

# $\gamma$ -spektroskopische Untersuchung von $^{236}\text{U}$

Diplomarbeit  
von  
Tanja Striepling

Institut für Kernphysik der Universität zu Köln

August 2005



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Einfaches Modell zur Beschreibung von Formisomeren . . . . .	3
1.2	Formisomere bei Aktinidenkernen . . . . .	5
1.3	Untersuchung des Formisomers in $^{236}\text{U}$ . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>11</b>
2.1	Reaktion zur Population von $^{236}\text{U}$ . . . . .	11
2.2	Detektorsysteme . . . . .	12
2.3	Elektronik . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Aufbereitung der Rohdaten</b>	<b>17</b>
3.1	Event Building . . . . .	17
3.2	Teilchenidentifikation . . . . .	21
3.3	Eichung des $\Delta\text{E-E}$ -Teleskops . . . . .	23
3.4	Eichung der Germaniumdetektoren . . . . .	25
3.5	Ansprechvermögen und Energieauflösung . . . . .	26
3.6	Zeitspektren . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Analyse der Gammaskpektren und Ergebnisse</b>	<b>35</b>
4.1	Prompte Spektroskopie . . . . .	35
4.2	Verzögerte $\gamma$ -Zerfälle . . . . .	54
4.3	$\gamma$ -Rückzerfall des Formisomers . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>71</b>
	Literaturverzeichnis	73
	Software	76
	Danksagung	77



# Kapitel 1

## Einleitung

In dieser Arbeit wird ein Experiment zum Isotop  $^{236}\text{U}$  vorgestellt, das am Kölner Tandembeschleuniger mit dem  $\gamma$ -Spektrometer MINIBALL durchgeführt wurde. Uran ist das schwerste natürlich vorkommende Element und gehört zu den Aktiniden. Das Isotop  $^{236}\text{U}$  ist  $\alpha$ -instabil mit einer Halbwertszeit von  $2,3 \cdot 10^7$  Jahren. Es wurde in diesem Experiment durch eine Reaktion am Isotop  $^{235}\text{U}$  erzeugt.

Die Gestalt des  $^{236}\text{U}$ -Kerns im Grundzustand weicht von einer kugelsymmetrischen Form ab. In diesem Fall handelt es sich um eine *prolate* (=zigarrenförmige) Deformation, im Gegensatz zu einer *oblate* (=linsenförmigen) Deformation. Das Verhältnis zwischen der größeren und der kleineren Achse beträgt 1.3:1. Bei  $^{236}\text{U}$  gibt es darüberhinaus angeregte Zustände, in denen der Kern deutlich stärker deformiert ist. Das Achsenverhältnis dieser Zustände beträgt etwa 2:1, solche Zustände nennt man *superdeformiert*. Bei noch stärkerer Deformation mit einem Achsenverhältnis von 3:1 spricht man von *Hyperdeformation*.

Zum ersten Mal wurden superdeformierte Zustände 1962 von Polikanov et. al. bei Experimenten zur Synthese von superschweren Elementen in  $^{242}\text{Am}$  beobachtet. In weiteren Experimenten wurden auch in anderen Aktiniden metastabile angeregte Zustände nachgewiesen, die durch verzögerte Kernspaltung zerfallen. Die Halbwertszeit dieser sogenannten *Spaltisomere* beträgt dabei einige hundert ns bis ms, und ist somit für einen angeregten Kernzustand außergewöhnlich lang. Erst in späteren Untersuchungen wurde allerdings entdeckt, dass diese Zustände viel stärker deformiert sind als der Grundzustand. Alternativ zu der Bezeichnung Spaltisomer für solche Zustände hat sich die Bezeichnung *Formisomer* herausgebildet.

Inzwischen wurde Superdeformation als ein generelles Phänomen in fast allen anderen Massenbereichen der Nuklidkarte nachgewiesen. Im Gegensatz zu den Formisomeren in den Aktiniden ist Superdeformation in den anderen Regionen der Nuklidkarte jedoch immer mit hohen Drehimpulsen von typischerweise 20 bis  $30\hbar$  verbunden. Bei den Aktiniden hingegen können superdeformierte Zustände mit Spin 0 nachgewiesen werden. Von  $^{236}\text{U}$  ist bekannt, dass es

einen superdeformierten isomeren  $0^+$  Zustand bei einer Anregungsenergie von 2,8 MeV besitzt [Sch89]. Das vorrangige Ziel des hier vorgestellten Experiments ist es,  $\gamma$ -Übergänge aus diesem formisomeren Zustand zu normaldeformierten Zuständen nachzuweisen.

Beim Übergang von einem superdeformierten Zustand zu einem normaldeformierten Zustand muss der Kern seine Form ändern. Der genaue Mechanismus, wie sich dieser Übergang vollzieht, ist eine aktuelle und noch offene Fragestellung in der Kernstrukturforschung. Ein solcher Zerfall wird durch eine *Kopplung* der superdeformierten Zustände an normaldeformierte Zustände möglich. Die quantenmechanische Wellenfunktion, die den Kern in seiner superdeformierten Konfiguration beschreibt, enthält aufgrund dieser Kopplung auch Anteile von Wellenfunktionen normaldeformierter Konfigurationen. Der Übergang in andere normaldeformierte Zustände wird durch diese Beimischungen möglich und die Stärke dieser Übergänge hängt von dem Anteil der Beimischungen an der Gesamtwellenfunktion ab.

Obwohl mittlerweile hunderte superdeformierte Konfigurationen bekannt sind [Sin02], konnten solche Übergänge trotz intensiver Untersuchungen nur in sehr wenigen Fällen nachgewiesen werden, nämlich in  $^{194}\text{Hg}$  [Kho96][Hac97],  $^{194}\text{Pb}$  [Hau97],  $^{192}\text{Pb}$  [Wil03],  $^{191}\text{Hg}$  [Sie04] und in  $^{152}\text{Dy}$  [Lau02]. Die Ursache für die experimentellen Schwierigkeiten, den Übergang von superdeformierten in normaldeformierte Konfigurationen zu beobachten, liegt im Auftreten des sogenannten *statistischen* Zerfalls der superdeformierten Zustände über  $\gamma$ -Quanten verschiedenster Energien, die nicht mehr als diskrete Übergänge aufgelöst werden können. Dies wurde zum Beispiel in  $^{192}\text{Hg}$  [Lau00] und in  $^{195}\text{Pb}$  [Joh05] beobachtet. Ein solcher statistischer Zerfall wird erwartet, wenn es sich bei den normaldeformierten Zuständen, an die die superdeformierten Zustände koppeln um sogenannte *Compoundzustände* handelt. Solche Compoundzustände bestehen selber aus einer Mischung vieler Zustände. Eine Kopplung des superdeformierten Zustands an einen oder mehrere solcher Compoundzustände würde die Fragmentation des Zerfalls auf eine Vielzahl möglicher Übergänge bewirken.

Im Gegensatz zu den superdeformierten Hochspinzuständen wurden in  $^{236}\text{U}$  jedoch nur diskrete Übergänge und kein Hinweis auf einen statistischen Zerfall zwischen den superdeformierten und den normaldeformierten Zuständen beobachtet [Sch89] [Rei93]. Durch den Einsatz des modernen HPGe-Spektrometer MINIBALL sollen die Ergebnisse zu  $^{236}\text{U}$  ergänzt und erweitert werden.

## 1.1 Einfaches Modell zur Beschreibung von Formisomeren

Eine erste theoretische Erklärung für das Auftreten der Formisomere in den Aktiniden wurde fünf Jahre nach ihrer Entdeckung 1967 von Strutinsky im Rahmen des neuen makroskopisch-mikroskopischen Modells gegeben [Str67]. Inzwischen gibt es aber auch rein mikroskopische Erklärungsansätze. Trotzdem soll hier das einfachere Modell von Strutinsky dargestellt werden, da es den Effekt auf anschauliche Weise qualitativ erklärt.

Die Bindungsenergie eines Kerns lässt sich näherungsweise gut durch die semiempirische Weizsäcker-Massenformel beschreiben:

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{4A} - \delta$$

Die einzelnen Terme dieser Formel ergeben sich aus theoretischen Überlegungen zum sogenannten Tröpfchen-Bild des Kerns, während das Gewicht jedes Terms aus dem Experiment ermittelt werden muss. Die einzelnen Terme der Gleichung erklären sich folgendermaßen:

- **Volumenenergie  $B_1$ :** Die sogenannte Volumenenergie ist der Hauptteil der gesamten Bindungsenergie, alle weiteren Terme sind Korrekturen. Sie enthält die Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Nukleonen aufgrund der Kernkräfte. Da diese kurzreichweitig sind, tritt im Kern eine Sättigung auf, so dass die Kraft pro Nukleon für fast alle Kerne etwa gleich ist. Daraus folgt dann:

$$B_1 = a_v A$$

- **Oberflächenenergie  $B_2$ :** Nukleonen an der „Oberfläche“ des Kerns sind nicht so fest gebunden, wie Nukleonen im „innern“, denn sie haben weniger direkte Nachbarn. Dadurch wird die Bindungsenergie insgesamt verringert. Dieser Effekt ist proportional zur Oberfläche der Kerns, daher gilt:

$$B_2 = -a_s R^2 = -a_s A^{2/3}$$

- **Coulombenergie  $B_3$ :** Die Protonen in einem Kern stoßen sich wegen ihrer Ladung gegenseitig ab. Insgesamt wird dadurch der Kern weniger stabil, d.h. seine Bindungsenergie wird abgesenkt. Es gilt:

$$B_3 = -a_c \frac{Z^2}{R} = -a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

- **Asymmetrieenergie  $B_4$ :** Bei schweren Kernen sind die abstoßenden Coulomb-Kräfte zwischen den Protonen so groß, dass zum Ausgleich ein Neutronenüberschuß nötig ist, damit sich ein stabiler Kern bilden kann.

Diese Asymmetrie zwischen Neutronen und Protonen führt auch zu einer Absenkung der Bindungsenergie:

$$B_4 = -a_A \frac{(A - 2Z)^2}{A}$$

- **Paarungsenergie  $B_5$ :** Bei Kernen, bei denen die Anzahl der Protonen und die Anzahl der Neutronen gerade ist, ergibt sich eine besonders hohe Bindungsenergie, während sich bei Kernen mit ungerader Protonen- und Neutronenzahl eine besonders niedrige Bindungsenergie ergibt. Man führt einen weiteren Term ein, der dieser Tatsache Rechnung trägt. Und zwar:

$$B_5 = \delta = a_P \begin{cases} A^{-3/4} & \text{für gerade-gerade} \\ 0 & \text{für gerade-ungerade} \\ -A^{-3/4} & \text{für ungerade-ungerade} \end{cases}$$

Mit zunehmender Kernladungszahl  $Z$  nimmt die Coulombenergie  $B_3$  aufgrund der Abstoßung der Protonen innerhalb des Kerns zu. Der Kern wird zunehmend instabil und Spaltung wird möglich. Während der Spaltung nimmt die Deformation eines Kerns immer weiter zu bis sich zwei voneinander getrennte Kerne ausbilden. Bei der Erklärung der Kernspaltung im Tröpfchenmodell ist daher nicht nur das Verhalten des Coulombterms  $B_3$ , der die Abstoßung der Protonen aufgrund der Coulombkraft beschreibt, sondern auch der Oberflächenterm  $B_2$  entscheidend. Bei der Deformation eines Kerns bei gleichbleibendem Volumen nimmt die Oberflächenenergie zu und die Coulombenergie ab. In Abbildung 1.1 ist der entsprechende Verlauf des Potentials in Abhängigkeit von der Deformation des Kerns als gestrichelte Linie eingezeichnet. Bei kleinen Deformationen überwiegt die Zunahme der Oberflächenenergie, während ab einer bestimmten Deformation die Energieabnahme aus der Coulombabstoßung überwiegt.

Das Tröpfchenmodell ist ein makroskopisches Modell. Es erklärt das Verhalten eines Kerns aus einem Vergleich der Kernmaterie mit den makroskopischen Eigenschaften einer inkompressiblen Flüssigkeit. Um nun die Existenz von Formisomeren verstehen zu können, muss man auch mikroskopische Eigenschaften des Kerns berücksichtigen. Bei den beiden letzten Termen der Weizsäcker-Formel, dem Asymmetrieterm  $B_4$  und der Paarungsenergie  $B_5$ , handelt es sich bereits um mikroskopische, quantenmechanische Korrekturen. Zur Beschreibung der Aktinidenkerne müssen darüber hinaus weitere Korrekturen eingeführt werden, die sich aus der Schalenstruktur der Kerne ergeben.

Für die Abhängigkeit des Potentials von der Deformation ergibt sich durch die Schaleneffekte der in der Abbildung 1.1 als durchgezogene Linie dargestellte Verlauf. Es bildet sich bei einer Deformation, die einem Achsenverhältnis von etwa 2:1 entspricht, ein zweites Minimum in der potentiellen Energie aus. Für angeregte Zustände, die innerhalb dieses zweiten Minimums liegen, ist sowohl der



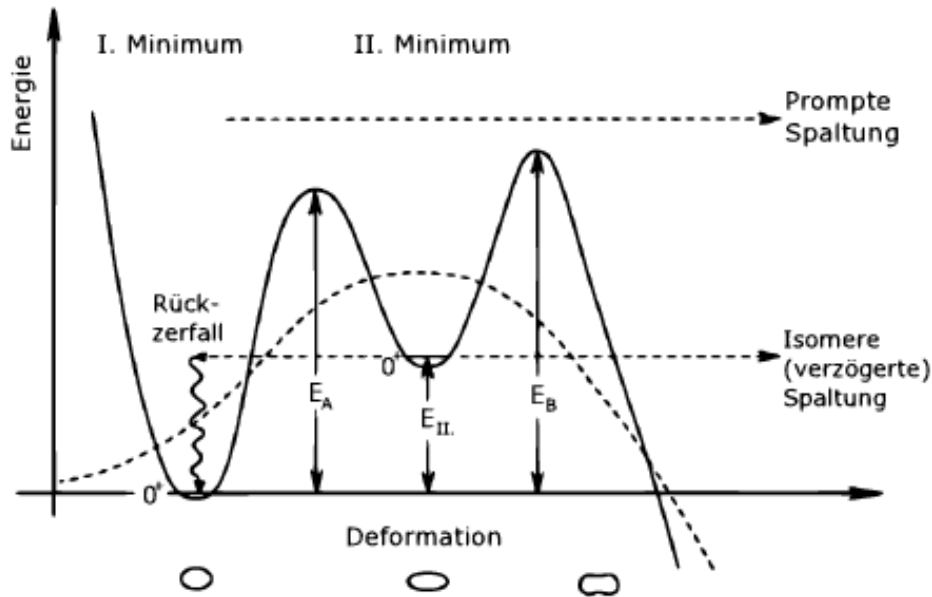


Abbildung 1.1: Abhängigkeit des Potentials von der Deformation des Kerns. Die gestrichelte Linie entspricht dem einfachen Potential des Tröpfchenmodells, während die durchgezogene Linie das resultierende Potential aus der Kombination von Tröpfchenmodell und Schalenkorrektur darstellt. [Thi02]

$\gamma$ -Übergang ins erste Minimum als auch die Spaltung durch die Potentialbarrieren behindert. Der niederenergetischste Zustand innerhalb des zweiten Minimums ist daher metastabil, d.h. seine Halbwertszeit ist vergleichsweise lang.

Das zweite Minimum in der Potentialbarriere erklärt die formisomeren Zustände bei den Aktinidenkernen. Oberflächenenergie und Coulombenergie haben bei Aktinidenkernen die gleiche Größenordnung. Daher ist die Änderung der Bindungsenergie in Abhängigkeit von der Deformation gering (um 6 MeV), so dass schon die relativ kleinen Schalenkorrekturen (2-3 MeV) dazu führen können, dass sich eine deutliche Struktur in der Potentialbarriere ausbildet.

## 1.2 Formisomere bei Aktinidenkernen

Im Bereich der Aktinide ( $Z = 92-97$ ,  $N = 141-151$ ) wurden bisher 34 Formisomere über die verzögerte Spaltung beobachtet [Thi02]. Sie häufen sich um den Neutronenschalenabschluß  $N = 146$ . Hier ist die Wirkung der Schalenkorrekturen am stärksten. Das zweite Minimum ist dort besonders ausgeprägt und es ergeben sich somit längere Halbwertszeiten. Mit steigender Protonenzahl  $Z$  sinkt die Höhe der äußeren Barriere und das Maximum verschiebt sich zu kleineren Deformationen, dies kann durch das Anwachsen des makroskopischen Coulombterms

erklärt werden. Die Spaltung des Formisomers wird daher für  $Z \geq 97$  weniger stark behindert und die Halbwertszeit damit zu kurz, um diese Zustände noch beobachten zu können. Für leichtere Aktinide hingegen wird die innere Barriere immer durchlässiger. Hier wird der sogenannte  $\gamma$ -Rückzerfall ins I. Minimum gegenüber der Spaltung immer wahrscheinlicher. Bis schließlich auch hier die Barriere zu klein wird, um noch isomere Zustände beobachten zu können. Die Abbildung 1.2 gibt einen Überblick über alle beobachteten Formisomere und ihre Halbwertszeiten. In einigen Kernen wurde sogar ein drittes Minimum beobachtet, in dem der Kern *hyperdeformiert* ist [Kra98].

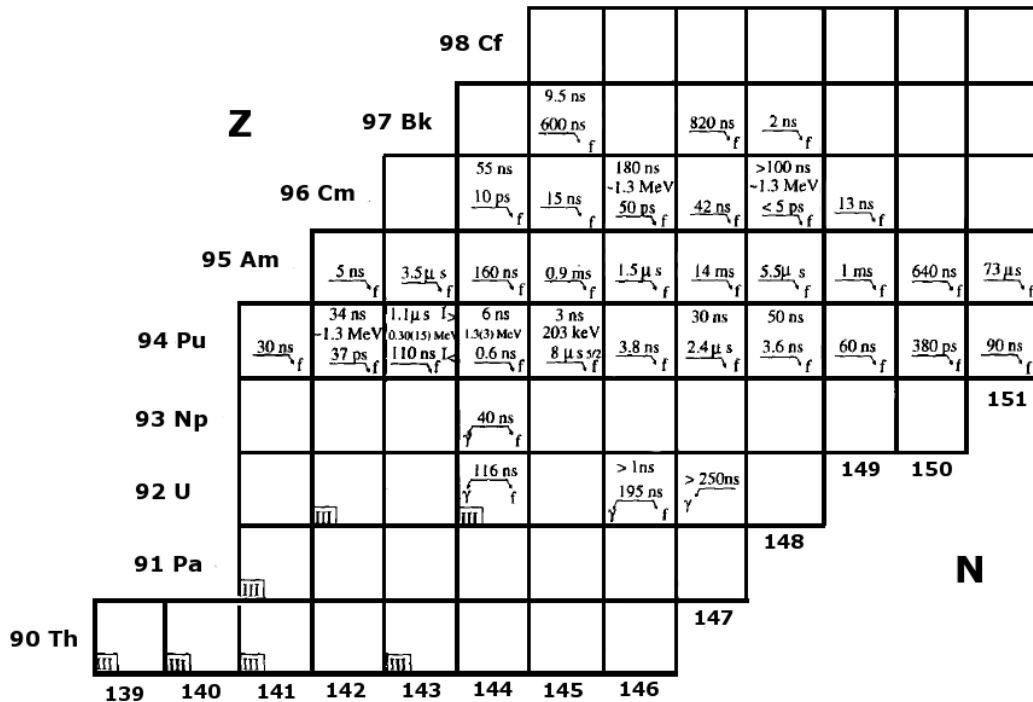


Abbildung 1.2: Übersicht über die im Bereich der Aktinidenkerne bekannten Formisomere mit den jeweiligen Halbwertszeiten [Thi02].

### 1.3 Untersuchung des Formisomers in $^{236}\text{U}$

Die Anregungsenergie des Formisomers in  $^{236}\text{U}$  beträgt 2,8 MeV und seine Halbwertszeit 115 ns [Sch89]. In einem Experiment am Heidelberger Tandembeschleuniger mit dem Heidelberg-Darmstädter-Kristallkugelspektrometer wurden sowohl verzögerte Spaltung als auch der  $\gamma$ -Zerfall des Isomers untersucht. Das Verzweigungsverhältnis der Intensitäten von verzögerter Spaltung und  $\gamma$ -Rückzerfall wurde zu

$$\frac{\Gamma_{F\gamma}}{\Gamma_{Ff}} = (6,5 \pm 0.8)$$

bestimmt. Damit ist der  $\gamma$ -Rückzerfall der Hauptzerfallskanal des Formisomers. Es wurde gezeigt, dass das Formisomer in fünf konkurrierenden  $\gamma$ -Kaskaden über  $1^-$  Zustände im I. Minimum in den normaldeformierten Grundzustand zerfällt. Diese Übergänge wurden als E1-Übergänge identifiziert. Der direkte E2-Übergang in den  $2^+$  Zustand der Grundzustandsbande wurde nicht beobachtet. Weiterhin ist es bei dieser Messung zum ersten Mal gelungen, Übergänge zwischen Zuständen des II. Minimums zu spektroskopieren [Rei93].

Bei dem Experiment stand zur Spektroskopie der  $\gamma$ -Strahlung mit dem Kristallkugelspektrometer ein hocheffizientes  $4\pi$ -Spektrometer aus Natriumjodidkristallen (NaI) zur Verfügung.  $4\pi$ -Spektrometer auf Basis von NaI zeichnen sich durch ihre nahezu hundertprozentige Nachweiswahrscheinlichkeit für  $\gamma$ -Strahlung aus.

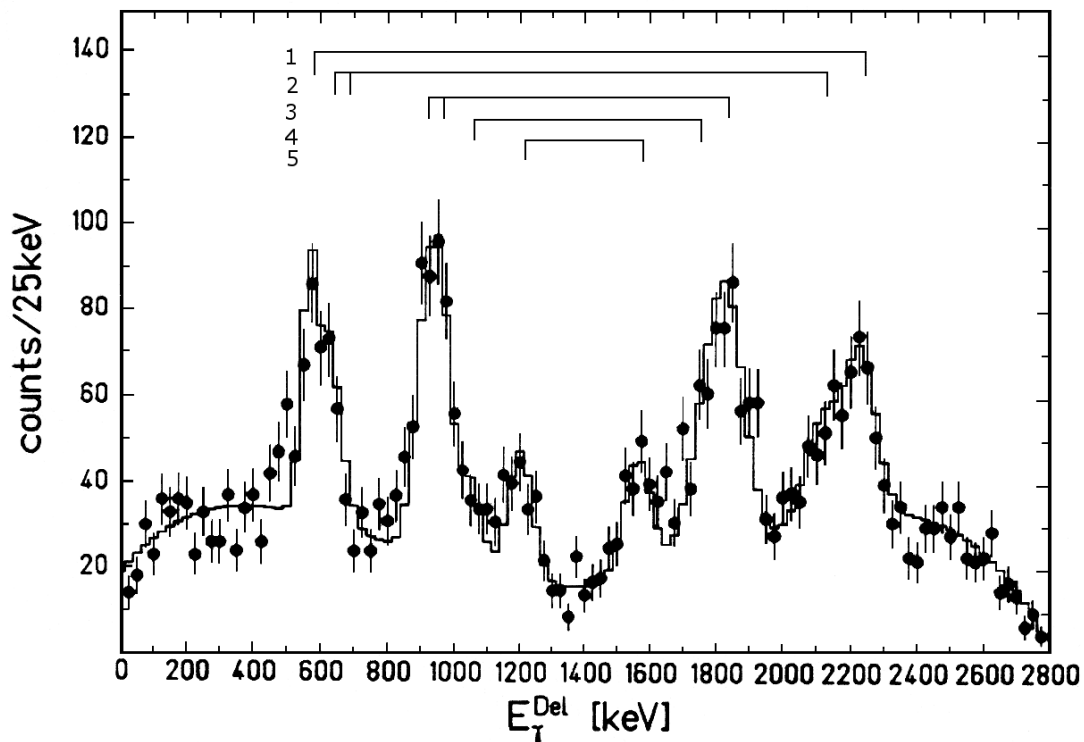


Abbildung 1.3: Mit dem Kristallkugelspektrometer gemessenes Spektrum zum  $\gamma$ -Rückzerfall des formisomeren Zustands in  $^{236}\text{U}$ . Markiert sind fünf vorgeschlagenen  $\gamma$ -Kaskaden (vergleiche auch Tabelle 4.3). [Rei93]

Mit dem Kristallkugelspektrometer ist es aufgrund der eingeschränkten Energieauflösung der NaI Detektoren ( $\Delta E/E=9\%$  bei 1,3 MeV) nur sehr beschränkt möglich einzelne Übergänge aufzulösen. Die Übergangsenergien konnten daher nur mit großen Fehlern von bis zu 50 keV bestimmt werden. Die Abbildung 1.3 zeigt das Spektrum vom  $\gamma$ -Rückzerfall des Formisomers in  $^{236}\text{U}$ .

