. 5.

The calculated curve had to be shifted by 2.7 MeV to reproduce the experimental values. According to this comparison the ground state in the third well is shifted up by 2.7 MeV, which also means that the “microscopic correction” $C(N,Z)$ in Eq. (14) of

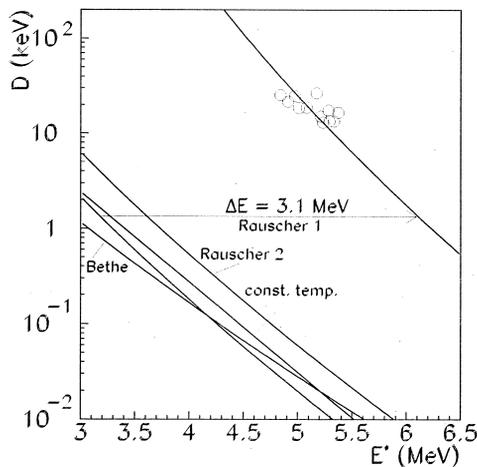


Fig. 5. Average distances of the $J=3$ levels as function of the excitation energy. The solid curves show calculated values by different formulas (see text for details), the circles correspond to experimental values.

Ref. [28] should be modified by this energy and the level distances should be recalculated. Doing this in a recursive way we find a value of 3.1 MeV for the energy of the ground state in the third well (curves connected with an arrow “Rauscher 1” in Fig. 5).

Taking into consideration the shell and nucleon pairing correlation effects, Mughabghab and Dunford [30] calculated and fitted the spin cutoff parameter as a function of the atomic mass and found large deviations from the one obtained with the rigid rotor rotational parameter.

In order to get some estimate for the precision of the level distance analysis described above we repeated the calculation of level distances by using the rotational parameter deduced in the present work ($\hbar^2/2\theta = 2.1$ keV, “Rauscher 2” curve in Fig. 5). We also used two other formulas to estimate the level distances, which were parameterized by von Egidy et al. [31]. They used a constant temperature level density formula and the Bethe formula for the back-shifted Fermi gas model. The theoretical curves (also shown in Fig. 5) are calculated with these two formulas and parameters determined by von Egidy et al. [31] by fitting the low-lying level scheme ($E^* \leq 1.5$ MeV) of ^{234}U . From the uncertainties of the calculated and measured level distances the error of the energy determination is estimated to be 0.4 MeV.

Ćwiok et al. [10] predicted two different HD minima for ^{234}U with very different β_λ ($\lambda = 3-7$) values. One of them has an octupole deformation parameter of $\beta_3 \approx 0.4$ and a minimum of $E_{\text{III}} = 3.5$ MeV while the other is more reflection-asymmetric and has an octupole deformation parameter of $\beta_3 \approx 0.6$ and a minimum of $E_{\text{III}} = 2.7$ MeV. The experimental value of $E_{\text{III}} = 3.1 \pm 0.4$ MeV obtained in the present work is between the two predicted values with an error bar, which overlaps both theoretical values. At this moment we do not have information on the β_3 of this nucleus.

In summary, we have measured the fission probability of ^{234}U as a function of excitation energy with high energy resolution using the (d,pf) reaction. The rotational parameter obtained from fitting the energy spectrum around $E^* \approx 5$ MeV is found to be $\hbar^2/2\theta = 2.1 \pm 0.2$ keV, which is characteristic for the hyperdeformed nuclear shape. The level density of the most strongly excited $J=3$ states has been compared to the prediction of the back-shifted

Fermi-gas formula and the energy of the ground state in the third minimum has been estimated to be $E_{\text{III}} = 3.1 \pm 0.4$ MeV which agrees well with the predicted one [10].

Acknowledgements

This work has been supported by DFG under IIC4-Gr 894/2 and The Hungarian Academy of Sciences under HA 1101/6-1, the Hungarian OTKA Foundation No. T23163, and the Nederlandse Organisatie voor Wetenschappelijk Onderzoek (NWO).