Die Abbildung 1.4 zeigt links das von [Sch89] vorgeschlagene Zerfallsschema und rechts das nach einer späteren Messung von [Rei93] vorgeschlagenen Zerfallsschema. Die beiden Vorschläge sind innerhalb der Energieauflösung des Kristallkugelspektrometers konsistent.

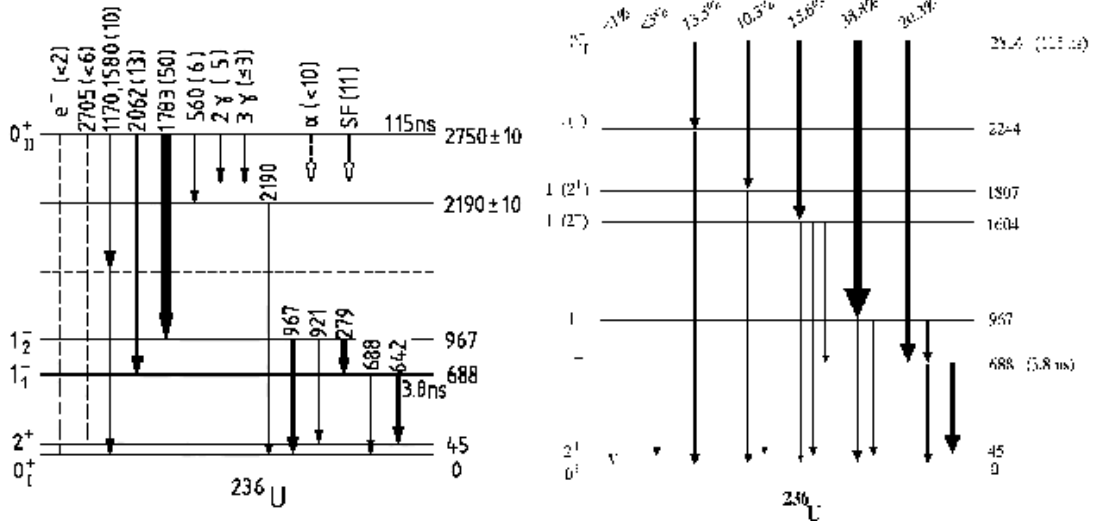


Abbildung 1.4: Zwei vorgeschlagenen Zerfallsschema zum  $\gamma$ -Rückzerfall des Formisomers in  $^{236}\text{U}$ . Beide Messungen wurden mit dem Kristallkugelspektrometer in Heidelberg durchgeführt. Das linke Schema stammt von [Sch89] und das rechte von [Rei93].

Insbesondere die limitierte Energieauflösung der Kristallkugel motiviert eine verbesserte Messung an  $^{236}\text{U}$  mit einem modernen HPGe-Spektrometer. Solche Spektrometer mit Detektoren aus hochreinem Germanium (HPGe - *high purity germanium*) erreichen eine Energieauflösung von 1,7 bis 2,3 keV bei 1,3 MeV und sind in dieser Hinsicht den NaI-Detektoren weit überlegen [Kno00]. Der Nachteil beim Einsatz von HPGe-Detektoren ist allerdings ihre viel geringere Nachweiswahrscheinlichkeit. Das in dieser Messung eingesetzte MINIBALL-Spektrometer (Abbildung 1.5) gehört hier mit einem Ansprechvermögen von etwa 8% zu den effizientesten HPGe-Spektrometern.

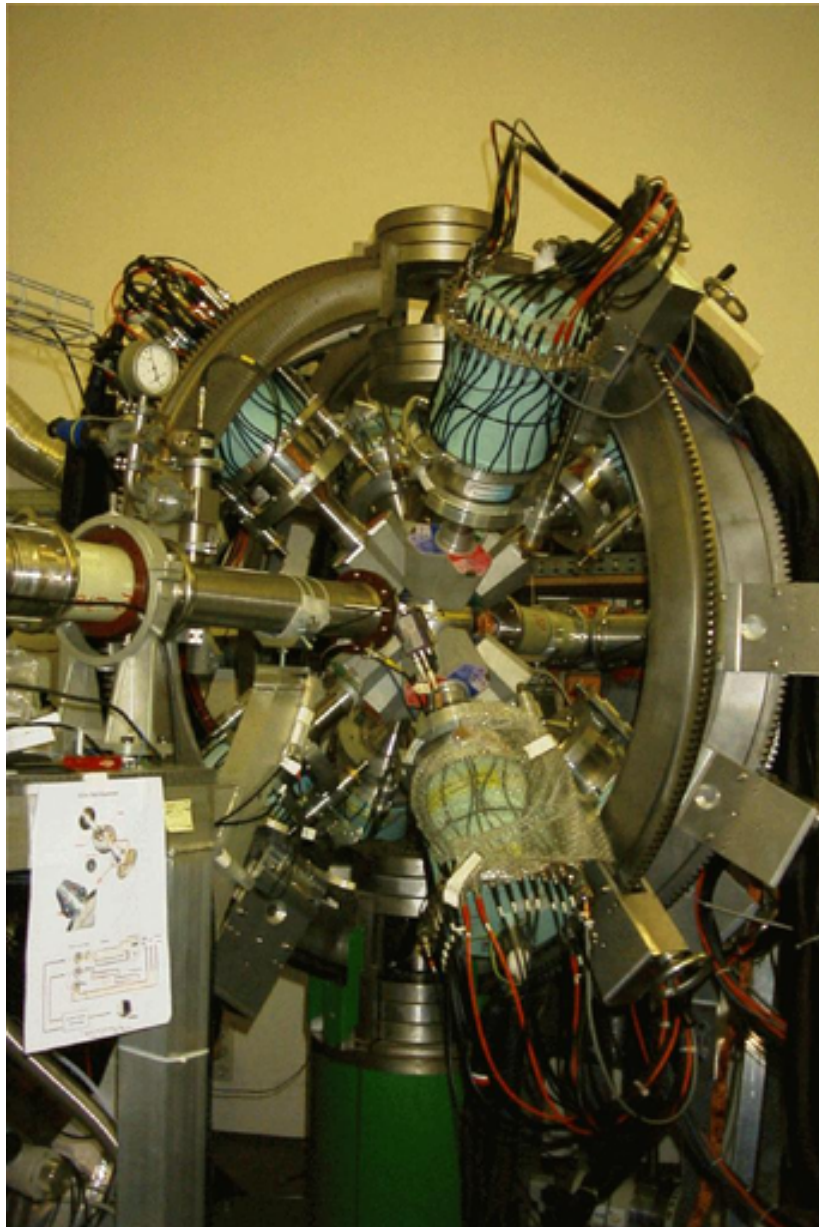


Abbildung 1.5: Das MINIBALL-Spektrometer mit acht MINIBALL-Clustern in der kleinen Strahlrohrhalle des Kölner Tandembeschleunigers (2003)



# Kapitel 2

## Experimenteller Aufbau

### 2.1 Reaktion zur Population von $^{236}\text{U}$

Die experimentelle Herausforderung bei der Untersuchung der Zustände des II. Minimums besteht in dem sehr geringen Wirkungsquerschnitt für die Bildung dieser Zustände von nur wenigen  $\mu\text{barn}$ . Die dominanten konkurrierenden Prozesse, die mit  $\gamma$ -Strahlung einhergehen, sind die prompte Spaltung und die Population von Zuständen des I. Minimums. Beide Prozesse sind jeweils 4 bis 5 Größenordnungen wahrscheinlicher als die Population des II. Minimums. Das Verhältnis zwischen prompter Spaltung und der Population des II. Minimums beträgt:

$$\frac{\Delta\sigma(d, p_{II})}{\Delta\sigma(d, pf)} = (4,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$$

Das Verhältnis der Population des I. Minimums zur Population des II. Minimums, das sogenannte *Isomerieverhältnis*, beträgt [Rei93]:

$$\frac{\Delta\sigma(d, p_{II})}{\Delta\sigma(d, p_I)} = (3,0 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$$

Durch die prompte Spaltung ergibt sich eine weitere Herausforderung in der Auswertung solcher Experimente. Die entstehenden Spaltfragmente können ebenfalls isomere Zustände besitzen, deren Energie- und Zeitsignatur den gesuchten Übergängen aus dem Zerfall des Formisomers ähnelt und in der Analyse der Daten von den interessanten Ereignissen unterschieden werden muss.

In dem hier vorgestellten Experiment wurde die Reaktion  $^{235}\text{U}(d,p)^{236}\text{U}$  bei einer Strahlenergie von 11 MeV zur Population der angeregten Zustände in  $^{236}\text{U}$  genutzt. Der Wirkungsquerschnitt für die Population der Zustände im II. Minimum beträgt bei dieser Energie 12  $\mu\text{barn}$ . Die zweiwöchige Messung wurde am Kölner Tandembeschleuniger durchgeführt. Der Strahl war gepulst, wobei der Abstand zwischen den Pulsen 400 ns und die Länge der Pulse selber 2-3 ns betrug. Während der Messung wurde die Pulsung mehrmals überprüft, mögliche

„Zwischenpulse“ oder Strahlverunreinigungen traten nur mit Intensitäten kleiner als  $10^{-5}$  der Intensität der Hauptpulse auf. Der durchschnittliche Strahlstrom betrug 3 nA.

Das freitragende, gewalzte  $^{235}\text{U}$ -Target stammte aus dem Targetlabor der LMU München und hatte eine Dicke von  $3,5 \text{ mg/cm}^2$  und einer Reinheit von 99,698%. Um die Oxidation des Urans zu vermeiden, wurde das Target mit Targethalter in einem evakuierten Behälter transportiert und gelagert. Während des Einbaus wurde um die Targetkammer herum ein provisorischer Behälter aufgebaut und mit Argon geflutet, um den Kontakt des Targets mit Sauerstoff zu verhindern.

## 2.2 Detektorsysteme

Für die  $\gamma$ -Spektroskopie wurde das hocheffiziente MINIBALL-Spektrometer eingesetzt (Abbildung 1.5). Dieses Spektrometer wurde für den Einsatz mit radioaktivem Strahl an REX/ISOLDE gebaut und ist besonders für die Untersuchung von Reaktionen mit niedriger  $\gamma$ -Multiplizität geeignet.

Insgesamt wurden 8 MINIBALL-Cluster eingesetzt. Jeder MINIBALL-Cluster besteht dabei aus 3 gekapselten HPGe-Detektoren. Die Detektoren sind in Längsrichtung 6-fach segmentiert (siehe Abbildung 2.1). Zusätzlich zu den 24 Signalen ( $8 \times 3$ ), die in der zentralen Bohrung, dem sogenannten *Core*, gemessen werden, erhält man somit noch 144 Kanäle ( $24 \times 6$ ) aus den Segmenten, die an der Außenseite der Detektoren abgegriffen werden. Das Core-Signal stellt dabei das Summensignale der Signale aus den Segmenten dar.

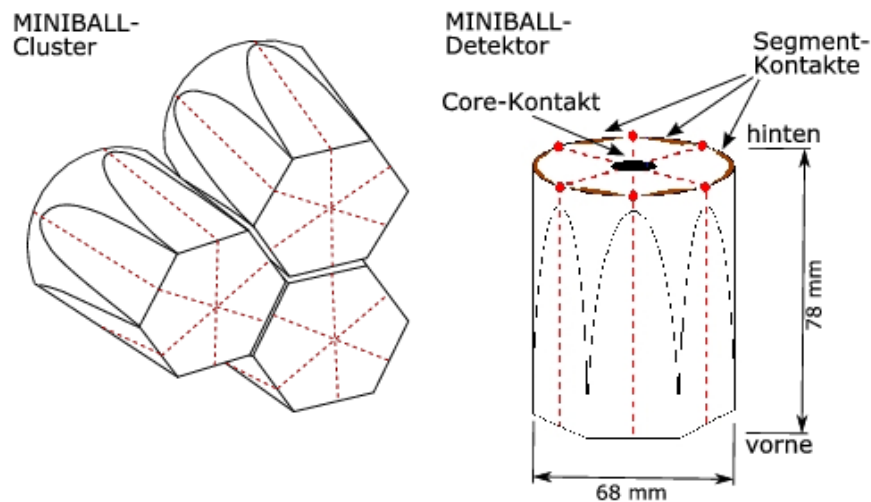


Abbildung 2.1: Links: Anordnung der drei MINIBALL-Detektoren in einem Cluster. Rechts: Ein einzelner MINIBALL-Detektor, zu erkennen ist die Segmentierung und der Core.



Mit der Information über den Ort der Wechselwirkung, die man durch die Segmentierung erhält, kann eine bessere Doppler-Korrektur durchgeführt werden. Im vorliegenden Experiment ist dies allerdings nicht nötig. Die Rückstoßgeschwindigkeit der Urkerne nach dem Stoß beträgt gerade mal 0,02% der Lichtgeschwindigkeit. Für die Dopplerverschiebung einer Energie  $E_\gamma$ , die unter dem Winkel  $\theta$  zur Bewegungsrichtung des Rückstoßkerns nachgewiesen wurde, gilt die Formel:

$$\frac{\Delta E}{E_\gamma} = \frac{v}{c} \cos \theta$$

Die mittlere Energieverschiebung  $\Delta E$  für  $\gamma$ -Quanten mit  $E_\gamma=1,3$  MeV beträgt daher in dieser Messung nur 0,19 keV. Diese Verschiebung ist um etwa eine Größenordnung kleiner als die mit den HPGe-Detektoren erreichbare Energieauflösung und führt zu einer zu vernachlässigen symmetrischen Verbreiterung der  $\gamma$ -Linien. Die Analyse kann daher auf die 24 Core-Signale beschränkt werden.

Zusätzlich zu den Ge-Detektoren wurden zwei Siliziumzähler zum Nachweis von geladenen Teilchen eingesetzt (Abbildung 2.2). Bei diesen Detektoren handelt es sich um zwei kreisrunde Zähler mit unterschiedlicher Dicke, die hintereinander angebracht sind. Ihr Durchmesser beträgt 12,5 mm und in ihrem Zentrum befindet sich ein Loch von 5 mm Durchmesser. Dieses Teleskop war innerhalb der MINIBALL-Targetkammer unter Rückwärtswinkel zum Target eingebaut. Der Abstand zum Target betrug nur etwa 6 mm und ermöglichte es somit einen Streuwinkelbereich von  $\theta=146,3^\circ$  bis  $\theta=166,9^\circ$  abzudecken.

Um den Detektor vor direktem Beschuß durch Strahlteilchen zu schützen, war er auf der dem Strahl zugewandten Seite durch eine Tantalblende abgeschirmt. Ein Röhrchen aus Tantal schützt die Detektoren in der zentralen Bohrung vor gestreuten Strahlteilchen. Zusätzlich wurden die Zähler durch eine  $40\mu\text{m}$  dicke Kunststoffolie ( $4,8\text{ mg/cm}^2$ ) vor schweren Ionen aus der Spaltung des Targets geschützt, so dass nur leichte Teilchen wie Protonen, Deuteronen und Tritonen nachgewiesen wurden.

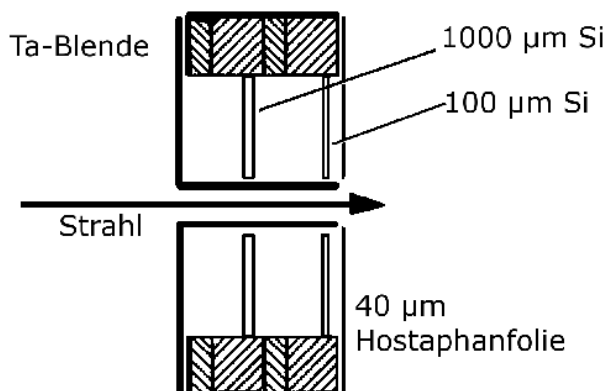


Abbildung 2.2:  $\Delta E$ -E-Teleskop aus Si-Zählern. Die Zähler sind durch eine Tantalblende vor direktem Strahlbeschuß geschützt. Schwere Ionen aus der Spaltung des Targets werden durch eine Kunststoffolie gestoppt, so dass nur leichte Teilchen mit  $Z=1$  nachgewiesen werden.

## 2.3 Elektronik

Für die beiden Si-Detektoren und die MINIBALL-Detektoren wurde unterschiedliche Elektronik verwendet. Die MINIBALL-Detektoren wurden mit digitaler Spektroskopieelektronik betrieben, während für die beiden Siliziumzähler ein eigener Zweig mit analoger Elektronik aufgebaut wurde. Die Abbildung 2.3 zeigt einen Schaltplan des verwendeten Aufbaus.

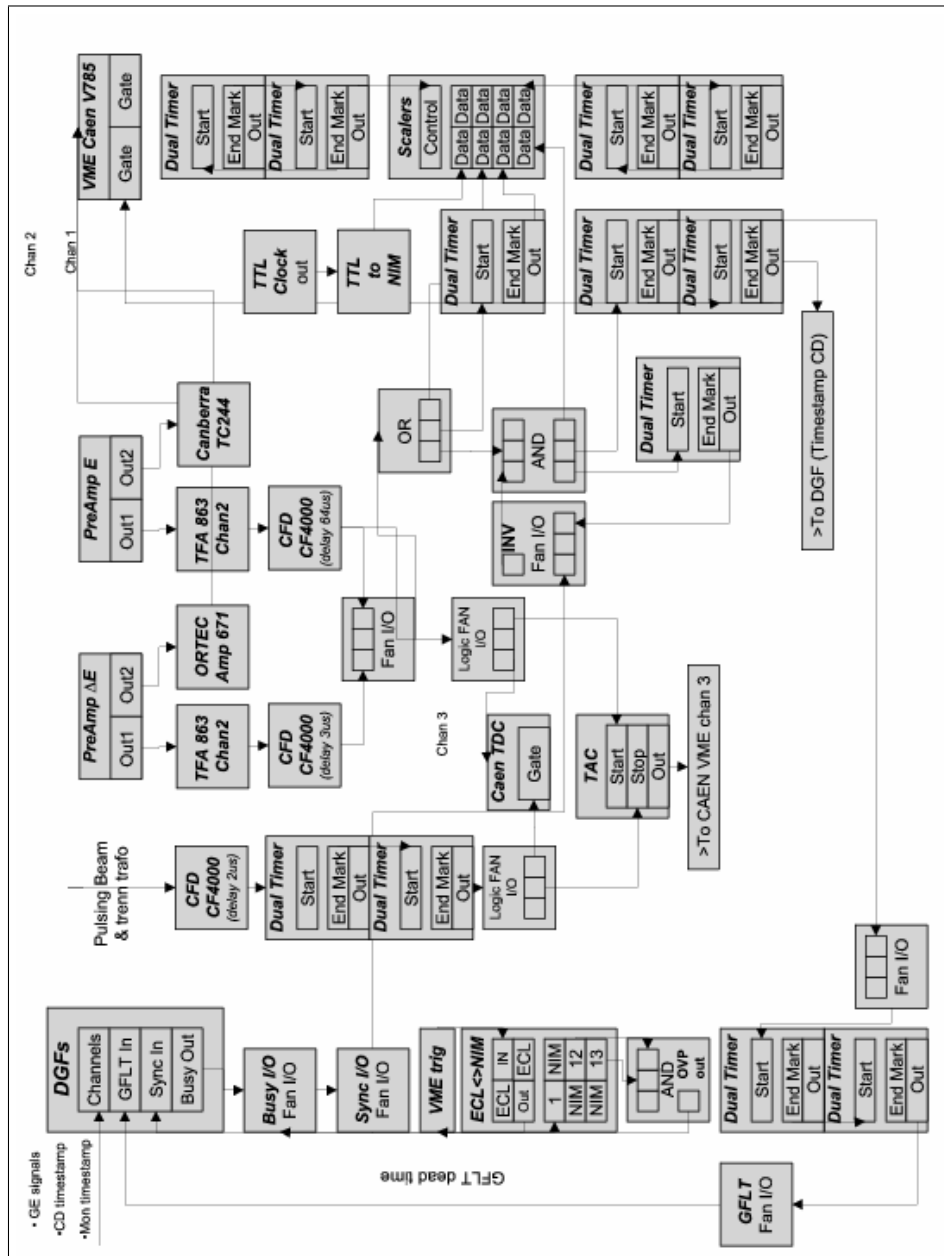


Abbildung 2.3: Schaltplan der verwendeten Elektronik [Bru04].

Für die MINIBALL-Detektoren werden DGF-4C Module der Firma XIA (*X-Ray Instrumentation Associates*) eingesetzt. Die Vorverstärkersignale aus den MINIBALL-Detektoren werden von diesen Modulen zunächst digitalisiert, und anschließend aus den digitalen Signalen die interessanten Informationen wie Energie und Zeit extrahiert. Die weitere Verarbeitung eines Signals wird dabei durch eine Kombination aus einem FPGA (*Field Programmable Gate Array*) und einem DSP (*Digital Signal Processor*) direkt im jeweiligen Modul durchgeführt. So ist es zum Beispiel möglich aus den digitalisierten Signalen mit Hilfe von Pulsformanalyse weitere Informationen zu gewinnen. Da die einzelnen Verarbeitungsschritte hintereinander geschaltet sind und unabhängig voneinander arbeiten (*Pipeline-Prinzip*), ist die effektive Totzeit dieser Module verhältnismäßig klein. Dies ermöglicht Zählraten von bis zu 20 kHz pro Detektor. Im Gegensatz dazu können mit analoger Elektronik nur maximal etwa 10 kHz verarbeitet werden.

Der in den DGFs eingesetzte ADC (*Analog Digital Converter*) sowie die gesamte nachgeschaltete Logik arbeitet mit einer Taktfrequenz von 40 MHz. In unserem Experiment waren die einzelnen DGFs über ein externes Zeitsignal (*common clock*) miteinander synchronisiert, so dass sie mit einem gemeinsamen Takt arbeiteten. Mit Hilfe dieses Zeitsignals ist es möglich jedem gemessenen Signal eine Zeitmarke zu geben. Aus dem 40 MHz Takt der DGF-Module ergibt sich eine Zeitinformation in 25 ns Schritten. Eine genauere Zeitinformation kann mit Hilfe von Pulsformanalyse-Methoden gewonnen werden (siehe Abschnitt 3.6.2). Abschließend werden die so gewonnenen Daten in Zwischenspeicher geschrieben und im nächsten Auslesezyklus vom Datenaufnahmesystem über den *Camac-Bus* ausgelesen.

Um auch für die Teilchensignale, die mit analoger Elektronik ausgelesen wurden, eine Zeitmarke zu erhalten, die mit den Zeiten der MINIBALL-Daten synchronisiert ist, wurde von dem Teilchensignalen ein logisches Signal abgeleitet, welches in einem zusätzlichen DGF-Modul verarbeitet wurde. Dieses DGF-Modul war so konfiguriert, dass es für jedes logische Signal eine Zeitmarke erzeugte. Diese Zeitmarken wurden dann in einem eigenen Zwischenspeicher abgespeichert. In der nachfolgenden Analyse der Daten muss man diese Zeitmarken und die entsprechenden Teilchensignale wieder zusammenführen.

Das logische Signal aus den Teilchenzählern wurde darüberhinaus als *Trigger* für die DGFs verwendet. Zunächst verarbeiten die DGF-Module alle Signale, deren Signalthöhe eine bestimmte Schwelle überschreitet. Aber nur wenn in einer nachfolgenden Stufe des Verarbeitungsprozess ein Triggersignal anliegt, werden die Daten weiter verarbeitet und schließlich gespeichert, ansonsten werden sie wieder verworfen. Das Teilchensignal als Triggersignal muss daher nicht gleichzeitig mit dem  $\gamma$ -Signal zusammen anliegen, sondern mit einer entsprechenden Verzögerung. Diese Verzögerung und die Länge des Triggersignals wurde so eingestellt, dass relativ zum Teilchensignal ein Zeitfenster von  $\pm 2 \mu\text{s}$  für den Nachweis von  $\gamma$ -Strahlung entstand. Die Rohdaten enthalten also zu jedem registrierten

Teilchen, die  $\gamma$ -Quanten von 10 Strahlpulsen. Ein entsprechendes Zeitspektrum, wie es aus den Rohdaten generiert werden kann, zeigt Abbildung 2.4. Die Strahlpulse mit einem Abstand von 400 ns sind deutlich zu erkennen.

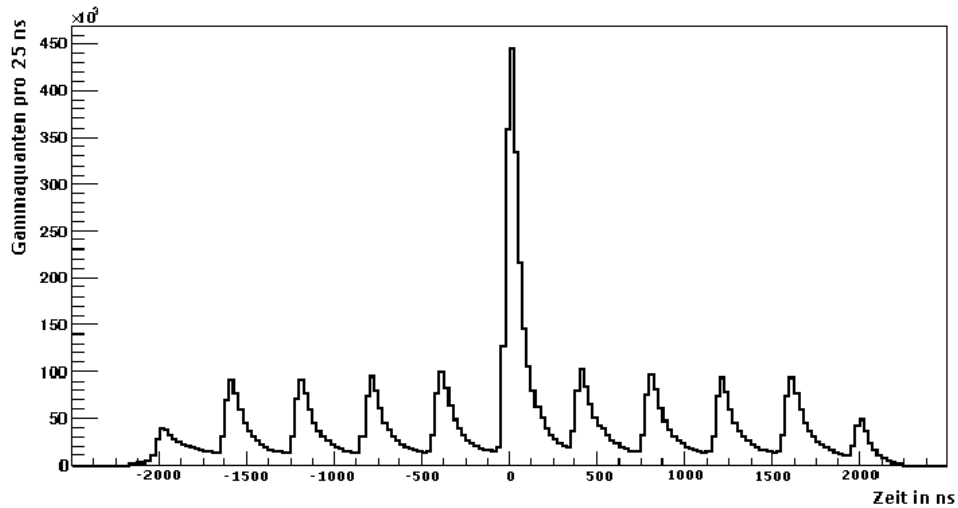


Abbildung 2.4: Aus den Rohdaten generiertes Zeitspektrum. Auf der X-Achse ist die Zeitdifferenz zwischen einem  $\gamma$ -Quant und einem Teilchensignal aufgetragen. Die Strahlpulse mit einem Abstand von 400 ns sind deutlich zu erkennen. Das elektronisch vorgegebene Zeitfenster umfasst 10 Strahlpulse, also  $4\mu\text{s}$ .

# Kapitel 3

## Aufbereitung der Rohdaten

### 3.1 Event Building

Für die Datenaufnahme wurde das Programmpaket  $\text{MAR}_a\text{B}\text{O}\text{U}$  (*MBS And Root based Online/Offline Utility*) eingesetzt [Lut][Roo].  $\text{MAR}_a\text{B}\text{O}\text{U}$  wurde speziell dafür entwickelt, Daten verschiedenen Detektorsystemen mit unterschiedlicher Elektronik und unterschiedlichen Datenbussen zu verarbeiten (*MBS - Multi Branch System*) [MBS]. Die Daten jedes einzelnen Detektionskanals werden bei diesem System zunächst jeweils in Zwischenspeichern (*Puffern*) abgelegt. Sobald der erste dieser Puffer voll ist, wird ein Auslesezyklus gestartet. Die Puffer werden dann alle nacheinander ausgelesen und in einem speziellen *Listmode*-Format auf Festplatte abgespeichert. Während der 14-tägigen Strahlzeit des Experiments wurden insgesamt 400 Gb solcher Listmode-Daten aufgenommen, etwa 2 Gb pro Stunde.

Zur weiteren Verarbeitung dieser sehr großen Rohdatenmenge kommt zunächst wieder  $\text{MAR}_a\text{B}\text{O}\text{U}$  zum Einsatz. Der erste Schritt in der Aufbereitung der Rohdaten ist dabei das sogenannte *Event Building*, hierbei werden die Daten, die in den Listmode-Dateien Puffer für Puffer abgespeichert sind, mit Hilfe der Zeitmarken zu „echten physikalischen“ Ereignissen sortiert (siehe Abbildung 3.1). Ein solches „physikalisches“ Ereignis umfaßt die Daten aller Detektoren, die innerhalb eines bestimmten Zeitfensters „gleichzeitig“ registriert wurden, also alle  $\gamma$ -Energien, Teilchenenergien und Zeitinformationen. Das Zeitfenster ist mit 1000 ns so gewählt, dass ein Ereignis die Daten von drei Strahlpulsen umfaßt. Dadurch ist es möglich in der Analyse zum Vergleich auch die zufälligen Koinzidenzen in den Spektren von vor oder nach dem Hauptstrahlpuls zu untersuchen, um so mögliche Untergrundanteile identifizieren zu können.

Da das durch die elektronische Triggerlogik gegebene Fenster deutlich größer war, entstehen beim Event Building auch Ereignisse, die nur  $\gamma$ -Strahlung und kein Teilchen enthalten. Solche Ereignisse sind für die weitere Analyse nicht von Interesse und wurden daher verworfen. Nach dem Event Building erhält man

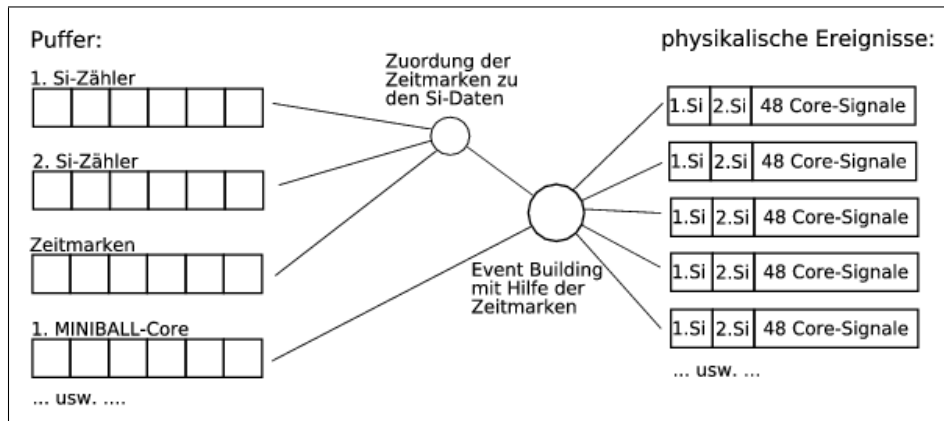


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Event Buildings. Die Daten, die zunächst für die einzelnen Detektorkanäle einzeln in Puffern abgespeichert sind, werden mit Hilfe der Zeitmarken zu physikalischen Ereignissen zusammensortiert. Ein physikalisches Ereignis umfaßt dabei die Daten aus allen Detektorkanälen, die zeitgleich aufgenommen wurden.

somit nur Ereignisse, die mit einem Teilchen korreliert sind. In Abbildung 3.2 sieht man die Zeitstruktur dieser Ereignisse. Auf der Zeitachse wird hierbei die Zeitdifferenz zwischen einem  $\gamma$ -Signal und dem Teilchen aufgetragen. Nach dem Event Building enthält jedes Ereignis nur noch Signale aus einem Zeitfenster von  $\pm 500$  ns relativ zur Zeit des Teilchens, daher treten keine größeren Zeitdifferenzen mehr auf. Insgesamt stehen nach diesem Schritt  $4,6 \cdot 10^8$  physikalische Ereignisse für die weitere Analyse zur Verfügung.

### 3.1.1 Teilchenzeitmarke

Für das Event Building ist es zwingend nötig, dass für jedes Signal eine Zeitmarke existiert. Während die  $\gamma$ -Signale von der digitalen Elektronik automatisch eine Zeitmarke bekommen, ist für die mit der analogen Elektronik aufgenommenen Teilchensignale keine solche Zeitmarke vorhanden. Daher wurde mit einem speziell eingestellten DGF-Modul eine Zeitmarke für die analogen Teilchensignale generiert (siehe auch Abschnitt 2.3). Da es sich bei diesem Modul für die Zeitmarken um einen eigenständigen Zweig der Elektronik handelte, wurden diese in einem eigenen Puffer getrennt von den Teilchensignalen abgespeichert. Vor dem Event Building müssen nun zuerst diese Zeitmarken den Teilchensignalen zugeordnet werden. Die Zuordnung basiert dabei auf der Annahme, dass zu jedem Teilchensignal eine Zeitmarke generiert wurde und dass die Reihenfolge der Zeitmarken im Zeitmarkenpuffer mit der Reihenfolge der Teilchensignale übereinstimmt.

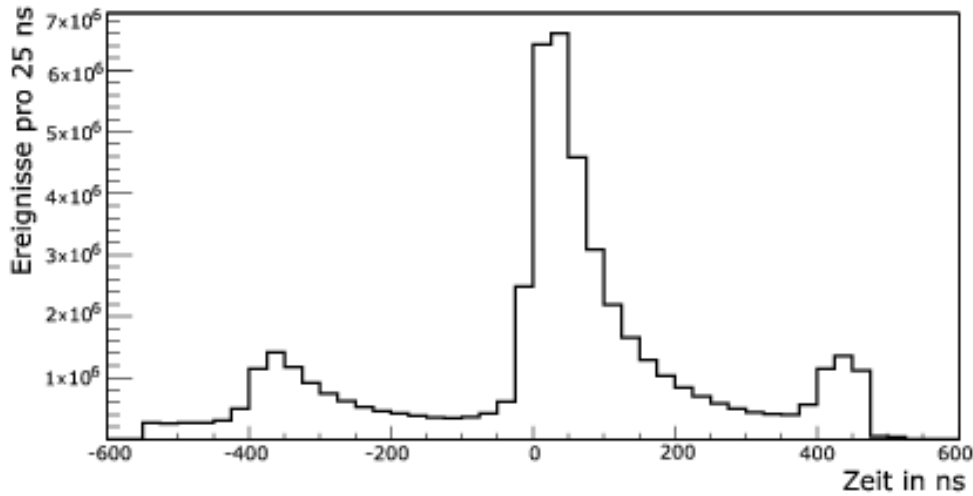


Abbildung 3.2: Zeitstruktur der Daten nach dem Event Building. Aufgetragen ist die Zeitdifferenz zwischen den  $\gamma$ -Signalen und dem in dem physikalischen Ereignis korrelierten Teilchen. Man erkennt auch hier deutlich die Strahlpulse mit einem Abstand von 400 ns.

Die Analyse der Rohdaten ergab jedoch, dass relativ häufig der Fall auftritt, dass zwar ein Eintrag im Zeitmarkenpuffer vorhanden ist, dieser aber keine gültige Zeitmarke enthält. Es stellt sich die Frage, wie in solchen Fällen verfahren werden soll. Eine Möglichkeit wäre, solche Puffer ab dieser Fehlstelle komplett zu verwerfen. Dieses Vorgehen würde aber dazu führen, dass über 50% der Teilchensignale verworfen werden müssen. In einem Experiment, für das eine möglichst große Statistik zum Nachweise kleinster Wirkungsquerschnitte absolut entscheidend ist, ist dies kaum praktikabel. Es fragt sich also, wie ein möglichst großer Teil der Daten doch noch verwertet werden könnte. Es gibt zwei Möglichkeiten, wie man verfahren könnte:

- **Annahme 1:** Die „leeren“ Einträge im Zeitmarkenpuffer entsprechen gültigen Teilchensignalen, bei denen die Zeitmarke nicht richtig abgespeichert wurde. Dann bleibt keine andere Möglichkeit als die entsprechenden Teilchendaten zu verwerfen. Alle folgenden Daten und Zeitmarken verwirft man nicht, sondern sortiert sie wieder der Reihenfolge nach zusammen.
- **Annahme 2:** Die „leeren“ Einträge entsprechen keinen Teilchensignalen, sondern sind durch einen anderen Fehler der Elektronik hervorgerufen worden. Man ignoriert also diese Einträge und sortiert nur die vorhandenen Einträge aufgrund ihrer Reihenfolge zu den Teilchensignalen.

Die Abbildung 3.3 verdeutlicht die zwei möglichen Vorgehensweisen.

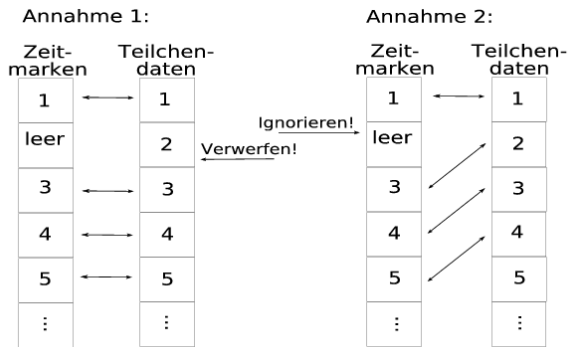


Abbildung 3.3: Verdeutlichung der Zuordnung der Zeitmarken zu den Teilchensignalen unter Annahme 1, dass der leere Eintrag im Zeitmarkenpuffer zu einem echten Teilchen gehörte oder unter Annahme 2, dass er ignoriert werden kann.

Aus der Messung stehen zum Teil für die Teilchensignale zusätzlich zu den mit analoger Elektronik aufgenommenen Daten auch äquivalente Daten zur Verfügung, die mit einem DGF-Modul aufgenommen wurden. Diese digitalen Daten enthalten damit Zeitmarken, die direkt von der digitalen Elektronik mit der Energie zusammen abgespeichert worden sind. Mit Hilfe dieser zusätzlichen Informationen ist eine Klärung des Problems möglich. Für die Zuordnung nach Annahme 1 bzw. Annahme 2 ist in der Abbildung 3.4 die im DGF nachgewiesene Teilchenenergie gegen die im analogen Zweig nachgewiesene Energie aufgetragen. Bei der Zuordnung nach der ersten Annahme erhält man sehr viel häufiger un-

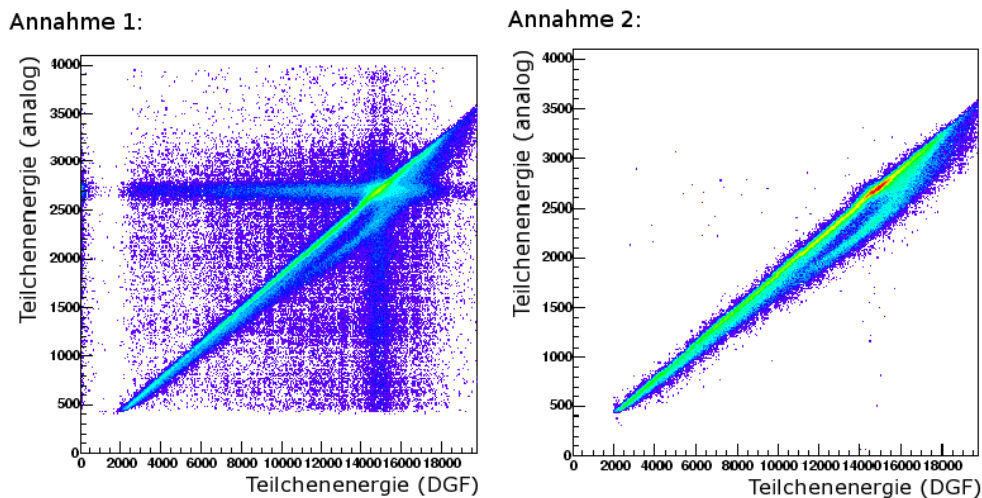


Abbildung 3.4: Vergleich der mit analoger und digitaler Elektronik aufgenommenen Teilchenenergien innerhalb eines physikalischen Ereignisses. Links mit der Zeitmarkenzuordnung nach Annahme 1 und rechts nach Annahme 2.

korrelierte Teilchenenergien aus den zwei verschiedenen elektronischen Zweigen, obwohl es sich um das selbe Teilchen handeln sollte. Im Gegensatz dazu liefert die Zuordnung nach der zweiten Methode eine eindeutige, fehlerfreie Korrelation.



## 3.2 Teilchenidentifikation

Neben der zur Population des  $^{236}\text{U}$  führenden (d,p) Reaktion, werden auch noch andere von den Projektilen ausgelöste Reaktionen erwartet, wie zum Beispiel (d,t)-, (d,d')-, (d,pf)- und (d,pn)-Reaktionen und elastische Streuung. Der nächste Schritt in der Aufbereitung der Rohdaten besteht daher darin die nachgewiesenen Teilchen zu identifizieren, um die weitere Analyse auf den interessanten Reaktionskanal beschränken zu können.

Zu diesem Zweck dienen die zwei Si-Zähler, die in der Targetkammer unter Rückwärtswinkeln eingebaut waren. Diese zwei Zähler werden als  $\Delta E$ -E-Teleskop eingesetzt (Abbildung 2.2). Der erste Zähler ist  $100\ \mu\text{m}$  dünn. Mit ihm wird der Energieverlust eines Teilchens beim Durchflug gemessen, während im zweiten  $1000\ \mu\text{m}$  dicken Zähler, das Teilchen vollständig abgebremst und seine Restenergie gemessen wird. Der Energieverlust eines Teilchens ist nach der Bethe-Bloch-Formel sowohl von Ladung und Masse als auch von der Energie des Teilchens abhängig.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} N Z \left[ \ln\left(\frac{2m_0 v^2}{I}\right) - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

In dieser Formel bedeutet  $v$  und  $ze$  die Geschwindigkeit und die Ladung des einfallenden Teilchens,  $N$ ,  $Z$  und  $I$  sind die Teilchendichte, die Ladungszahl und das mittlere Ionisationspotential der Atome des Absorbermaterials,  $m_0$  ist die Ruhemasse des Elektrons,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $e$  die Elementarladung [Kno00].

Trägt man in einem zweidimensionalen Histogramm den Energieverlust im dünnen Zähler gegen die Restenergie auf, die im dicken Zähler deponiert wurde, so kann man verschiedene Teilchensorten aufgrund ihrer unterschiedlichen Ladung oder Masse von einander trennen. Eine solche Auftragung unserer Messdaten ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

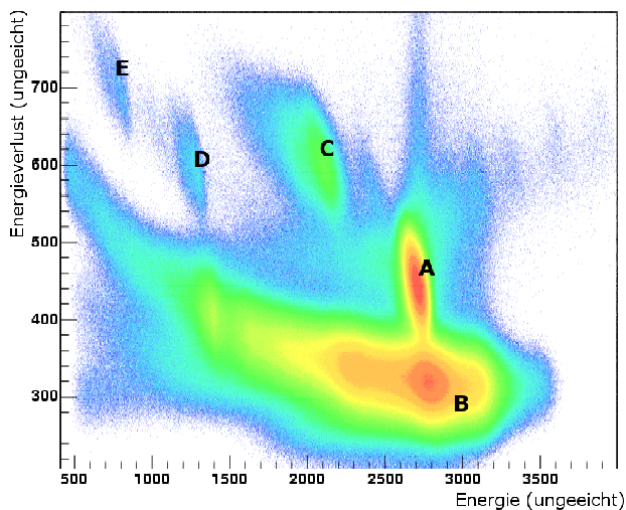


Abbildung 3.5: Aufgetragen ist der Energieverlust im dünnen Zähler gegen die Restenergie. Es sind deutlich verschiedenen Anhäufungen zu erkennen, die zu verschiedenen Teilchensorten gehören. A: elastisch gestreute Deuteronen am Target, B: Protonen, C: Tritonen, D und E: elastisch gestreute Deuteronen an leichteren Teilchen ( $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$ )

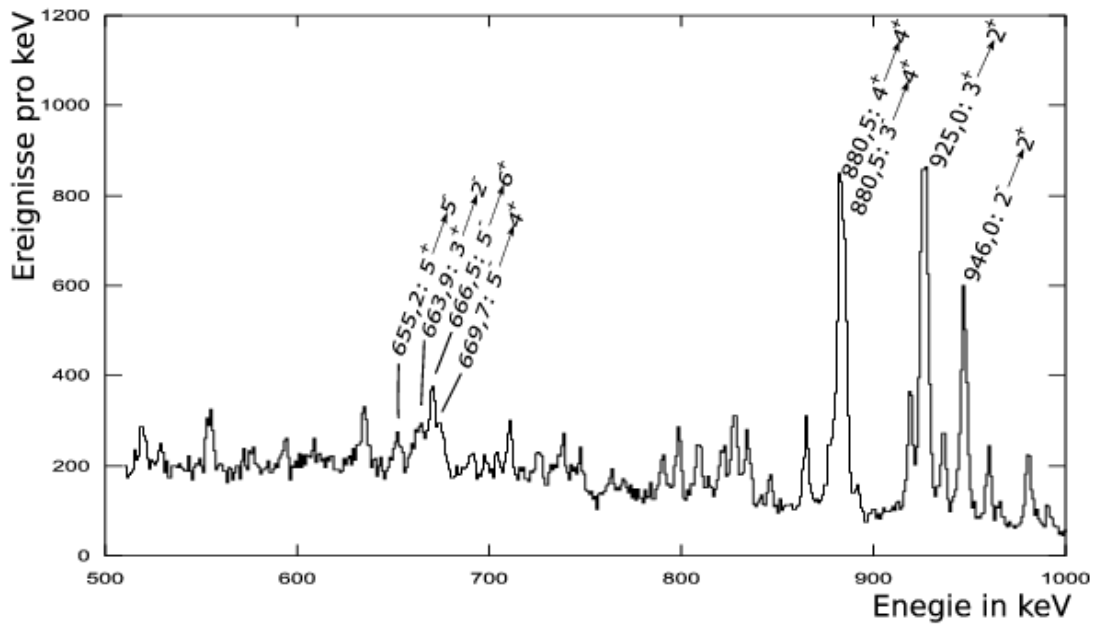


Abbildung 3.6:  $\gamma$ -Spektrum, das zur Struktur C im  $\Delta E$ - $E$ -Diagramm gehört. Anhand der bekannten starken  $\gamma$ -Übergänge  $^{234}\text{U}$  kann das Spektrum der Reaktion  $^{235}\text{U}(d,t)^{234}\text{U}$  zugeordnet werden.