References

- [1] P.J. Twin et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 811.
- [2] P.J. Dagnall et al., Phys. Lett B 335 (1994) 313.
- [3] A. Galindo-Uribarri et al., Phys. Rev. Lett. 71 (1983) 231.
- [4] G. Viesti et al., Phys. Rev. C 51 (1995) 2385.
- [5] D.R. LaFosse et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 5186.
- [6] D.R. LaFosse et al., Phys. Rev. C 54 (1996) 1585.
- [7] P. Möller, S.G. Nilsson, R.K. Sheline, Phys. Lett. B 40 (1972) 329.
- [8] V.V. Pashkevich, Nucl. Phys. A 169 (1971) 275; P. Möller, J.R. Nix, in Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna 1 (1973) 103; J.F. Berger, M. Girod, D. Gogny Nucl. Phys. A 502 (1989) 85c.
- [9] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A 95 (1967) 420; M.K. Pal, Nucl. Phys. A 556 (1993) 201. R. Bengtsson et al., Nucl. Phys. A 473 (1997) 77.
- [10] S. Ćwiok et al., Phys. Lett. B 322 (1994) 304.
- [11] W.M. Howard, P. Möller, At. Data Nucl. Data Tables 25 (1980) 219, and references therein.
- [12] B. Ackermann et al., Nucl. Phys. A 559 (1993) 61.
- [13] P.A. Butler, W. Nazarewicz, Rev. Mod. Phys. 68 (1996) 349.
- [14] A. Krasznahorkay et al., Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2073.
- [15] J. Blons et al., Nucl. Phys. A 477 (1988) 231.
- [16] H.A. Enge, S.B. Kowalsky, Proc. 3rd Int. Conf. on magnet technology, Hamburg (1970).
- [17] E. Zanotti et al., Nucl. Instr. Meth. A 310 (1991) 706.
- [18] M. Hunyadi, PhD Thesis, Lajos Kossuth University Debrecen, (1999) Unpublished.
- [19] M. Hunyadi et al., to be published.
- [20] D.G. Kovar et al., Nucl. Phys. A 231 (1974) 266.
- [21] B.B. Back et al., Nucl. Phys. A 165 (1971) 449.
- [22] P. Glässel, H. Rošer, H.J. Specht, Nucl. Phys. A 256 (1976) 220.
- [23] S. Björnholm, J. Dubois, B. Elbek, Nucl. Phys. A 118 (1968) 241.
- [24] A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear Structure, W.A. Benjamin, Inc., Advanced Book Program Reading, Massachusetts (1975) Vol. II. p. 243.
- [25] L. George et al., Phys. Rev. 131 (1963) 722.
- [26] J.S. Fraser, J.C.D. Milton, Ann. Rev. Nucl. Sci 16 (1966) 379.
- [27] T.A. Brody et al., Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 385.
- [28] T. Rauscher, F.K. Thielemann, K.L. Kratz, Phys. Rev. C 56 (1997) 1613.
- [29] P. Möller et al., At. Data. Nucl. Data Tabl. 59 (1975) 185.
- [30] S.F. Mughabghab, C. Dunford Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 4083.
- [31] T. von Egidy, H.H. Smidt, A.N. Behkami, Nucl. Phys. A 481 (1988) 189.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Gaßmann
Vorname: David
Adresse: Winzererstr. 115
80797 München
Geburtsdatum: 02.08.1967
Nationalität: Deutsch

Schulbildung:

09/73 - 07/77 Grundschule Aschheim
09/77 - 07/86 Gymnasium Markt Schwaben

Militärdienst:

09/86 - 12/87 1. Gebirgsjägerdivision

Hochschulausbildung:

10/87 - 12/93 Technische Physik an der Technischen
Universität München
01/94 - 03/95 Diplomarbeit am Argonne National Laboratory
“Decay of the Superdeformed Band in ^{191}Hg ”
10/88 - 10/90 Ausbildung zum staatlich geprüften Tennislehrer
an der Technischen Universität München

Promotion:

06/96 - 07/02 Doktorarbeit bei Prof. D. Habs an der Ludwig-
Maximilians Universität München
“Spektroskopie im superdeformierten Minimum von ^{240}Pu ”

Berufstätigkeit:

08/95 - 07/01 Sachverständiger bei der Gesellschaft für Anlagen-
und Reaktorsicherheit mbH
seit 07/01 IBM Unternehmensberatung mbH, Financial Services