In der schützenden Folie vor den Si-Zählern werden geladene Teilchen mit  $Z > 1$  abgestoppt (siehe auch Abschnitt 2.2). Die Strukturen im  $\Delta E$ - $E$ -Histogramm 3.5 stammen also von Tritonen, Deuteronen und Protonen. Die ausgeprägte Häufung A stammt dabei von elastisch am Target gestreuten Deuteronen. Die Struktur C oberhalb der Deuteronen lässt sich anhand des dazugehörigen  $\gamma$ -Spektrums (Abbildung 3.6) den Tritonen aus der Reaktion  $^{235}\text{U}(d,t)^{234}\text{U}$  zuordnen. Die langgezogene Struktur B unterhalb der elastisch gestreuten Deuteronen stammt von Protonen aus der uns interessierenden Reaktion  $^{235}\text{U}(d,p)^{236}\text{U}$ . Bei der weiteren Analyse wurde ein entsprechendes zweidimensionales Fenster in diesem Diagramm zur Identifikation der interessanten Ereignisse verwendet. Die  $\gamma$ -Spektren zu den deutlich schwächeren Strukturen D und E zeigen keine charakteristischen Linien, es handelt sich hierbei also auch um elastische Streuungen, bei denen es nicht zu Kernanregungen gekommen ist. Kinematische Rechnungen unter Berücksichtigung der verschiedenen Energieverluste in den einzelnen Schichten des Zählers zeigen, dass es sich hierbei um elastische Streuungen an  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$  handelt.

### 3.3 Eichung des $\Delta E$ -E-Teleskops

Da die Kunststoffolie vor den Si-Zählern Teilchen mit  $Z > 1$  abbremst, war es nicht möglich die Zähler mit einer  $\alpha$ -Quelle zu eichen. Trotzdem ist eine Energieeichung des Teleskops wünschenswert, da aus der Energie der Protonen die Anregungsenergie des in der Reaktion entstandenen  $^{236}\text{U}$ -Kerns bestimmt werden kann. Die Anregungsenergie des Isomers im II. Minimum beträgt 2,8 MeV und die Höhe der Potentialbarriere 5,6 MeV, Anregungsenergien oberhalb von 5,6 MeV werden also in erster Linie zu Spaltung des Kerns führen. Aus dieser oberen Grenze für die Anregungsenergie  $E^*$  ergibt sich umgekehrt eine untere Grenze für die Energie der Protonen. Es gilt:

$$E^* = E_b + Q - E_p - E_R$$

wobei  $E_b = 11$  MeV die Strahlenergie,  $E_p$  die Energie des Protons,  $E_R$  die relativ kleine Rückstoßenergie des Kerns und  $Q = 4,32$  MeV der  $Q$ -Wert der Reaktion ist. Da es sich um eine einfache direkte Reaktion handelt, kann die Kinematik analog zur klassischen inelastischen Streuung berechnet werden. Für den interessanten Anregungsbereich von 2,8 MeV bis 5,6 MeV ergeben sich Protonenenergien von 9,5 MeV bis 12,2 MeV. Mit dem Programm *vtl* (*virtual target lab* [vtl]) wurden die Energieverluste in den einzelnen Schichten des Detektors berechnet. Da die Energie aufgrund des großen Öffnungswinkels des Teleskops und der Energieverschmierung im Target und in der Kunststoffolie vor den Zählern ohnehin nicht mit hoher Genauigkeit bestimmt werden kann, ist eine grobe Eichung ausreichend. Der große Öffnungswinkel wurde gewählt, um einen möglichst großen Raumwinkel für den Nachweis der leichten Reaktionsprodukte abzudecken. In erster Linie war der Zweck des Teleskops nicht die möglichst präzise Energiebestimmung der Teilchen, sondern ihre Identifikation und damit die Unterscheidung der verschiedenen Reaktionskanäle.

Als sicherer Eichpunkt kommt zuerst einmal nur die Position der elastisch gestreuten Deuteronen in Frage, diese haben bei einem mittleren Streuwinkel von  $153,5^\circ$  eine Energie von 10,65 MeV. Berechnungen mit *vtl* ergeben dann, dass im zweiten Si-Zähler eine Energie von 8,66 MeV deponiert werden sollte. Nimmt man als zweiten Eichpunkt die Null, stellt man fest, dass die Positionen der Strukturen D und E gut mit den erwarteten Energien für die elastische Streuung der Strahldeuteronen an  $^{16}\text{O}$  und  $^{12}\text{C}$  übereinstimmen. Es ist daher gerechtfertigt, diese zwei Punkte als weitere Eichpunkte anzunehmen. Insgesamt ergeben sich für den dicken Si-Zähler also drei Eichpunkte:

	Reaktion	E nach Streuung	$\Delta E$ [MeV]	E[MeV]	$\Delta E$ [Kanal]	E[Kanal]
1	$^{235}\text{U}(\text{d},\text{d})$	10,651	1,616	8,664	438	2700
2	$^{16}\text{O}(\text{d},\text{d})$	6,832	2,533	3,768	606	1243
3	$^{12}\text{C}(\text{d},\text{d})$	5,813	3,179	2,029	723	727

Hiermit ergeben sich die folgenden Parameter für eine lineare Eichung:

$$E[\text{MeV}] = a[\text{MeV/Kanalnummer}] \cdot \text{Kanal} + b[\text{MeV}]$$

$$a = (0,00336 \pm 0,00001) \text{ MeV/Kanalnummer}$$

$$b = (-0,414 \pm 0,002) \text{ MeV}$$

Für die Eichung des dünnen  $\Delta E$ -Zählers kann außerdem noch der Punkt aus der breiten Protonenstruktur hinzugenommen werden, der derselben Energie entspricht, wie sie die elastisch am Uran gestreuten Deuteronen besitzen. Mit dieser bekannten Energie wird der erwartete Energieverlust für die Protonen berechnet.

	Reaktion	E nach Streuung	$\Delta E$ [MeV]	E[MeV]	$\Delta E$ [Kanal]	E[Kanal]
4	$^{235}\text{U}(d,p)$	9,879	0,991	8,664	325	2700

Damit ergeben sich für den dünnen Zähler folgende Parameter für eine lineare Eichung:

$$E[\text{MeV}] = a \cdot \text{Kanal} + b$$

$$a = (0,00549 \pm 0,00001) \text{ MeV/Kanalnummer}$$

$$b = (-0,792 \pm 0,005) \text{ MeV}$$

Zur Kontrolle dieser Eichung sind in der Abbildung 3.7 außer den Eichpunkten eine Reihe berechneter Punkte für verschiedene Protonenenergien eingezeichnet. Der Verlauf dieser berechneten Kurve stimmt sehr gut mit dem beobachteten Verlauf überein. Der für die Population des  $^{236}\text{U}$ -Kerns interessante Bereich liegt

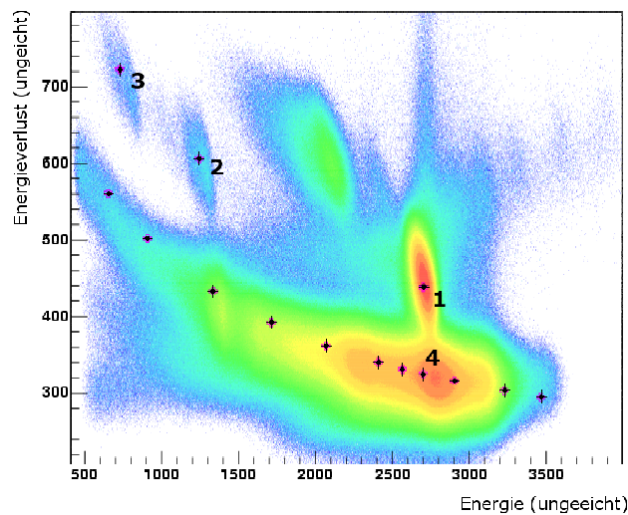


Abbildung 3.7: Eichpunkte 1 bis 4 im  $\Delta E$ -E-Diagramm. Außerdem ist eine Reihe berechneter Punkte für verschiedene Protonenenergien eingezeichnet, die zur Kontrolle der Eichung dienen.

im Intervall zwischen Kanal 2560 und Kanal 3600, kleinere Protonenenergien entsprechen höheren Anregungen, und damit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit

für Spaltung in der Reaktion  $^{235}\text{U}(\text{d},\text{p}\text{f})$ . Die maximale Protonenenergie, die im Teleskop nachgewiesen werden kann, beträgt 13 MeV, was einer Anregungsenergie von 2,2 MeV entspricht. Der Zähler deckt also den interessanten Energiebereich von 2,8 MeV bis 5,6 MeV ab.

### 3.4 Eichung der Germaniumdetektoren

Zur Eichung der 24 MINIBALL-Detektoren wurden die bekannten Linien einer  $^{60}\text{Co}$ - und einer  $^{152}\text{Eu}$ -Eichquelle verwendet. Es wurden am Anfang sowie am Ende der zweiwöchigen Messzeit entsprechende Eichspektren aufgenommen. Es gibt keinen Hinweis, dass sich die Eichung während der Messzeit signifikant verändert hätte. Abbildung 3.8 zeigt ein typisches Eichspektrum vom  $^{152}\text{Eu}$  für den Core eines MINIBALL-Detektors.

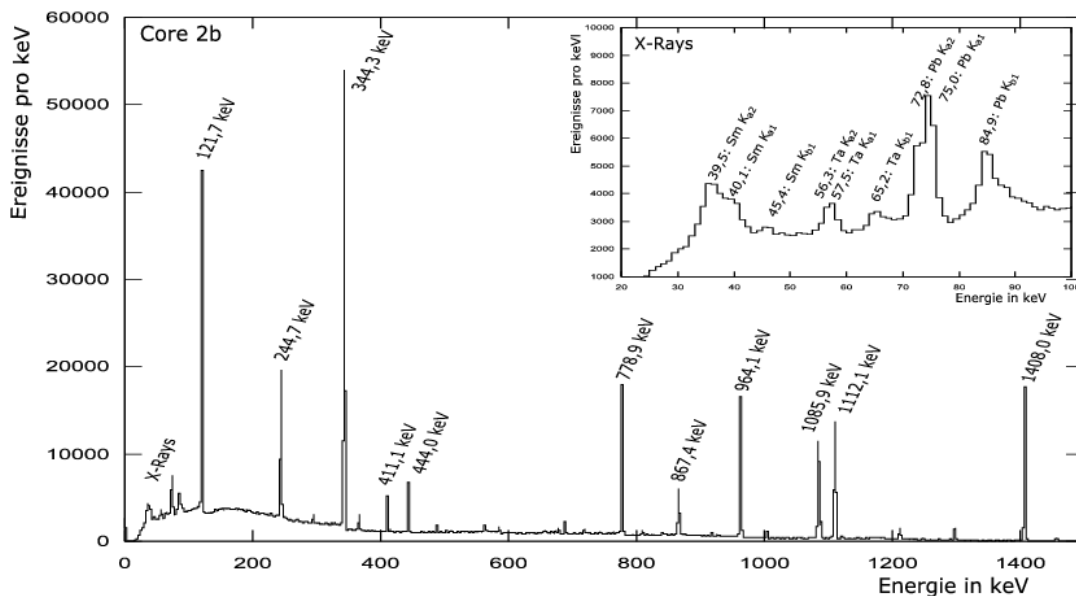


Abbildung 3.8:  $^{152}\text{Eu}$ -Eichspektrum für den Core 2b aus der dreistündigen Eichmessung direkt nach der Strahlungsmessung. Im kleinen Spektrum rechts oben ist der niederenergetische Bereich des Spektrums mit den Röntgenlinien vergrößert dargestellt. Man findet Röntgenlinien von Sm, Ta und Pb.

Außer den Linien aus dem Zerfall des  $^{152}\text{Eu}$  erkennt man Röntgenlinien aus Sm, Ta und Pb. Die Röntgenstrahlung von Sm stammt aus der Eichquelle, die anderen Linien stammen aus den Materialien des experimentellen Aufbaus. Da die Zählrate während der Messung in einigen Detektoren sehr hoch war, wurden vor diesen Zählern dünne Bleibleche zur Abschirmung von niederenergetischen

$\gamma$ -Quanten angebracht und so die Zählrate reduziert. In den Eichspektren dieser Detektoren, die nach der Messung aufgenommen wurden, sind die Röntgenlinien von Sm und Ta sowie die niedrigste der Linien aus dem  $^{125}\text{Eu}$  daher stark unterdrückt. Hier beobachtet man stattdessen verstärkt Röntgenlinien von Pb, die aus der Abschirmung stammen (siehe Abbildung 3.9). Die Linienbreite

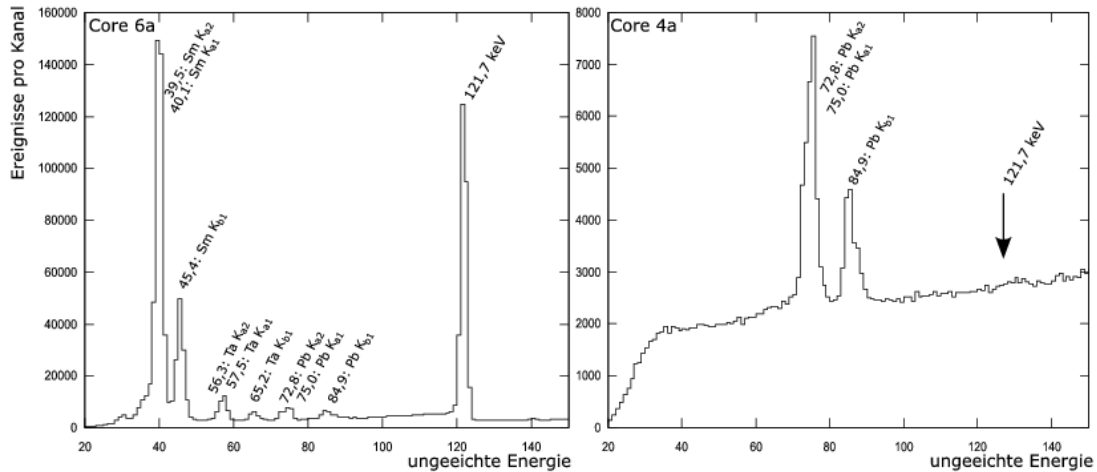


Abbildung 3.9: Links ein Ausschnitt aus dem Eichspektrum von Core 6a und rechts der gleiche Ausschnitt aus dem Eichspektrum zu Core 4a. Im Detektor 6a sind die Röntgenlinien sehr intensiv. Der Detektor 4a wurde mit Blei abgeschirmt, hier sieht man dominant die Röntgenlinien aus der Bleiabschirmung, während andere niederenergetischen Linien, wie die 121,7 keV Linie aus der Eichquelle, unterdrückt sind.

im Summenspektrum aus allen Cores beträgt 2,3 keV bei einer Energie von 688,7 keV, das entspricht einer relativen Auflösung von 0,33 %. Bei einer Energie von 1299,1 keV beträgt die Linienbreite 3 keV und damit die relative Auflösung 0,23 %.

### 3.5 Ansprechvermögen und Energieauflösung

HPGe-Detektoren stellen für  $\gamma$ -Strahlung die beste Kombination von Nachweiswahrscheinlichkeit und Energieauflösung dar. NaI-Detektoren, wie sie im Kristallkugelspektrometer eingesetzt wurden, haben zwar eine deutlich höhere Nachweiswahrscheinlichkeit, aber auch eine viel geringere Energieauflösung. Ein einzelner MINIBALL-Detektor hat ein relatives Ansprechvermögen von 55-60 % relativ zu einem 3"×3" NaI-Detektor. Für das ganze Spektrometer wurde ein Ansprechvermögen für die Gesamtenergie eines  $\gamma$ -Quants im *Full-Energy-Peak* von 8 % bei einer  $\gamma$ -Energie von  $E_\gamma=1,3$  MeV bestimmt [Wei03]. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem relativen Ansprechvermögen der weltweit besten HPGe-Spektrometer GAMMASPHERE und EUROBALL von 9 %.

### 3.5.1 Addback

Aufgrund von Compton-Streuung bei der Wechselwirkung von  $\gamma$ -Quanten im Detektor wird relativ häufig nicht die gesamte Energie eines  $\gamma$ -Quants registriert, sondern nur ein Teil. Dies führt zum sogenannten Compton-Kontinuum in  $\gamma$ -Spektren. Solche unvollständig nachgewiesenen  $\gamma$ -Quanten tragen also nur zum Untergrund bei und sind für die eigentliche Messung verloren. Da die MINIBALL-Detektoren innerhalb eines Clusters sehr dicht zueinander angeordnet sind, wird jedoch ein nicht unerheblicher Teil der in einem Detektor gestreuten  $\gamma$ -Quanten in einem benachbarten Detektor nachgewiesen. Diese  $\gamma$ -Quanten haben aufgrund der Compton-Streuung nicht mehr ihre ursprüngliche Energie und tragen daher auch in dem benachbarten Detektor zum Compton-Kontinuum bei.

Mit dem sogenannten *Addback*-Verfahren wird versucht, die Gesamtenergie dieser gestreuten  $\gamma$ -Quanten zu rekonstruieren. Bei der Analyse der Daten werden alle Energien, die gleichzeitig in den einzelnen Detektoren eines Clusters nachgewiesen wurden, addiert und als ein  $\gamma$ -Quant gezählt. Dadurch verringert sich der Compton-Untergrund und gleichzeitig erhöht sich auch die Nachweiswahrscheinlichkeit im *Full-Energy-Peak* des Detektorsystems. Abbildung 3.10 zeigt einen Vergleich des Spektrum nach dem Addback-Verfahren mit dem ursprünglichen Spektrum.

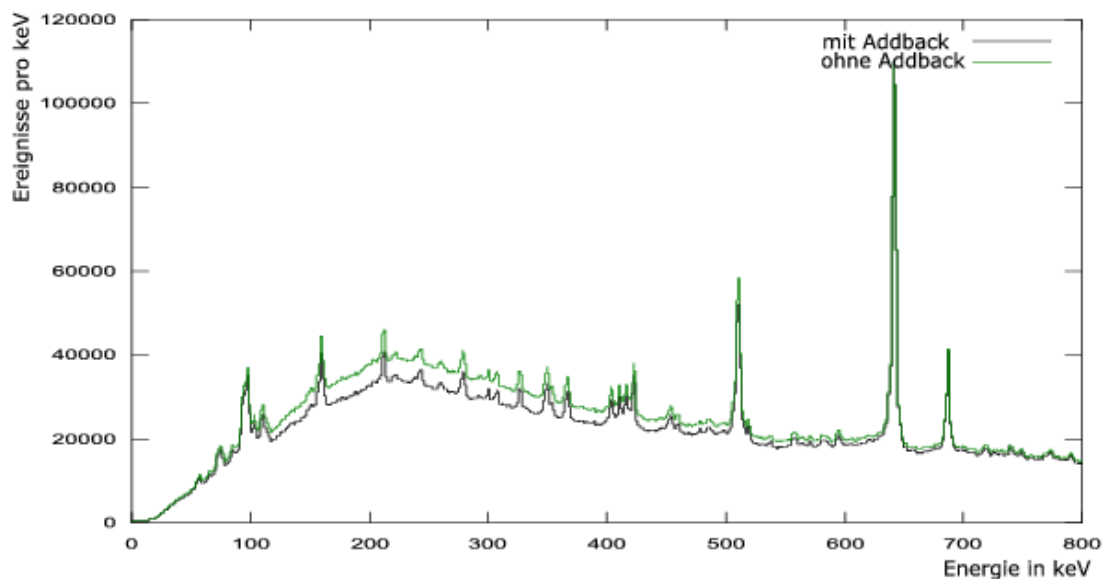


Abbildung 3.10: Vergleich des Spektrums nach dem Addback-Verfahren mit dem ursprüngliche Spektrum. Durch das Addback-Verfahren wird der Untergrund aus Compton-Streuung bei niedrigen Energien reduziert.

Allerdings kann es außer zur Streuung zwischen den Detektoren innerhalb eines Clusters auch zur Streuung zwischen den verschiedenen Clustern kommen.

Diese Streuung wird aber von dem hier vorgestellten Verfahren nicht berücksichtigt. Limitiert ist das Addback-Verfahren durch die mittlere  $\gamma$ -Multiplizität. Bei Experimenten mit hoher  $\gamma$ -Multiplizität steigt die Wahrscheinlichkeit zwei unabhängige  $\gamma$ -Quanten in benachbarten Detektoren nachzuweisen und falsch zu addieren.

### 3.5.2 Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens

Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Ge-Detektoren ist abhängig von der Energie der  $\gamma$ -Quanten. Sie hat ein Maximum bei einer Energie von etwa 300 keV und fällt dann schnell ab.

Sollen aus den gemessenen Spektren Intensitäten bestimmt werden, muss man dies berücksichtigen. Mit Hilfe der  $^{152}\text{Eu}$ -Eichspektren lässt sich die Energieabhängigkeit des Ansprechvermögens des Spektrometers bestimmen. Hierfür vergleicht man die aus dem Spektrum bestimmten Intensitäten mit den tabellierten Intensitäten der Eichlinien und fittet den Verlauf (Abbildung 3.11). Die Punkte wurden mit dem Programm *effit* aus dem *radware* Packet gefittet [Rad]. Die dabei

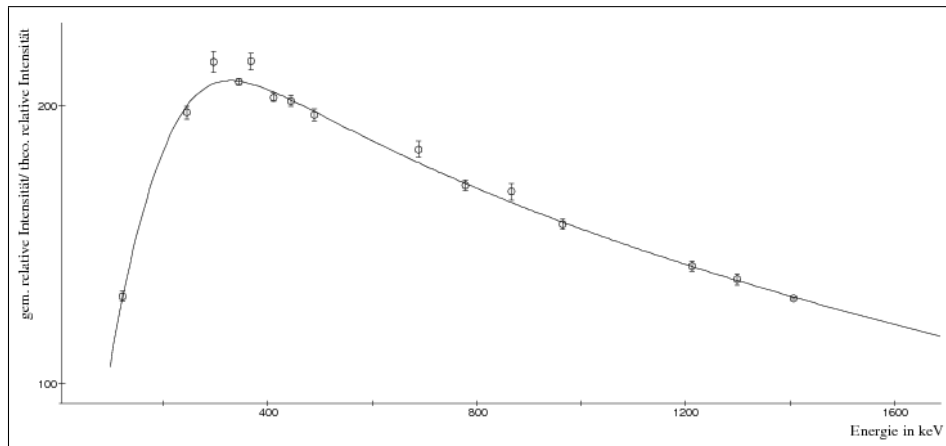


Abbildung 3.11: Bestimmung der Effizienzkorrektur. Aufgetragen ist der Quotient aus den mit den Germaniumdetektoren bestimmten relativen Intensitäten der Eichlinien (gem. relative Intensität) und den tabellierten Werten (theo. Intensität normiert auf die Intensität der Linie bei  $E_\gamma=1408$  keV).

verwendete Funktion hat die Form:

$$E(x, y) = \exp[(A + B \cdot x + C \cdot x^2)^{-G} + (D + E \cdot y + F \cdot y^2)^{-G}]^{-1/G}$$

mit  $x = \log(E_\gamma/100 \text{ keV})$  und  $y = \log(E_\gamma/1000 \text{ keV})$ .

Die mit *effit* bestimmten Parameter lauten:

$$\begin{aligned} A &= 4,67 & B &= 7,91 \\ C &= 0,0 & D &= 4,99 \\ E &= -4,73 & F &= -7,35 \\ G &= 2,79 \end{aligned}$$



Die auf diese Weise gewonnene Funktion wird zur energieabhängigen Korrektur der Intensitäten verwendet. Wenn auch absolute Intensitäten bestimmt werden sollen, muss man dabei noch die jeweilige Aktivität der Eichquelle berücksichtigen. Zur Bestimmung relativer Intensitäten reicht das hier beschriebene Vorgehen.

### 3.5.3 Energieauflösung

Die während der Strahlzeit erreichte Auflösung beträgt 0,6% bzw. 4,1 keV bei einer Energie von 687,5 keV. Dies ist schlechter als die Auflösung, die bei der Eichmessung erreicht wurde. Die Auflösung bei dieser Energie beträgt in der Eichmessung 0,33 %. Der Grund für die Verschlechterung liegt in der sehr hohen Zählrate von bis zu 20 kHz, die in einzelnen Detektoren des MINIBALL-Spektrometers erreicht wurden. Diese hohen Zählraten waren wegen des kleinen Wirkungsquerschnittes für die gesuchten Ereignisse nötig.

Mit herkömmlicher analoger Messelektronik für Ge-Detektoren können Zählrate von bis zu 10 kHz verarbeitet werden. Die digitale Elektronik ist hier im Vorteil, weil sie schon das Vorverstärkersignal digitalisiert und dadurch keine langen Integrationszeiten der nachfolgenden Elektronik zu berücksichtigen sind. Ein solches Vorverstärkersignal hat einen steilen Anstieg von 100-150 ns und dann einen exponentiellen Abfall. Die endliche Abfallszeit der Vorverstärkersignale kann bei hohen Zählraten dazu führen, dass ein neues Signal registriert wird, bevor das erste Signal komplett abgeklungen ist. Die dann für das folgende Signal ermittelte Signalthöhe ist in einem solchen Fall, um die „Resthöhe“ des vorherigen Signals zu hoch, dies wird *Pile-Up Effekt* genannt (siehe Abbildung 3.12).

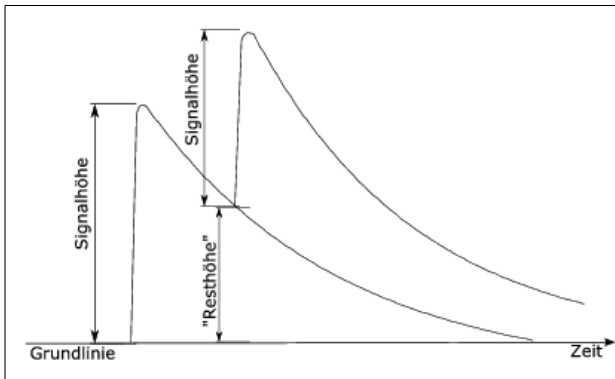


Abbildung 3.12: Vorverstärkersignale bei hoher Zählrate. Das nächste Signal kommt bevor das vorhergehende abgeklungen ist. Dadurch wird die Höhe des zweiten Signals verfälscht. Ist die Abfallszeit der Vorverstärkersignale bekannt, so kann die „Resthöhe“ berechnet und so die tatsächliche Signalthöhe des Vorverstärkersignals bestimmt werden.

Mit digitaler Elektronik ist es prinzipiell möglich, wenn die Abfallzeiten der Vorverstärker bekannt sind, diese „Resthöhe“ zu berechnen und damit die tatsächliche Höhe des zweiten Signals korrekt zu bestimmen. Dazu muss die Zeitkonstante  $\tau$  der Vorverstärker möglichst genau bekannt sein. Die in den MINIBALL-Detektoren verwendeten Vorverstärker haben eine Zeitkonstante von etwa  $50 \mu\text{s}$ , der tatsächliche Wert ist aber von Detektor zu Detektor verschieden und kann bis zu  $5 \mu\text{s}$  höher oder tiefer liegen.

Vor der Messung wurden daher diese Zeitkonstanten möglichst genau bestimmt und die jeweiligen DGFs entsprechend eingestellt. Eine kleine Abweichung der vom DGF verwendeten Zeitkonstante  $\tau$  von der tatsächlichen Zeitkonstante fällt bei niedrigen Zählraten kaum ins Gewicht. Bei hohen Zählraten aber, bei denen die Korrekturen öfter auftreten und höhere Werte annehmen, führt eine solche Abweichung zu größeren Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Signalhöhe und resultiert somit in einer niedrigeren Energieauflösung.

Ein zweiter Effekt, der hier eine Rolle spielt, ist eine Nichtlinearität der ADCs bei der Zuweisung zwischen gemessener Spannung und Kanalnummer. In einem solchen Fall hängt die Umrechnung von Spannung in Kanalnummer sehr empfindlich von der Höhe des jeweiligen Signals ab, d.h. je nachdem ob ein Signal von der Grundlinie aus gemessen wurde, oder auf dem abfallenden Teil eines vorherigen Signals und somit bei einer höheren Spannung, ergibt sich ein leicht anderes Ergebnis. Auch dieser Effekt fällt bei höheren Zählraten stärker ins Gewicht. Eine solche Nichtlinearität ist bei den in diesem Versuch genutzten DGF-Modulen der Revision D beobachtet worden [War05].

## 3.6 Zeitspektren

Zusätzlich zur Energie eines Signals ist für dieses Experiment die Zeitinformation wichtig, mit der bestimmt wird, wann ein  $\gamma$ -Signal im zeitlichen Abstand zu dem jeweiligen Teilchen nachgewiesen wurde. Mit dieser Information werden *prompte*  $\gamma$ -Zerfälle, die unmittelbar nach der Reaktion stattfinden und somit aus kurzlebigen Zuständen des Kerns stammen, von *verzögerten*  $\gamma$ -Zerfällen unterschieden. Der Zeitbereich nach der Reaktion und vor dem nächsten Strahlpuls wird für die Messung solcher Zerfälle von langlebigeren Zuständen mit Halbwertzeiten von 10 ns bis 1 ms genutzt.

Für die Bestimmung von Zeitinformationen standen für die mit digitaler Elektronik gemessenen  $\gamma$ -Signale zwei unterschiedliche Verfahren zur Verfügung. Zum einen wurden Zeitsignale mit einer groben Zeitstruktur von  $\Delta t=25$  ns mit Hilfe eines einfachen *Leading Edge* Verfahrens bestimmt, zum andern wurde in dieser Messung ergänzend zum ersten Mal eine Zeitbestimmung eingesetzt, die auf einem Pulsformanalyse-Algorithmus basiert. Mit diesem Verfahren lässt sich eine deutliche Verbesserung der Zeitmessung im Vergleich mit der Leading Edge Methode erreichen.

### 3.6.1 Leading Edge Timing

Die Zeitmarke, die die DGF-Elektronik zu jedem  $\gamma$ -Signal vergibt, wird mit einem einfachen Leading Edge Verfahren generiert. Diese Zeitmarke wurde auch für das *Event Building* (vgl. Abschnitt 3.1) verwendet. Durch die Taktrate der DGF-ADCs von 40 MHz ist die Zeitgranularität auf 25 ns begrenzt. In der

Abbildung 3.2, in der die Zeitdifferenz zwischen gemessenen  $\gamma$ -Quanten und dem korrelierten Teilchen aufgetragen ist, ist daher deutlich die 25 ns Struktur sichtbar.

Beim *Leading Edge* Verfahren wird die Zeit eines Signals durch den Zeitpunkt bestimmt, bei dem das Signal eine vorgegebene Triggerschwelle oberhalb des Untergrunds überschreitet. Aus Abbildung 3.13 ist ersichtlich, dass der Zeitpunkt, zu dem das Signale die Schwelle überschreitet, für eine niedrigere Energie später erreicht wird als für eine höhere, obwohl beide Signale zum selben Zeitpunkt begonnen haben. Die mit diesem Verfahren bestimmte Zeitinformation ist daher stark von der Energie abhängig. Trägt man nun die Zeit in Abhängigkeit von der  $\gamma$ -Energie auf, erhält man einen für einen solchen Algorithmus typischen Verlauf (Abbildung 3.15 links).

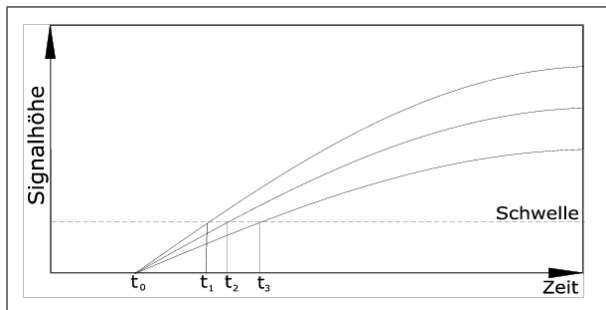


Abbildung 3.13: Wirkungsweise des *Leading-Edge-Algorithmus* zur Ermittlung der Signalzeit. Abhängig von der Signalthöhe ergeben sich unterschiedliche Zeiten  $t_1$ ,  $t_2$  und  $t_3$ , obwohl die tatsächliche Anfangszeit des Signals  $t_0$  für alle drei Signale gleich ist.

Der Peak in den Zeitspektren ist durch diesen Effekt auf eine Halbwertsbreite von 59 ns verbreitert. Das würde bedeuten, dass für die Abtrennung der *prompten*  $\gamma$ -Strahlung ein Fenster mit einer Breite von mindestens 118 ns gewählt werden müsste. Da die Halbwertszeit des gesuchten Isomers aber genau in diesem Bereich liegt, würde etwa die Hälfte der Intensität aus den isomeren Zerfällen schon innerhalb des *prompten* Zeitfensters nachgewiesen und für die Analyse der verzögerten  $\gamma$ -Quanten verloren gehen.

### 3.6.2 Pulsformanalyse

Mit Hilfe von Pulsformanalysemethoden wird versucht, sowohl eine genauere Zeiteinteilung zu gewinnen als auch die Energieabhängigkeit des *Leading Edge* Verfahrens auszugleichen. Dabei wird aus der Form des Vorverstärkersignals der Anfang des Signals berechnet. Diese Berechnungen wurden in diesem Experiment zum ersten Mal direkt (*online*) von dem DSP der DGF-Module in Echtzeit ausgeführt. Für jedes Energiesignal wurde ein Korrekturwert  $T_0$  für die Zeitmarke bestimmt, mit dem in der späteren Analyse die Zeitinformation verbessert werden kann. Die Berechnung dieses Korrekturwerts direkt durch die DGF-Elektronik bietet den Vorteil, dass nicht das ganze digitalisierte Vorverstärkersignal abgespeichert werden muss. Das Abspeichern der Vorverstärkersignale und die nachträg-

liche Berechnung der Zeitkorrektur (*offline*) wäre in diesem Experiment schon wegen der enormen Menge an Daten nicht möglich gewesen.

Der Assembler-Code für die DGF-Module, mit dem die Korrekturwerte online berechnet werden, wurde im Rahmen der MINIBALL-Kollaboration am MPI für Kernphysik in Heidelberg entwickelt [Lau03]. Es handelt sich bei dem gewählten Verfahren im Wesentlichen um eine lineare Interpolation. Ein digitalisiertes Vorverstärkersignal, eine sogenannte *Trace*, besteht aus einer Reihe von Zahlen, den sogenannten *Samples*. Alle 25 ns wird die jeweilige Höhe des Signals vom ADC bestimmt, und ein Sample generiert. Eine genauere Anfangszeit wird nun aus dem ersten und zweiten Sample nach Überschreiten der Schwelle bestimmt. Dazu wird auch der Wert der Grundlinie  $B$  benötigt, der das Nullniveau für die Signale angibt. Diese Grundlinie wird sehr genau aus den Samples vor dem Signal durch eine Mittelung bestimmt. Abbildung 3.14 stellt die Situation dar.  $M$  ist der Zeitpunkt der Überschreitung der Schwelle,  $x[M]$  ist der Werte des Samples zu diesem Zeitpunkt  $M$  und  $x[M+1]$  der Wert des nächsten Samples, das 25 ns später ermittelt wurde.  $B$  ist der Wert der Grundlinie. Aus der kleineren schematischen Zeichnung kann man entnehmen, wie der Korrekturwert  $T_0$  bestimmt wird:

$$\frac{y_2}{1} = \frac{y_1}{M - T_0} \Rightarrow T = M - \frac{y_1}{y_2} \Rightarrow T_0 = M - \frac{x[M] - B}{x[M+1] - x[M]}$$

Sowohl  $M$  wie auch  $T_0$  werden dabei relativ zum Anfang der Trace bestimmt, der wiederum in einer festen Korrelation zur Zeitmarke steht. Der so ermittelte Wert

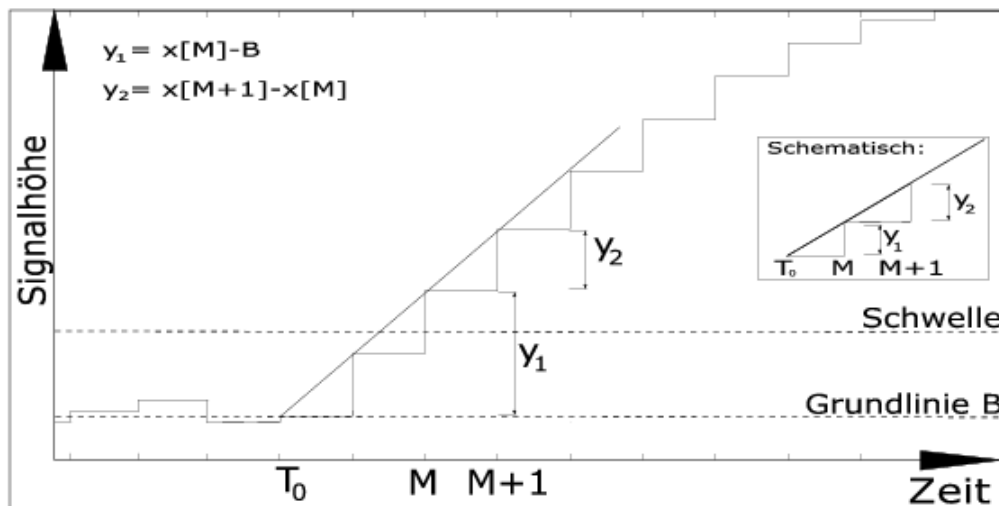


Abbildung 3.14: Der Anfang  $T_0$  des Signals wird durch eine lineare Interpolation aus dem digitalisierten Signal bestimmt.  $M$  ist der Zeitpunkt, zu dem die Schwelle überschritten wurde,  $x[M]$  ist der Wert des Samples an dieser Stelle und  $x[M+1]$  der Wert des nächsten Samples,  $B$  ist der Wert der Grundlinie.

$T_0$  wird dann als Ganzzahl mit 8 bit gespeichert, ist also ein Wert zwischen 0 und 255. Um daraus den Bruchteil der 25 ns Intervalle zu erhalten, um den die Zeitmarke zu korrigieren ist, muss dieses  $T_0$  noch durch 256 geteilt werden. Die korrigierte Zeit ergibt sich dann durch:

$$t = \text{Zeitmarke} + T_0/256$$

Dieses Verfahren kann nur für die Zeiten der  $\gamma$ -Energien eingesetzt werden. Bei den Teilchendaten ist die Energieabhängigkeit der Zeitmarke aber vernachlässigbar.

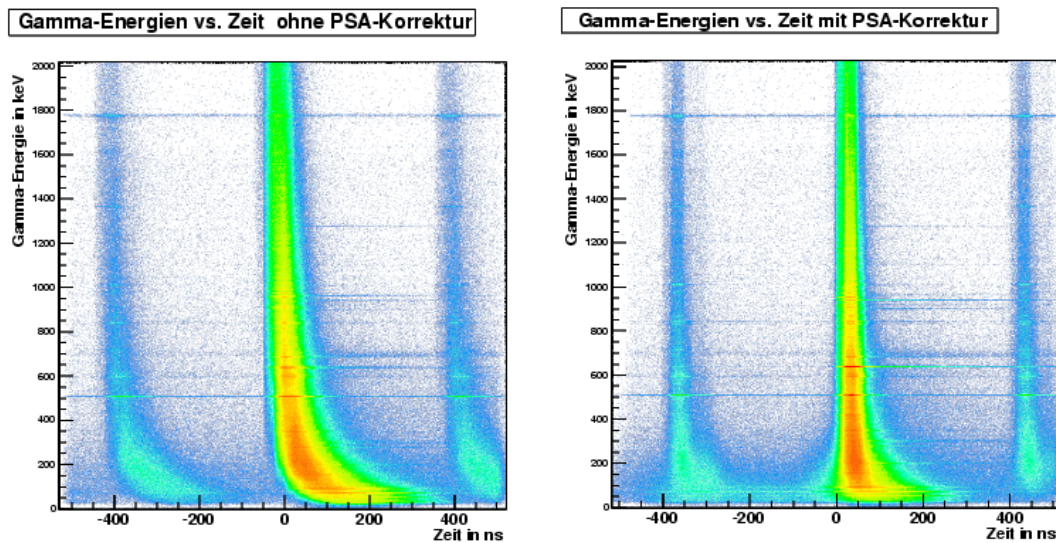


Abbildung 3.15: Die mit einem Leading Edge Algorithmus bestimmte Zeit ist Energieabhängig. Aufgetragen ist die  $\gamma$ -Energie gegen die Zeit, zu sehen sind jeweils drei Strahlpulse. Links: ohne Pulsformanalyse-Korrektur, Rechts: mit Pulsformanalyse-Korrektur.

Abbildung 3.15 zeigt, dass sich die Energieabhängigkeit durch dieses Verfahren deutlich reduzieren lässt. Die Halbwertsbreite der Peaks in den Zeitspektren beträgt jetzt noch 40 ns. Aus der Abbildung 3.15 ist auch erkennbar, dass die Korrektur für höhere Energien besser funktioniert. Bei Energien oberhalb von 500 keV beträgt die Breite nur noch 35 ns, oberhalb von 1000 keV nur noch 33 ns.

In Abbildung 3.16 sieht man das gewonnen Zeitspektrum mit einer feineren Einteilung in ns anstatt Einheiten von 25 ns auf der Zeitachse. Die Ursachen für die auftretende Struktur konnte leider nicht geklärt werden. Diese Struktur tritt auch in den Zeitspektren für jeden einzelnen Core auf, es handelt sich hierbei daher nicht um eine Effekt, der sich aus der Überlagerung der 48 Einzelspektren ergibt. Trotz dieser leider unverstandenen Struktur wurde die Pulsformanalyse

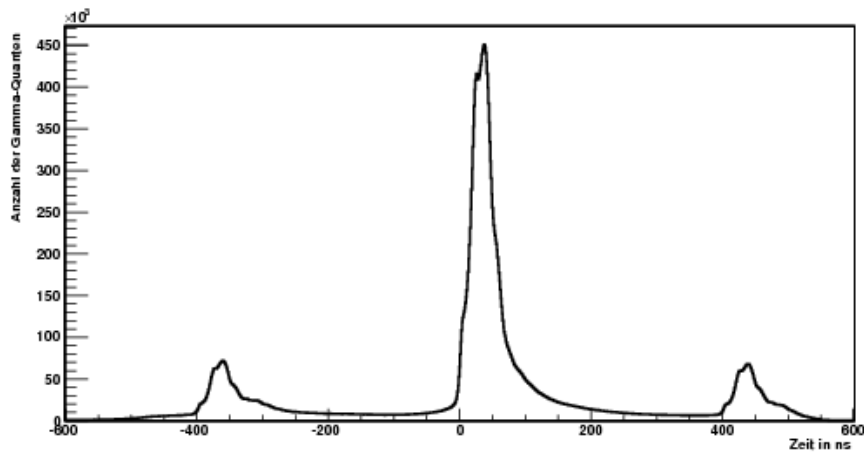


Abbildung 3.16: Mit Pulsformanalyse korrigiertes Zeitspektrum. Aufgetragen ist auf der Zeitachse die Zeit zwischen einem  $\gamma$ -Quant und dem korrelierten Teilchen. Die Herkunft der zusätzlichen Struktur konnte leider nicht geklärt werden.

zur Korrektur der Zeiten verwendet, da sie eine feinere Zeiteinteilung als die 25 ns der ursprünglichen Zeitmarken ermöglicht und auch die Zeitauflösung insgesamt verbessert.

Um eine gute Trennung zwischen prompten und verzögert auftretenden  $\gamma$ -Quanten zu erreichen, wird in der weiteren Analyse der Bereich von 0 bis 50 ns als promptes Zeitfenster gewählt, während der verzögerte Bereich von 75 ns bis 400 ns reicht.

# Kapitel 4

## Analyse der Gammaspektren und Ergebnisse

Die Analyse der  $\gamma$ -Spektren lässt sich mit einem 2-dimensionalen Fenster im  $\Delta E$ - $E$ -Diagramm auf die Ereignisse beschränken, bei denen in Koinkidenz zur  $\gamma$ -Strahlung ein Proton nachgewiesen wurde (vgl. Abschnitt 3.2). Mit einer weiteren Analysebedingung auf die Protonenenergie werden  $\gamma$ -Übergänge von  $^{236}\text{U}$  selektiert, das in der Reaktion  $^{235}\text{U}(d,p)$  gebildet worden ist. Mit Hilfe der Zeitinformation werden prompte und verzögerte  $\gamma$ -Übergänge unterschieden (vgl. Abschnitt 3.6.1). Bei der prompten Strahlung handelt es sich um  $\gamma$ -Quanten, die beim Zerfall kurzlebiger Kernniveaus direkt nach der Reaktion emittiert werden. Darüber hinaus werden in  $^{236}\text{U}$  verzögerte Übergänge aus einem bekannten K-Isomer und aus dem Formisomer erwartet.

### 4.1 Prompte Spektroskopie

Die  $\gamma$ -Spektren aus dem prompten Zeitbereich (bis 50 ns nach dem Teilchennachweis) werden von den Übergängen des I. Minimums dominiert, da die Population des II. Minimums um 4 Größenordnungen unwahrscheinlicher ist. Eine Trennung der Übergänge aus  $^{236}\text{U}$  von  $\gamma$ -Übergängen aus Spaltfragmenten wird durch eine Bedingung an die Protonenenergie und damit an die Anregungsenergie in  $^{236}\text{U}$  erreicht. Protonenenergien ab Kanal 2560 entsprechen Anregungsenergien unterhalb der Spaltbarriere von  $^{236}\text{U}$  bei 5,6 MeV (vgl. Abschnitt 3.3). Die Abbildung 4.1 zeigt einen Vergleich der  $\gamma$ -Spektren für die Anregungsenergiebereiche unterhalb und oberhalb von 5,6 MeV. Das Spektrum für die Anregungsenergien unterhalb der Spaltbarriere enthält deutlich weniger Untergrund. Insbesondere werden die bekannten Linien unterdrückt, die bei der inelastischen Anregung des Germaniums im Detektor durch Neutronen entstehen.

Da diese Messung über einen Zeitraum von 2 Wochen (197 Stunden effektive Messzeit) mit einem der effizientesten  $\gamma$ -Spektrometer durchgeführt wurde,

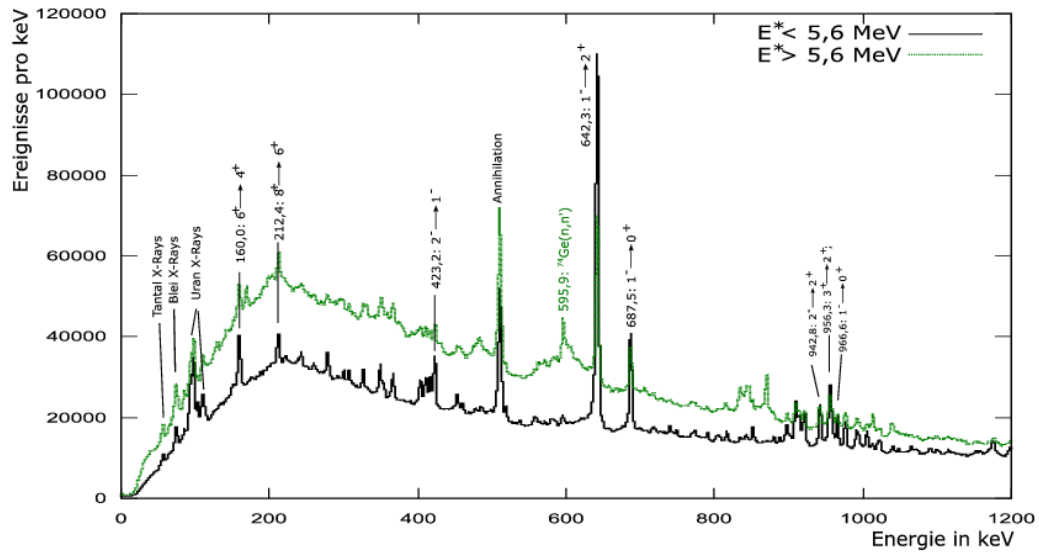


Abbildung 4.1: Aufteilung des  $g$ -Spektrums in Anteile mit Anregungsenergien oberhalb von 5,6 MeV (grün) und Anregungsenergien unterhalb von 5,6 MeV (schwarz). Das Spektrum zu den niedrigeren Anregungsenergien enthält deutlich weniger Untergrund. Insbesondere wird die durch Neutronen verursachte Struktur (Neutronenkante) bei 596 keV unterdrückt. Ausgewählte Übergänge aus  $^{236}\text{U}$  sind markiert.

enthalten die prompten Spektren (siehe Abbildung 4.2 bis 4.5) sehr gute Statistik. Es wurden im Energiebereich von 110 keV bis 2 MeV über 70 neue Linien gefunden. Für 19 Linien konnten Vorschläge zur Einordnung dieser Übergänge ins Termschema von  $^{236}\text{U}$  gemacht werden.

Markant ist der starke Übergang bei 642,3 keV. Es handelt sich hierbei um einen E1-Übergang vom ersten  $1^-$  Zustand im  $^{236}\text{U}$  bei einer Energie von 687,5 keV zum  $2^+$  Zustand der Grundzustandsbande, der bei 45,2 keV liegt. Den direkten Übergang in den Grundzustand mit einer Übergangsenergie von 687,5 keV beobachtet man ebenfalls. Das Verhältnis der Intensitäten dieser zwei Übergänge beträgt 25,7, was recht gut mit dem Literaturwert von  $(27,3 \pm 0,5)$  [Sch91] übereinstimmt.

Der Übergang vom ersten  $2^+$  Zustand im  $^{236}\text{U}$  zum Grundzustand kann nicht im Rahmen einer  $\gamma$ -spektroskopischen Untersuchung beobachtet werden. Alternativ zum Zerfall unter Abgabe von Energie über  $\gamma$ -Strahlung kann ein Atomkern die Übergangsenergie auch auf Elektronen aus der Elektronenhülle übertragen. Man nennt diesen Prozess „innere Konversion“. Die Elektronen gewinnen dadurch so viel Energie, dass sie das Atom verlassen können. *Konversionselektronen* waren in dem verwendeten experimentellen Aufbau nicht nachweisbar. Nur die Röntgenstrahlung, die beim Auffüllen der Fehlstelle in der Atomhülle durch Elektronen aus höher liegenden Schalen entsteht, wurde



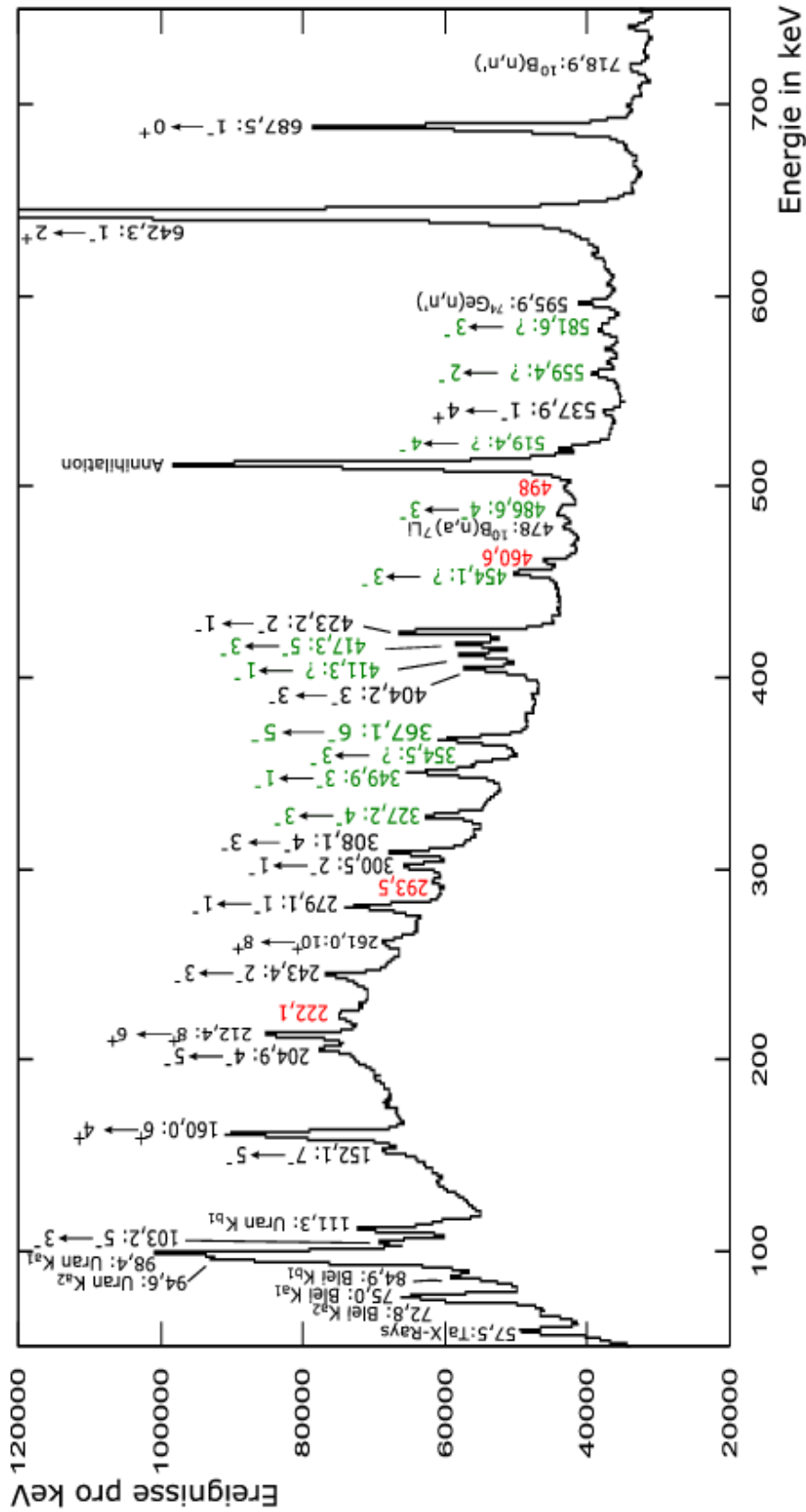


Abbildung 4.2: Ausschnitt des prompten Spektrums von 0 keV bis 750 keV. Schwarz beschriftet sind bekannte Übergänge aus  $^{236}\text{U}$ , Röntgenstrahlung und Untergrundanteile. Bisher unbekannte Linien sind in Rot und in Grün beschriftet. Bei den grünen Beschriftungen handelt es sich um Vorschläge für die Einordnung bisher unbekannter Linien ins Termschema von  $^{236}\text{U}$ .

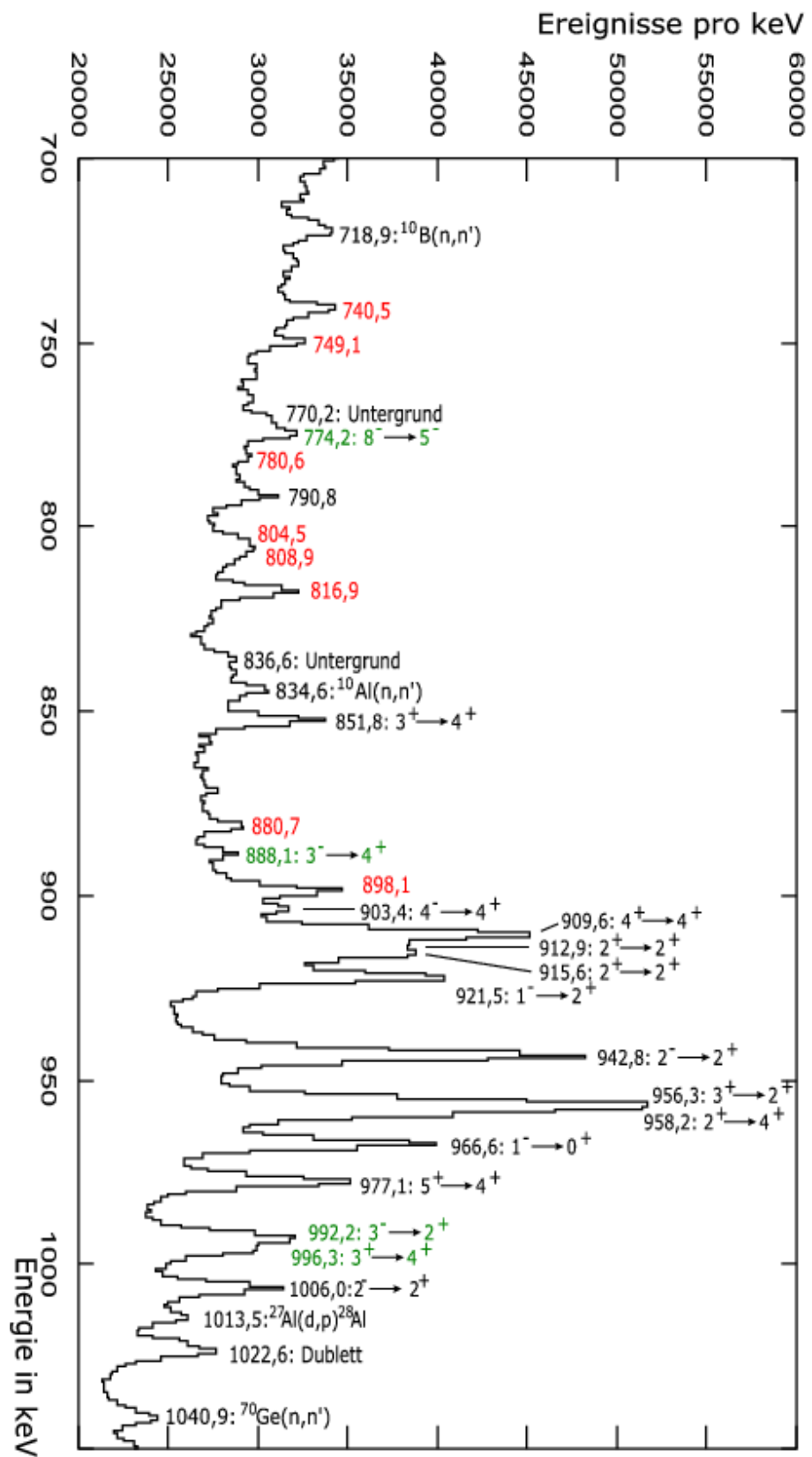


Abbildung 4.3: Ausschnitt des prompten Spektrums von 750 keV bis 1050 keV. Schwarz beschriftet sind bekannte Übergänge aus  $^{236}\text{U}$ , Röntgenstrahlung und Untergrundanteile. Bisher unbekannte Linien sind in Rot und in Grün beschriftet. Bei den grünen Beschriftungen handelt es sich um Vorschläge für die Einordnung bisher unbekannter Linien ins Termschema von  $^{236}\text{U}$ .

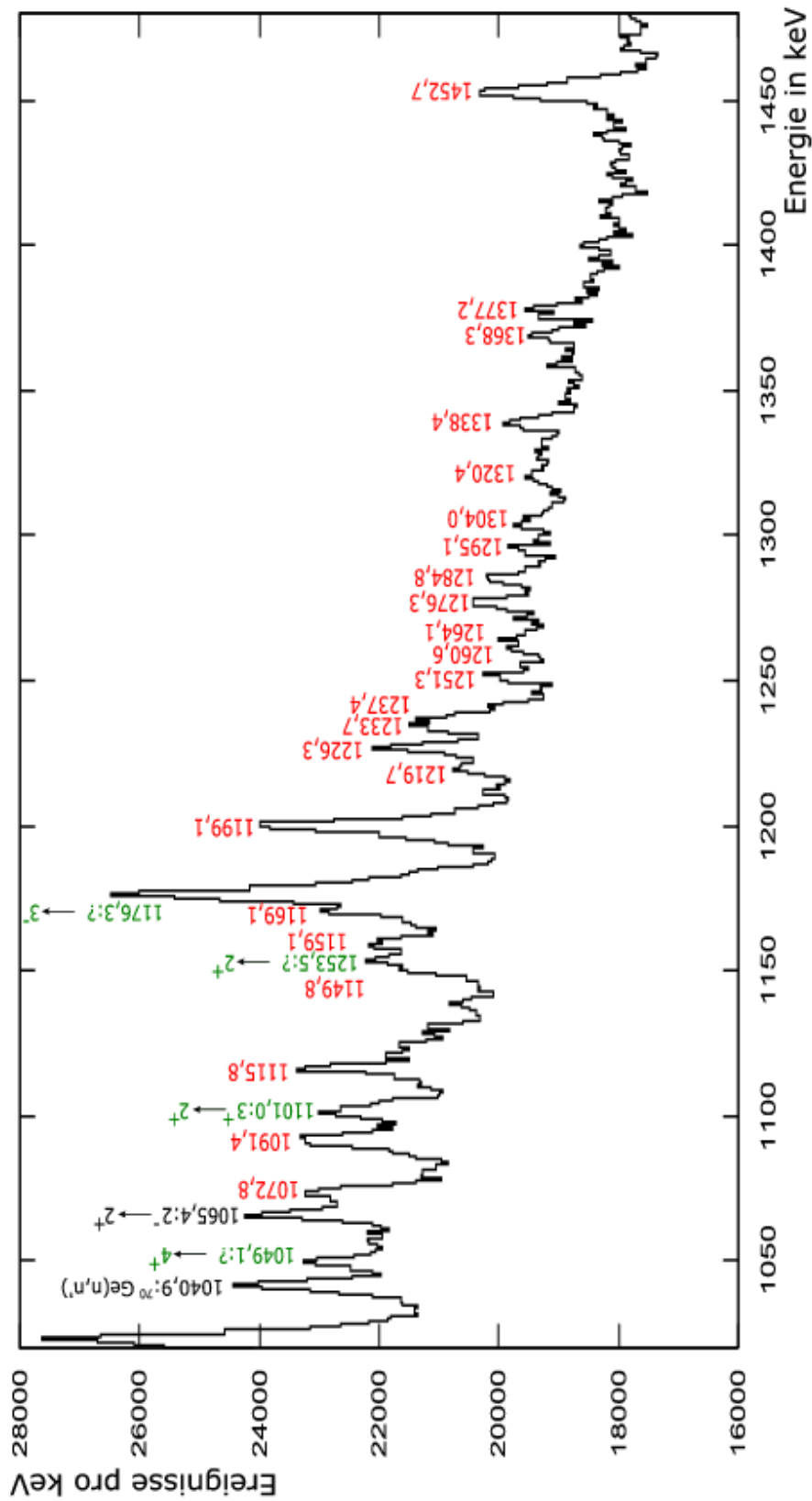


Abbildung 4.4: Ausschnitt des prompten Spektrums von 1000 keV bis 1500 keV. Schwarz beschriftet sind bekannte Übergänge aus  $^{236}\text{U}$ , Röntgenstrahlung und Untergrundanteile. Bisher unbekannte Linien sind in Rot und in Grün beschriftet. Bei den grünen Beschriftungen handelt es sich um Vorschläge für die Einordnung bisher unbekannter Linien ins Termschema von  $^{236}\text{U}$ .

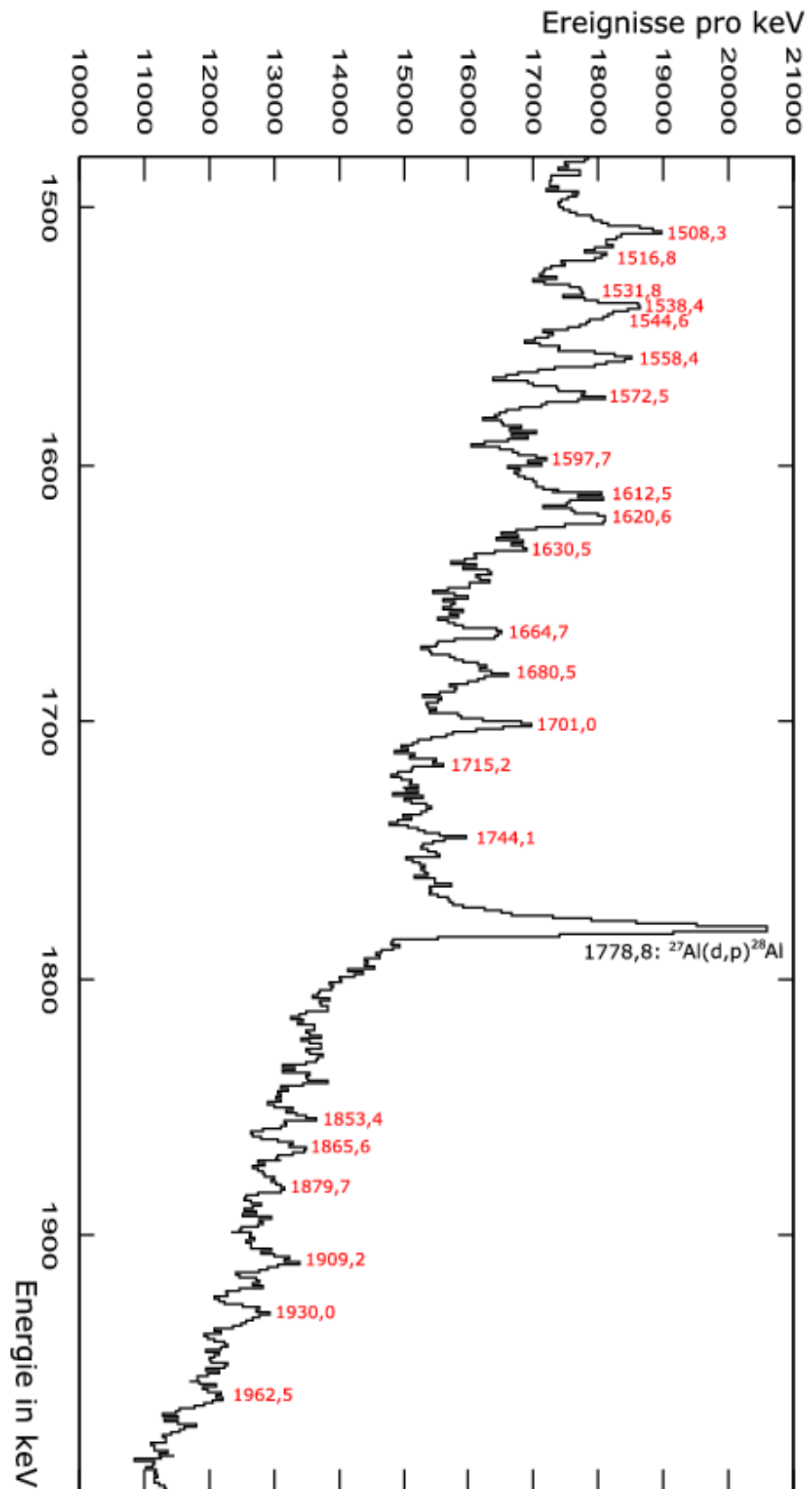


Abbildung 4.5: Ausschnitt des prompten Spektrums von 1450 keV bis 2000 keV. Schwarz beschriftet sind bekannte Übergänge aus  $^{236}\text{U}$ , Röntgenstrahlung und Untergrundanteile. Bisher unbekannte Linien sind in Rot und in Grün beschriftet. Bei den grünen Beschriftungen handelt es sich um Vorschläge für die Einordnung bisher unbekannter Linien ins Termschema von  $^{236}\text{U}$ .

nachgewiesen. Diese Röntgenstrahlung enthält jedoch keine Information über den ursprünglichen Übergang. Der *Konversionskoeffizient*, der das Verhältnis von Konversionselektronen zu  $\gamma$ -Quanten angibt, beträgt für den Übergang aus dem ersten  $2^+$  Zustand in den Grundzustand  $\alpha = 597$ . Dieser Übergang findet also fast vollständig über innere Konversion statt.

Da die Wahrscheinlichkeit für innere Konversion bei kleinen Übergangsenergien bei einem Kern mit hohem  $Z$  sehr groß ist, sind die Konversionskoeffizienten aller niederenergetischen Übergänge in  $^{236}\text{U}$  ähnlich hoch. Selbst die oben schon erwähnten Übergänge mit Energien von 642,3 keV und 678,5 keV erfolgen noch zu einem nicht geringen Anteil über innere Konversion. Die Konversionskoeffizienten betragen hier noch  $\alpha = 0,15$  bzw.  $\alpha = 0,31$  [Sch91]. Die Übergangsenergien der niederenergetischen, stark konvertierten Übergänge können nur aus Differenzen zwischen höherenergetischen Übergänge bestimmt oder aus komplementären Messungen mit Konversionselektronenspektrometern übernommen werden. Das bekannte Termschema von  $^{236}\text{U}$  enthält eine Reihe solcher Übergänge [Sch91].

#### 4.1.1 $\gamma\gamma$ -Matrix

Informationen über die Anordnung von Zuständen und  $\gamma$ -Übergängen in einem Termschema erhält man aus einer sogenannte  $\gamma\gamma$ -*Koinzidenzmatrix*. Eine solche Matrix stellt ein zweidimensionales Spektrum dar. Auf den zwei Achsen der Matrix sind Energien aufgetragen. Für jede mögliche Kombination aus zwei koinzidenten  $\gamma$ -Energien  $E_1$  und  $E_2$  werden in dieser Matrix zwei Einträge inkrementiert. Einmal der Eintrag mit den Koordinaten  $(E_1, E_2)$  und der Eintrag mit den Koordinaten  $(E_2, E_1)$ . Die resultierende Matrix ist somit symmetrisch.

Mit Hilfe einer solchen Matrix kann bestimmt werden, welche Übergänge zueinander koinzident sind und somit aus einer Kaskade von direkt aufeinander folgenden Übergängen stammen. Die Reihenfolge der Übergänge innerhalb einer Kaskade wird durch Intensitätsüberlegungen bestimmt. Abbildung 4.6 zeigt ein dreidimensionales Bild der Matrix für die Untersuchung der prompten Zerfälle in  $^{236}\text{U}$ .

Bei der Analyse einer  $\gamma\gamma$ -Matrix setzt man in der Projektion auf eine der Achsen ein *Schnittfenster* auf einen Übergang und analysiert dann die Projektion dieses *Schnittes* auf die andere Achse. In der Abbildung 4.6 ist ein solcher Schnitt rot markiert. In einem Schnittspektrum sind dann die Übergänge zu erkennen, die zu dem Übergang, „auf den man geschnitten“ hat, koinzident sind. Zur Auswertung von Matrizen wurde in dieser Arbeit das Program *tv* verwendet [tv]. *Tv* bietet die Möglichkeit zusätzliche Fenster als Untergrundfenster zu definieren. Aus den Schnittspektren, die zu diesen Untergrundfenstern gehören, berechnet *tv* dann einen Untergrundabzug für das eigentliche Schnittspektrum.

Abbildung 4.7 zeigt einen Schnitt auf die Übergangsenergie bei 642,3 keV, die enthaltenen Übergänge sind alle koinzident zu diesem Übergang. Trotz des Untergrundabzugs beim Schnitt enthält das Spektrum einen großen Anteil

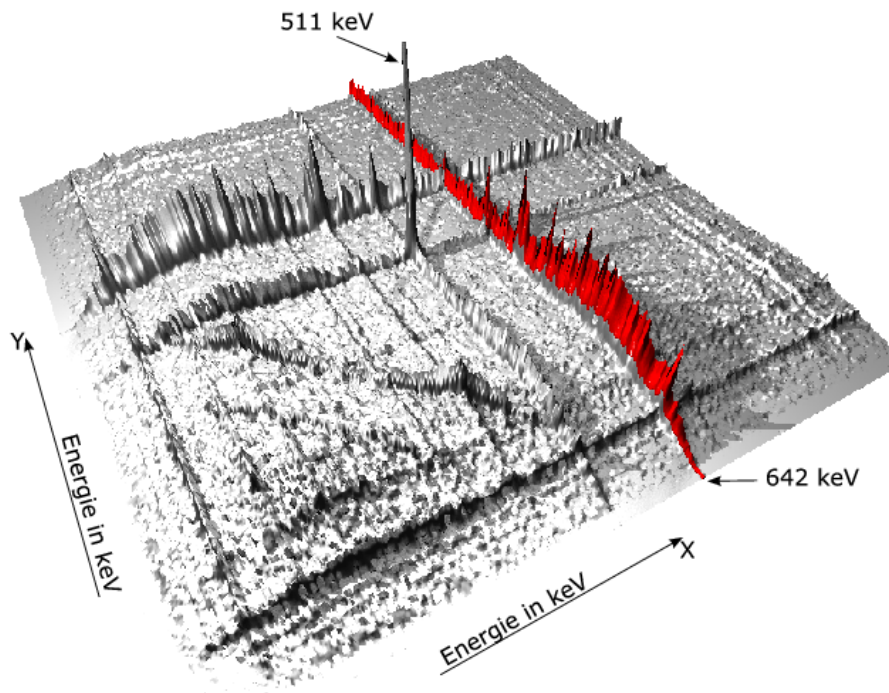


Abbildung 4.6: Dreidimensionale Darstellung der prompten  $\gamma\gamma$ -Matrix für  $^{236}\text{U}$ . In Rot ist ein Schnitt auf die Energie 642,3 keV angedeutet. Das Schnittspektrum ergibt sich dann als Projektion des roten Bereichs auf die y-Achse. Der starke Peak in der Mitte entspricht den beiden  $\gamma$ -Linien mit 511 keV aus der Positronen-Elektronen-Anihilation.

nichtdiskreter  $\gamma$ -Energien. Umgekehrt sind in den Schnittspektren zu den Linien, die im Schnittspektrum zu 642,3 keV zu erkennen sind, die Linien bei 642,3 keV und 687,5 keV deutlich zu erkennen. Dies bestätigt die Koinzidenz zu diesen Übergängen. Weitere Linien sind aber bei den meisten dieser Schnittspektren nicht zu erkennen. Da diese Linien deutlich weniger Intensität enthalten als die Linie bei 642,3 keV, enthalten die entsprechenden Schnittspektren wenig Statistik. Diese Tatsache und die vielen niederenergetischen konvertierten Übergänge, die nicht beobachtbar sind, machen es schwierig, die vielen neuen, bisher unbekannt Linien in das vorhandenen Termschema einzuordnen.

#### 4.1.2 Unvollständiges Addback

Auf einen Sachverhalt, der bei der Auswertung der Matrix aufgetreten ist, soll an dieser Stelle noch hingewiesen werden. In der Aufsicht der Matrix (Abbildung 4.6) erkennt man im vorderen Bereich mindestens zwei diagonale Linien. Diese Linien entstehen, wenn die Energie eines  $\gamma$ -Quants nicht vollständig innerhalb eines Detektors nachgewiesen wurde, sondern ein Teil den Detektor

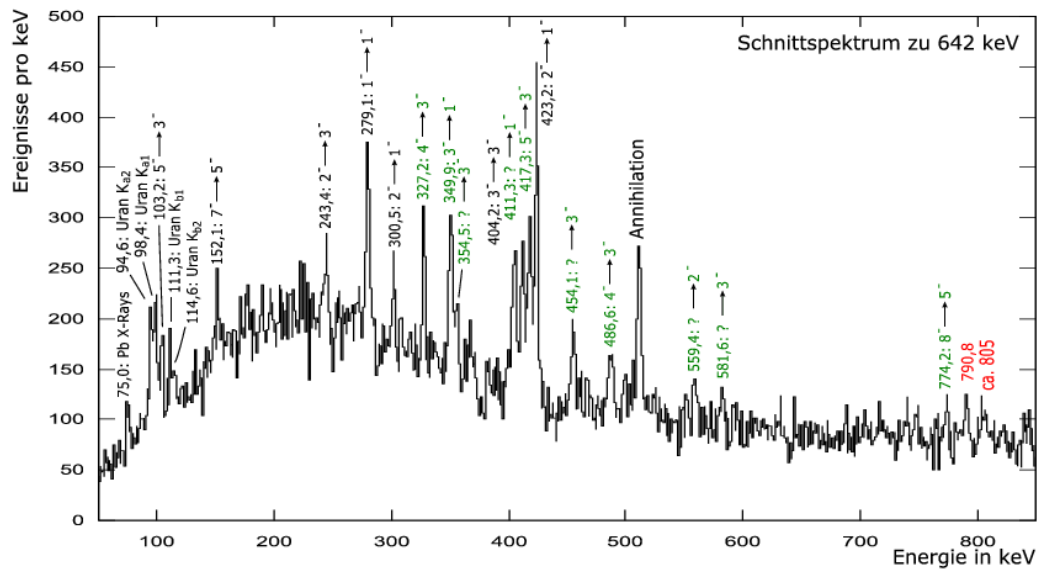


Abbildung 4.7: Schnittspektrum zur Energie des stärksten Übergangs bei 642,3 keV. Die hier zu erkennenden Übergänge treten in Koinzidenz zum 642,3 keV Übergang auf. Die in rot und grün markierten Übergänge sind bisher aus dem Termschema von  $^{236}\text{U}$  nicht bekannt.

in Folge von Compton-Streuung wieder verlassen hat. Wird dieses gestreute Quant dann in einem anderen Detektor komplett nachgewiesen, ergibt das ein Paar von koinzidenten Energien, dessen Summe der Gesamtenergie des ursprünglichen Quants entspricht. Solche Ereignisse erscheinen in der Matrix auf einer Diagonalen.

Das Addback-Verfahren (vgl. Abschnitt 3.5.1) vermindert diesen Effekt, indem es Teilenergien aus Streuungen zwischen den Detektoren innerhalb eines Clusters zu einer Energie zusammenfasst. Streuungen zwischen verschiedenen Clustern bleiben aber vom Addback-Verfahren unberührt. Das Auftreten der Diagonalen zeigt, dass im MINIBALL-Spektrometer diese Streuungen zwischen verschiedenen Clustern stattfindet. Die Diagonalen sind für die starken Linien bei 642,3 keV und 511,0 keV deutlich ausgeprägt.

Diese Diagonalen führen in jedem Schnittspektrum zu zusätzlichen Linien an den Positionen der Diagonalen. Es handelt sich hierbei um eine Art „Scheinlinie“. Die Energie dieser „Scheinlinie“ ist abhängig von der Schnittenergie. In unserem Fall ergeben sich „Scheinlinien“ bei (642,3 keV-Schnittenergie) bzw. bei (511,0 keV-Schnittenergie). Abbildung 4.8 zeigt als Beispiel das Schnittspektrum zu dem bekannten Übergang bei einer Energie von 404,2 keV. Dieser Übergang ist koinzident zu 642,3 keV und 678,5 keV. Bei der intensiven Linie bei etwa 238 keV handelt es sich um eine „Scheinlinie“ (642,3 keV-404,2 keV=238,1 keV). Solche Linien können eindeutig durch ihre Energieabhängigkeit von der Linie,

„auf die geschnitten wurde“, identifiziert werden. Darüber hinaus kann man „Scheinlinien“ in vielen Fällen an ihrer Linienform und einem charakteristischen Untergrundverhalten erkennen.

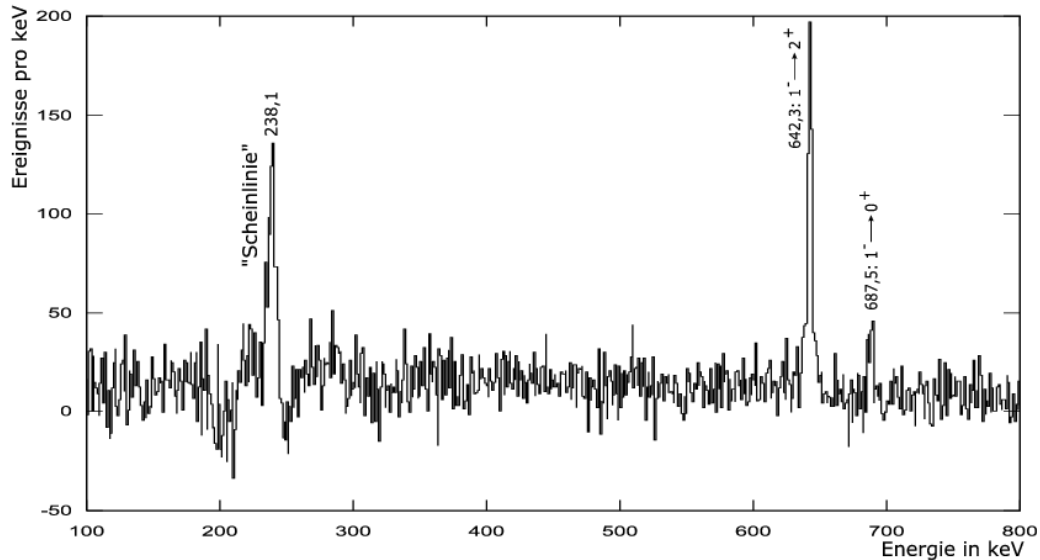


Abbildung 4.8: Untergrundkorrigiertes Schnittspektrum zur Übergangsenergie 404,2 keV. Deutlich ist außer den Linien bei 642,3 keV und 687,5 keV, die zu echten koinzidenten Übergängen gehören, eine Linie bei etwa 238,1 keV zu erkennen. Diese Linie entsteht durch Compton-Streuung der 642,3 keV  $\gamma$ -Quanten zwischen unterschiedlichen MINIBALL-Clustern.

### 4.1.3 Ergebnisse der prompten Spektroskopie

Aufgrund der sehr hohen Statistik, die in diesem Experiment erreicht wurde, können 76 bisher unbekannte, neue Linien im  $^{236}\text{U}$  identifiziert werden. Die Intensitäten der neuen Übergänge liegen bei unter 5% und sind daher in früheren Messungen mit weniger Statistik und geringerer Nachweiseffizienz nicht beobachtet worden. Bei den meisten dieser Linien handelt es sich um bisher unbekannte Übergänge aus  $^{236}\text{U}$ . Mögliche Untergrundreaktionen des Deuteronenstrahl bzw. von sekundären Teilchen wurden als Quellen für Untergrundlinien überprüft:

- Übergänge aus Spaltprodukten des Targets
- inelastische Anregungen des Detektormaterials durch Neutronen (Germanium, Aluminium und Bor)
- Reaktionen in Materialien des Meßaufbaus (Tantal, Blei und Aluminium)
- Reaktionen an Verunreinigungen des Targets



Diese Untergrundreaktionen treten alle bei höheren Anregungsenergien verstärkt auf. Solche Untergrundanteile können daher durch einen Vergleich mit den Spektren für höhere Anregungsenergien identifiziert werden. Die Abbildung 4.9 zeigt als Beispiel einen solchen Vergleich. Die Linien bei 770,2 keV, 815,4 keV, 836,6 keV, 843,6 keV und 870,4 keV stammen demnach aus Untergrundreaktionen.

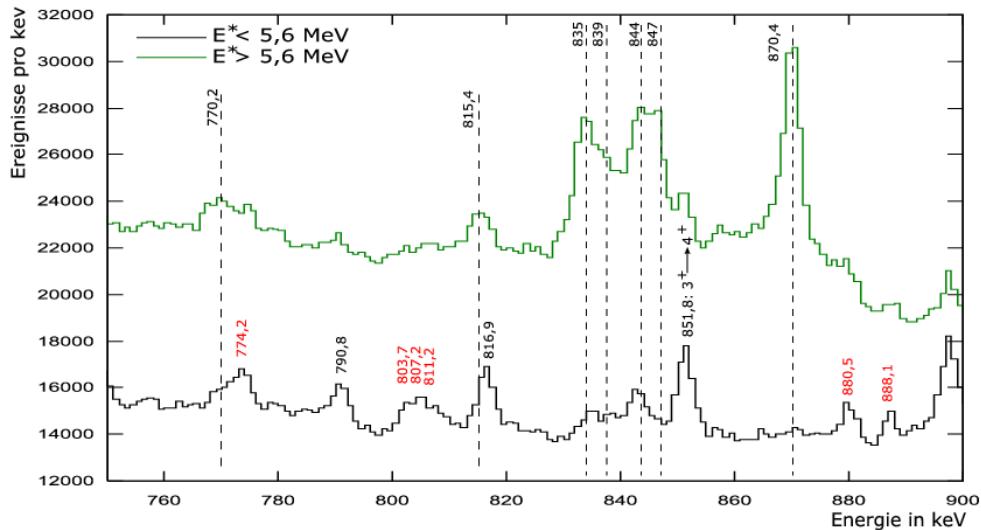


Abbildung 4.9: Durch Vergleich des Spektrums zur Anregungsenergie oberhalb von 5,6 MeV (grün) mit dem Spektrum zur Anregungsenergien unterhalb von 5,6 MeV (schwarz) können Linien als Untergrundanteile erkannt werden. Gezeigt ist der Ausschnitt von 750 keV bis 900 keV. Bei den Linien bei 770,2 keV, 815,4 keV, 836,6 keV, 843,6 keV und 870,4 keV handelt es sich wahrscheinlich um Untergrundlinien.

Die Einordnung der bisher unbekanntem Übergänge ist schwierig. Die Auswertung der  $\gamma$ -Matrix gibt hier für die meisten Übergänge nur beschränkte Informationen. Die Ergebnisse sind konsistent mit der Annahme, dass es sich bei den höherenergetischeren Übergänge oberhalb von etwa 600 keV um direkte Übergänge in die Grundzustandsbande handelt. Da die zwei niederenergetischsten Übergänge der Grundzustandsbande aber aufgrund der starken inneren Konversion  $\gamma$ -spektroskopisch nicht nachgewiesen werden können, ist es schwer zu entscheiden, wie die Übergänge anzuordnen sind. Die Tabelle 4.1 bietet eine Übersicht über alle identifizierten Linien. Die Aufstellung enthält die Energien und relativen Intensitäten, sowie, falls bekannt, die Herkunft der Linien.

Das Schnittspektrum in Abbildung 4.7 zum Übergang bei 642,3 keV enthält zwölf bisher unbekanntem Übergänge. Dass diese Linien in Koinzidenz mit dem bekannten Übergang aus  $^{236}\text{U}$  auftreten, ist ein klares, weiteres Indiz dafür, dass es sich hierbei tatsächlich um Übergänge aus diesem Kern handelt. Bei den bekannten Übergängen handelt es sich um Übergänge in Zustände der

Energie in keV	FWHM in keV	relative Intensität	Bemerkung
56,3	3,7	3,1%	X-Ray, Ta $K_{\alpha 2}$
57,5	3,7	11,0%	X-Ray, Ta $K_{\alpha 1}$
65,2	4,6	4,0%	X-Ray, Ta $K_{\beta}$
72,8	3,0	6,9%	X-Ray, Pb $K_{\alpha 2}$
75,0	3,0	11,2%	X-Ray, Pb $K_{\alpha 1}$
84,9	4,4	8,6%	X-Ray, Pb $K_{\beta}$
94,6	4,4	28,8%	X-Ray, U $K_{\alpha 2}$
98,4	4,4	40,7%	X-Ray, U $K_{\alpha 1}$
103,2	4,4	13,1%	149,6: $4^+ \rightarrow 2^+$ ; 847,9: $5^- \rightarrow 3^-$
111,1	4,4	14,9%	X-Ray, U $K_{\beta 1}$
114,3	4,4	3,2%	X-Ray, U $K_{\beta 2}$
152,1	4,5	3,1%	1000,0: $7^- \rightarrow 5^-$
160,0	4,5	20,7%	309,6: $6^- \rightarrow 4^+$
204,9	4,0	4,1%	1052,9: $(4)^- \rightarrow 5^-$
212,4	4,0	8,2%	522,0: $8^+ \rightarrow 6^+$
222,1	4,9	2,5%	
243,4	4,9	5,7%	988,3: $2^- \rightarrow 3^-$
261,0	4,8	2,3%	783,0: $10^+ \rightarrow 8^+$
279,1	3,9	7,0%	966,6: $1^- \rightarrow 1^-$
293,5	4,2	1,6%	
300,5	4,2	4,4%	988,3: $2^- \rightarrow 1^-$
308,1	4,2	6,5%	1052,9: $(4)^- \rightarrow 3^-$
327,2	3,8	4,7%	1071,8: $(4^-) \rightarrow 3^-$ (neuer Übergang)
349,9	3,9	7,7%	1037,5: $(3^-) \rightarrow 1^-$ (neuer Übergang)
354,5	3,9	2,7%	1099,0: $? \rightarrow 3^-$ (neuer Zustand und Übergang)
367,1	4,0	6,8%	1471,5: $(6^-) \rightarrow (5^-)$ (neuer Übergang)
404,2	3,9	6,3%	1148,8: $(3^-) \rightarrow 3^-$
411,3	3,9	7,2%	1099,0: $? \rightarrow 1^-$ (neuer Zustand und Übergang)
417,3	3,9	7,4%	1161,9: $(5^-) \rightarrow 3^-$ (neuer Übergang)
423,2	3,9	11,3%	1110,7: $(2^-) \rightarrow 1^-$
454,1	4,3	4,5%	1198,7: $? \rightarrow 3^-$ (neuer Zustand und Übergang)
460,6	4,3	2,3%	
478,0			$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$

Tabelle 4.1: Übersicht über die Linien im prompten Spektrum. Alle Intensitäten sind auf die Intensität der stärksten Linie aus  $^{236}\text{U}$  bei 642,3 keV normiert. Es wurde für 19 bisher unbekannte Linien eine Einordnung ins Termschema von  $^{236}\text{U}$  vorgeschlagen.

Energie in keV	FWHM in keV	relative Intensität	Bemerkung
486,6	4,7	1,1%	1231,2: $(4^-) \rightarrow 3^-$ (?, neuer Übergang)
498,0			
511,0	5,0	39,5%	Annihilation
519,4	4,3	3,5%	1572,3: $? \rightarrow (4)^-$ (neuer Übergang)
537,9	3,0	0,6%	687,5: $1^- \rightarrow 4^+$
559,4	4,3	2,4%	1670,1: $? \rightarrow 2^-$ (neuer Zustand und Übergang)
581,6	4,1	1,6%	1326,2: $? \rightarrow 3^-$ (neuer Zustand und Übergang)
595,9	3,1	2,3%	$^{74}\text{Ge}(n,n')$
642,3	4,3	100,0%	687,5: $1^- \rightarrow 2^+$
687,5	4,1	25,7%	687,5: $1^- \rightarrow 0^+$
718,9	5,5	2,2%	$^{10}\text{B}(n,n')$
740,5	4,8	2,5%	
749,1	4,8	1,5%	
770,2	4,1	0,9%	Untergrund, genaue Herkunft unbekannt
774,2	4,1	1,9%	1622,5: $(8^-) \rightarrow 5^-$ (?, neuer Übergang)
780,6	4,1	0,6%	
790,8	4,1	1,6%	
804,5	5,3	1,9%	
808,9	5,3	0,9%	
816,9	4,0	2,8%	
836,6	4,3	1,2%	Untergrund, genaue Herkunft unbekannt
843,6	4,3	2,3%	$^{27}\text{Al}(n,n')$
851,8	4,3	3,7%	1001,5: $(3^+) \rightarrow 4^+$
880,7	3,0	1,2%	
888,1	4,4	1,5%	1037,5: $(3^-) \rightarrow 4^+$ (neuer Übergang)
898,1	4,2	4,9%	
903,4	4,2	3,4%	1052,9: $(4)^- \rightarrow 4^+$
909,6	4,2	11,2%	1059,2: $(4^+) \rightarrow 4^+$
912,9	4,2	4,3%	958,1: $(2^+) \rightarrow 2^+$
915,6	4,2	5,5%	960,8: $(2^+) \rightarrow 2^+$
921,5	4,2	9,0%	966,6: $1^- \rightarrow 2^+$
942,8	3,9	12,2%	988,3: $2^- \rightarrow 2^+$
956,3	4,3	14,2%	1001,5: $(3^+) \rightarrow 2^+$

Tabelle 4.1: Übersicht über die Linien im prompten Spektrum. Alle Intensitäten sind auf die Intensität der stärksten Linie aus  $^{236}\text{U}$  bei 642,3 keV normiert. Es wurde für 19 bisher unbekannte Linien eine Einordnung ins Termschema von  $^{236}\text{U}$  vorgeschlagen.

Energie in keV	FWHM in keV	relative Intensität	Bemerkung
958,2	4,3	3,5%	958,2: $(2^+) \rightarrow 0^+$
966,6	3,7	7,7%	966,6: $1^- \rightarrow 0^+$
977,1	3,6	5,4%	1126,7: $(5^+) \rightarrow 4^+$
992,2	4,0	4,8%	1037,5: $(3^-) \rightarrow 2^+$ (neuer Übergang)
996,3	4,0	3,2%	1146,2: $(3^+, 4^+) \rightarrow 4^+$ (neuer Übergang)
1006,0	4,1	4,4%	1051,3: $(4^+) \rightarrow 2^+$
1013,5	4,4	1,9%	$^{27}\text{Al}(d,p)^{28}\text{Al}$
1022,6	5,0	3,8%	Dublett
1040,9	4,4	1,8%	$^{70}\text{Ge}(n,n')$
1049,1	3,7	0,8%	1198,7: $? \rightarrow 4^+$ (neuer Zustand und Übergang)
1065,4	4,9	1,8%	1110,7: $(2^-) \rightarrow 2^+$
1072,8	4,9	1,5%	
1091,4	6,8	2,2%	Dublett
1101,0	6,1	1,7%	Dublett, 1146,2: $(3^+, 4^+) \rightarrow 2^+$ (neuer Übergang)
1115,8	4,1	1,5%	
1149,8	5,0	0,8%	
1153,5	5,0	1,1%	1198,7: $? \rightarrow 2^+$ (neuer Zustand und Übergang)
1159,1	5,0	1,4%	
1169,1	6,3	2,1%	
1176,3	6,3	5,6%	1326,2: $? \rightarrow 3^-$ (neuer Zustand und Übergang)
1199,1	6,5	3,5%	
1219,7	4,7	0,7%	
1226,3	4,7	1,7%	
1233,7	4,7	1,2%	
1237,4	4,7	0,8%	
1251,3	3,9	0,5%	
1260,6	2,6	0,2%	
1264,1	2,6	0,2%	
1276,3	4,2	0,8%	
1284,8	4,8	0,8%	
1295,1	3,0	0,3%	
1304,0	5,0	0,4%	
1320,4	6,9	0,6%	

Tabelle 4.1: Übersicht über die Linien im prompten Spektrum. Alle Intensitäten sind auf die Intensität der stärksten Linie aus  $^{236}\text{U}$  bei 642,3 keV normiert. Es wurde für 19 bisher unbekannte Linien eine Einordnung ins Termschema von  $^{236}\text{U}$  vorgeschlagen.

Energie in keV	FWHM in keV	relative Intensität	Bemerkung
1338,4	4,7	0,8%	
1368,3	4,6	0,6%	
1377,2	4,1	0,7%	
1452,7	6,8	2,6%	
1508,3	7,3	1,7%	
1516,8	7,3	0,9%	
1531,8	5,7	0,6%	
1538,4	5,7	1,5%	
1544,6	5,7	0,8%	
1558,4	6,4	1,8%	
1572,5	5,9	1,3%	
1597,7	6,2	0,7%	
1606,0	6,2	0,7%	
1612,5	6,2	1,7%	
1620,6	6,2	3,1%	
1630,5	6,2	0,9%	
1664,7	4,7	0,8%	
1680,5	8,0	1,2%	
1701,0	5,5	1,5%	
1715,2	2,9	0,2%	
1744,1	2,6	0,3%	
1778,8	6,6	5,9%	$^{27}\text{Al(d,p)}^{28}\text{Al}$
1853,4	4,0	0,4%	
1865,6	5,6	0,6%	
1879,7	6,0	0,5%	
1909,2	6,8	1,0%	
1930,0	6,9	0,8%	
1962,5	6,5	0,6%	

Tabelle 4.1: Übersicht über die Linien im prompten Spektrum. Alle Intensitäten sind auf die Intensität der stärksten Linie aus  $^{236}\text{U}$  bei 642,3 keV normiert. Es wurde für 19 bisher unbekannte Linien eine Einordnung ins Termschema von  $^{236}\text{U}$  vorgeschlagen.

Rotationsbande zu dem  $1^-$  Zustand bei 687,5 keV. Auch in dieser Rotationsbande sind wie in der Grundzustandsbande die zwei niederenergetischsten Übergänge stark konvertiert. Fünf der neuen Linien können als  $\gamma$ -Übergänge zwischen Zuständen, die schon aus anderen Messungen bekannten sind, und Zuständen aus dieser Rotationsbande erklärt werden. Weitere fünf können erklärt werden, wenn neue bisher nicht bekannte Zustände angenommen werden. Lediglich für die Linie bei 790,8 keV und die Struktur bei etwa 805 keV, die sich wahrscheinlich aus mehreren Linien zusammensetzt, können bisher keine Vorschläge gemacht werden.

- Die Linien bei 327,2 keV, 349,9 keV und 417,3 keV können als  $\gamma$ -Zerfälle schon bekannter Zustände erklärt werden. Diese Zustände wurden in einer (d,p) Reaktion bei ähnlichen Strahlenergien ( $E_d=12-16$  MeV) wie in unserer Messung beobachtet und ihre Energien durch eine Messung der Protonenenergie bestimmt [Kat73].
- Ebenso kann die Linie bei einer Energie von 486,6 keV als Übergang eines schon bekannten  $4^-$  Zustands bei einer Energie von 1231,2 keV in den  $3^-$  Zustand bei einer Energie von 744,6 keV erklärt werden. Von [Kat73] wird dieser Zustand einer  $K=3^-$  Bande zugeordnet. Es wurden keine weiteren Übergänge aus dieser Bande in die Bande oberhalb des  $1^-$  Zustands bei 687,5 keV beobachtet. Insbesondere würde man auch ein Übergang aus dem  $3^-$  Zustand bei 1191,6 keV erwarten.
- Die Linie mit einer Energie von 774,2 keV kann als Übergang eines Zustands bei 1622,5 keV in den  $5^-$  Zustand bei einer Energie von 847,9 keV erklärt werden. Diesem Zustand wurden von [Kat73] die Quantenzahlen  $I^\pi=8^-$  zugewiesen. Bei dieser Zuordnung sollte jedoch bemerkt werden, dass die Population eines Zustands mit einem so hohen Drehimpuls in einer (d,p) Reaktion eigentlich nicht sehr stark ist. Darüberhinaus würde es sich demnach bei diesem Übergang um einen nicht sehr wahrscheinlichen E3 Übergang handeln. Wenn die von [Kat73] gemachten Zuordnungen richtig sind, sollten außerdem noch andere, sehr viel wahrscheinlichere, intensivere  $\gamma$ -Übergänge aus der Bande, zu der der Zustand bei 1622,5 keV gehören soll, zu beobachten sein.
- Zu der Linie mit einer Energie von 559,4 keV ist zusätzlich zu der Koinzidenz zum 642,3 keV Übergang in dem entsprechenden Schnittspektrum eine Koinzidenz zum Übergang bei 423,2 keV zu erkennen. Daher wird angenommen, dass dieser Übergang aus einem Zustand stammt, der oberhalb des  $2^-$  Zustands mit einer Energie von 1110,7 keV liegen muss. Ein direkter Zerfall mit einer Übergangsenergie von 559,4 keV in diesen Zustand würde einen bisher unbekanntem Zustand bei einer Energie von 1670,1 keV voraussetzen.

- Die Linien bei 354,5 keV und 411,3 keV sind konsistent mit einem Zustand bei einer Energie von 1099,0 keV. Es würde sich dann um Übergänge zwischen diesem Zustand und dem  $3^-$  Zustand bei 744,6 keV bzw. dem  $1^-$  Zustand bei 687,5 keV handeln. Möglicherweise gibt es auch den Übergang direkt in den Grundzustand. Im Spektrum befindet sich in diesem Bereich eine breite Linie (FWHM > 6 keV). Bei dieser Linie handelt es sich wahrscheinlich um ein Dublett, das nicht auflösbar ist.
- Zur Erklärung der Linie bei 454,1 keV wird ein Zustand bei 1198,7 keV vorgeschlagen, der mit dieser Übergangsenergie in den  $3^-$  Zustand bei 744,6 keV zerfällt. Dieser Zustand zerfällt außerdem mit einer Übergangsenergie von 1049,1 keV in den  $4^+$  Zustand und mit einer Übergangsenergie von 1153,5 keV in den  $2^+$  Zustand der Grundzustandsbande.
- Die Linie bei 581,6 keV lässt auf einen Zustand bei einer Energie von 1326,2 keV schließen. Diese Linie entspräche dann auch einem Übergang in den  $3^-$  Zustand bei 744,6 keV. Außerdem könnte diesem Zustand noch einen Übergang mit einer Energie von 1176,6 keV zugeordnet werden. Dieser Übergang würde in den  $4^+$  Zustand der Grundzustandsbande führen.

Die Zuordnung der anderen Linien, bei denen keine Koinzidenz zu einem bekannten Übergang aus  $^{236}\text{U}$  festgestellt werden konnte, ist aus den schon genannten Gründen schwierig. Es wurde versucht die anderen unbekannt Linien als Übergänge zwischen bekannten Zuständen zu erklären. Auf diese Weise können vier weitere neue Übergänge vorgeschlagen werden.

- Die Linien bei 888,1 keV und 992,2 keV könnten aus dem Zerfall des von [Kat73] angegebenen Zustands bei 1037,5 keV in die Grundzustandsbande stammen. In den Nuclear Data Sheets [Sch91] wird stattdessen ein Zustand bei 1035,6 keV angegeben, der über  $\gamma$ -Quanten mit den Energien 886,2 keV und 990,2 keV zerfällt. Übergänge mit dieser Energie konnten in der vorliegenden Messung nicht beobachtet werden.
- Die Linien bei 1101,0 keV und 996,3 keV können dem Zerfall eines Zustands bei etwa 1146,2 keV zugeordnet werden, bei dem es sich wahrscheinlich um den aus anderen Messungen bekannten Zustand bei  $(1147,0 \pm 1,0)$  keV handelt.

Die Abbildung 4.10 zeigt das entsprechend erweiterte Termschema.

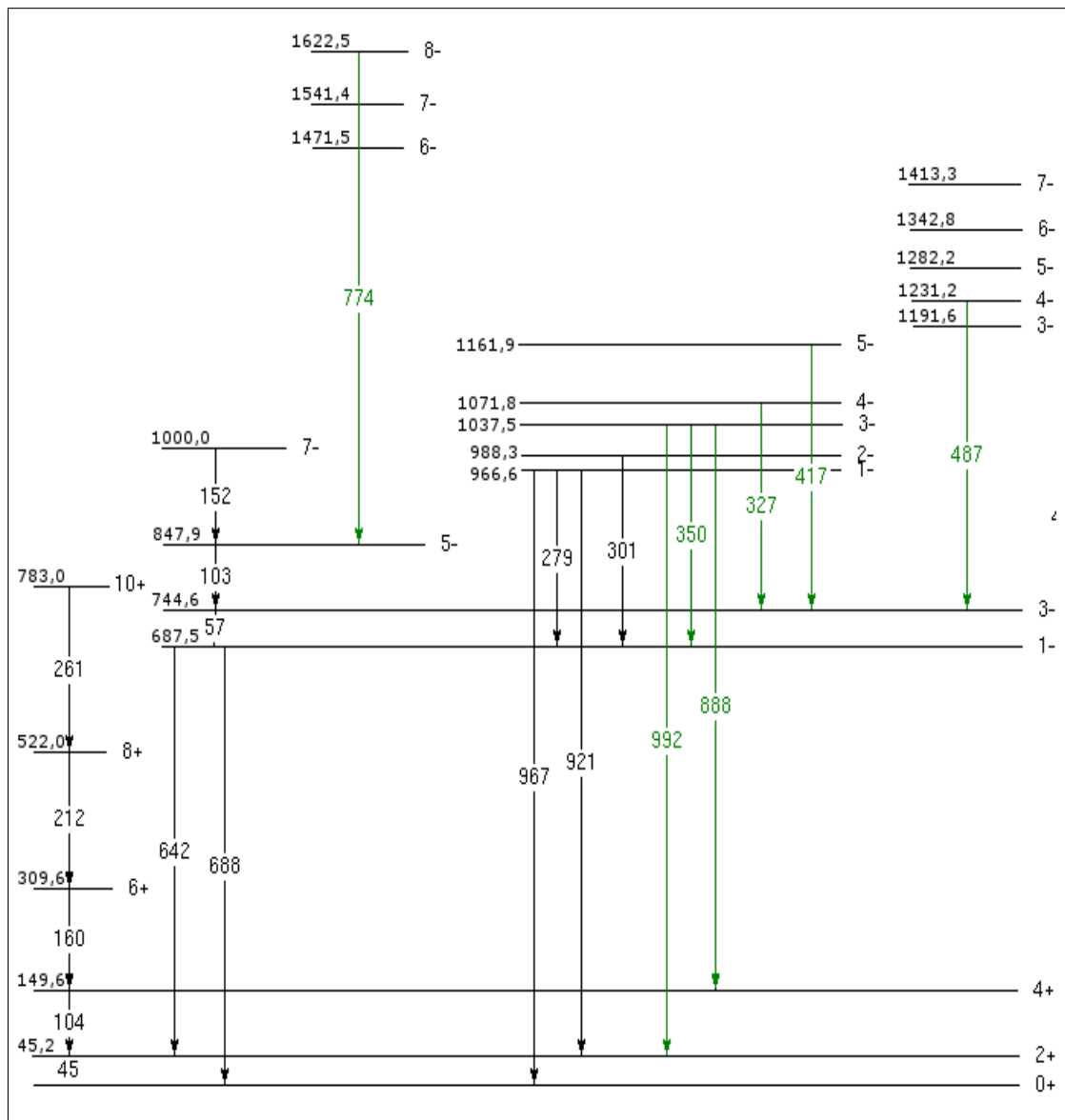


Abbildung 4.10: Termschema von  $^{236}\text{U}$  mit den beobachteten prompten Übergängen (Teil 1). Alle Übergangsenergien oberhalb von 110 keV wurden in diesem Experiment nachgewiesen, neu vorgeschlagenen Übergänge und Zustände sind grün eingefärbt.



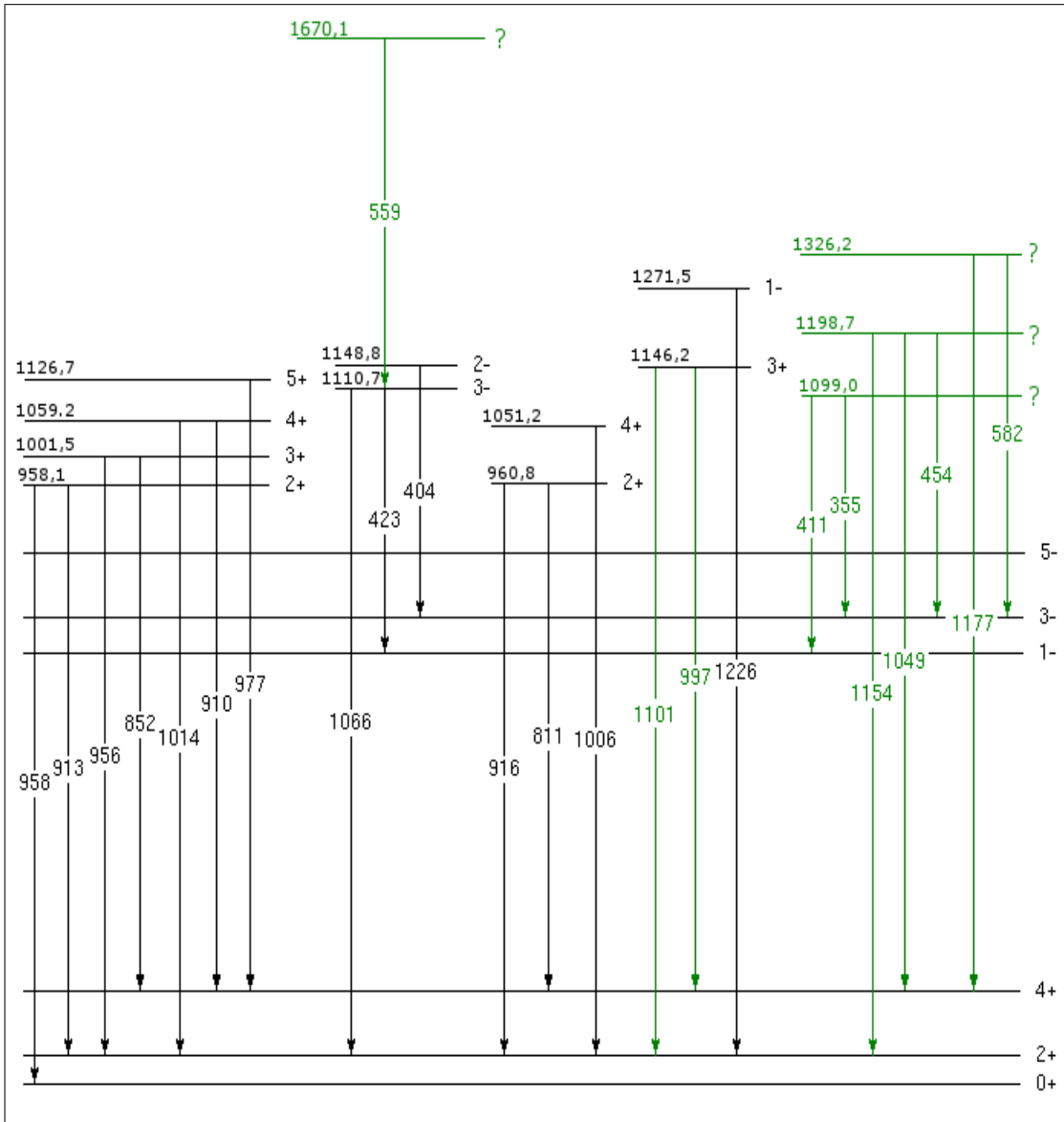


Abbildung 4.11: Termschema von  $^{236}\text{U}$  mit den beobachteten prompten Übergängen (Teil 2). Alle Übergangsenergien oberhalb von 110 keV wurden in diesem Experiment nachgewiesen, neu vorgeschlagenen Übergänge und Zustände sind grün eingefärbt.

## 4.2 Verzögerte $\gamma$ -Zerfälle

Im  $^{236}\text{U}$  ist ein  $K=4^-$ -Isomer bei einer Anregungsenergie von 1052,9 keV und einer Halbwertszeit von ca. 100 ns [Sch91] bekannt. Bei diesem Isomer handelt es sich um einen Zustand im I. Minimum. Daher wird das Spektrum der verzögerten  $\gamma$ -Strahlung von den Übergängen dominiert, die dieses K-Isomer depopulieren. Als zusätzliche Bedingung bei der Analyse der verzögerten Spektren wird gefordert, dass mindestens ein promptes  $\gamma$ -Quant von der Population des K-Isomers nachgewiesen wurde.

### 4.2.1 Anregungsenergie

Die Abbildung 4.12 zeigt die Anregungsenergien, die zu verzögerten  $\gamma$ -Übergängen führen. Die obere Abbildung zeigt die Anregungsenergieverteilung für alle  $\gamma$ -Quanten, die im verzögerten Zeitbereich nachgewiesen wurden. Es sind zwei

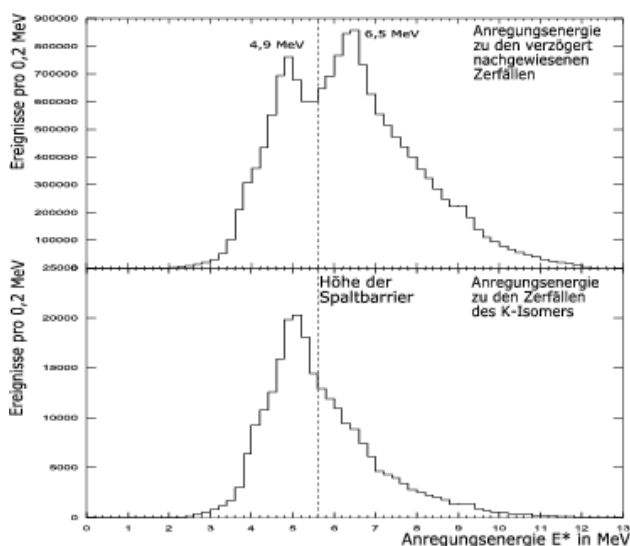


Abbildung 4.12: Anregungsenergien, die zu verzögerter  $\gamma$ -Strahlung führen. Eingezeichnet ist außerdem die Energie, die der Höhe der Spaltbarriere in  $^{236}\text{U}$  entspricht. Die zwei Maxima in der oberen Abbildung entsprechen der Population des K-Isomers und der prompten Spaltung. In der unteren Abbildung ist nur die Anregungsenergie, die zu  $\gamma$ -Zerfällen des K-Isomers führt, aufgetragen.

Anteile zu erkennen. Werden nur die Anregungsenergien aufgetragen, die zu den bekannten stärksten Zerfällen des K-Isomers gehören, ergibt sich die Verteilung in der unteren Abbildung. Es zeigt sich somit, dass der eine Anteil in der oberen Verteilung mit einem Maximum bei 4,8 MeV bevorzugt zu einer Population des K-Isomers führt. Beim zweiten Anteil mit einem Maximum bei 6,5 MeV überwiegt die prompte Spaltung. Dieser zweite Anteil tritt hier auf, weil die prompte Spaltung relativ häufig mit verzögerter  $\gamma$ -Strahlung aus isomeren Zerfällen der Spaltfragmente einhergeht.

Durch eine Begrenzung der Anregungsenergie auf bis zu 5,6 MeV erhält man daher auch im verzögerten Zeitbereich deutlich bessere  $\gamma$ -Spektren zu  $^{236}\text{U}$ . Abbildung 4.13 zeigt, dass die  $\gamma$ -Linien aus isomeren Zerfällen der Spaltprodukte effektiv unterdrückt werden. Im Spektrum zu Anregungsenergien oberhalb von

7,0 MeV ist zum Beispiel ein langlebiger Übergang aus  $^{134}\text{Te}$  bei einer Energie von 1279,0 keV zu erkennen. Dieser Übergang stammt aus einem isomeren Zustand bei einer Energie von 1691,3 keV mit einer Halbwertszeit von 164 ns [Son04]. Außerdem sind Übergänge aus  $^{91}\text{Rb}$ ,  $^{135}\text{Te}$  und  $^{136}\text{Xe}$  und weitere bekannte Untergrundlinien zu erkennen [Bar78].

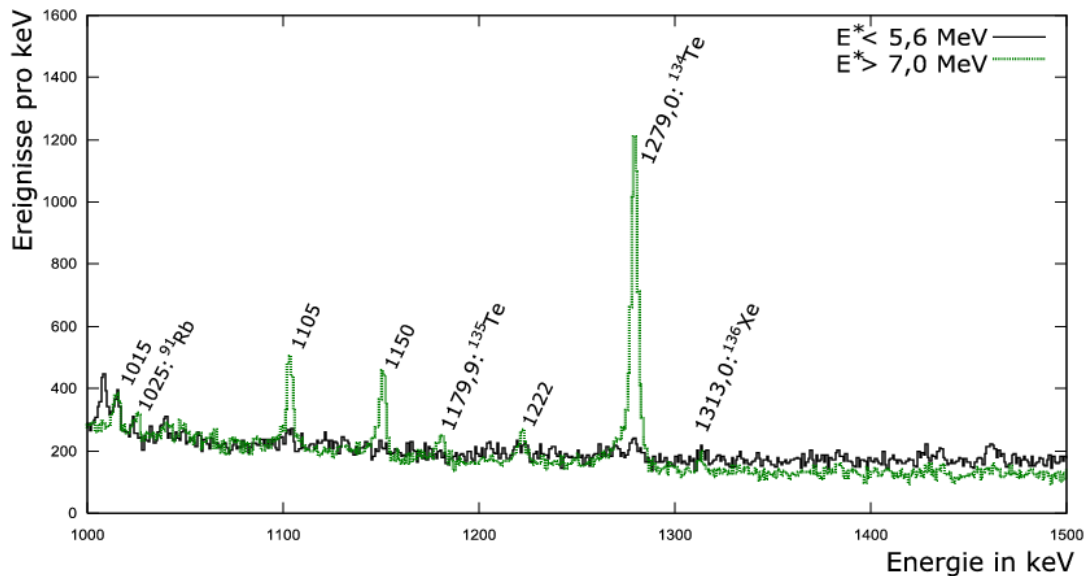


Abbildung 4.13: Verzögerte Spektren für zwei verschiedene Anregungsenergiebereiche. Die Linien aus Spaltprodukten des  $^{235}\text{U}$  sind im Spektrum für Anregungsenergien unterhalb der Spaltbarriere  $E^* < 5,6 \text{ MeV}$  fast vollständig unterdrückt.

### 4.2.2 Zerfall des K-Isomers

Die Abbildung 4.14 zeigt das verzögerte Spektrum im Bereich bis 1050 keV. Die Zerfälle des K-Isomers mit einer Energie von 1052,9 keV müssen in diesem Energiebereich liegen.

Wie bei der prompten  $\gamma$ -Strahlung wurde auch für die verzögerte  $\gamma$ -Strahlung eine  $\gamma\gamma$ -Matrix angelegt, um Koinzidenzen auswerten zu können. In diese Matrix wurden alle Paare von verzögerten Energien einsortiert, deren Zeitdifferenz kleiner als 50 ns ist. Mit Hilfe dieser Matrix wird das bekannte Zerfallsschema (siehe Abbildung 4.15) des K-Isomers bestätigt [Sch91].

Die Übergänge mit 64,6 keV, 86,3 keV, 57,1 keV, 104,4 keV und 45,2 keV konnten nicht nachgewiesen werden, da es sich wieder um stark konvertierte Übergänge handelt. Der Übergang bei 537,9 keV ist nur sehr schwach und die Übergänge bei 698,3 keV und 699,4 keV können nicht bestätigt werden. Der Übergang bei 595,0 keV ist in dieser Messung schwer nachweisbar, da diese

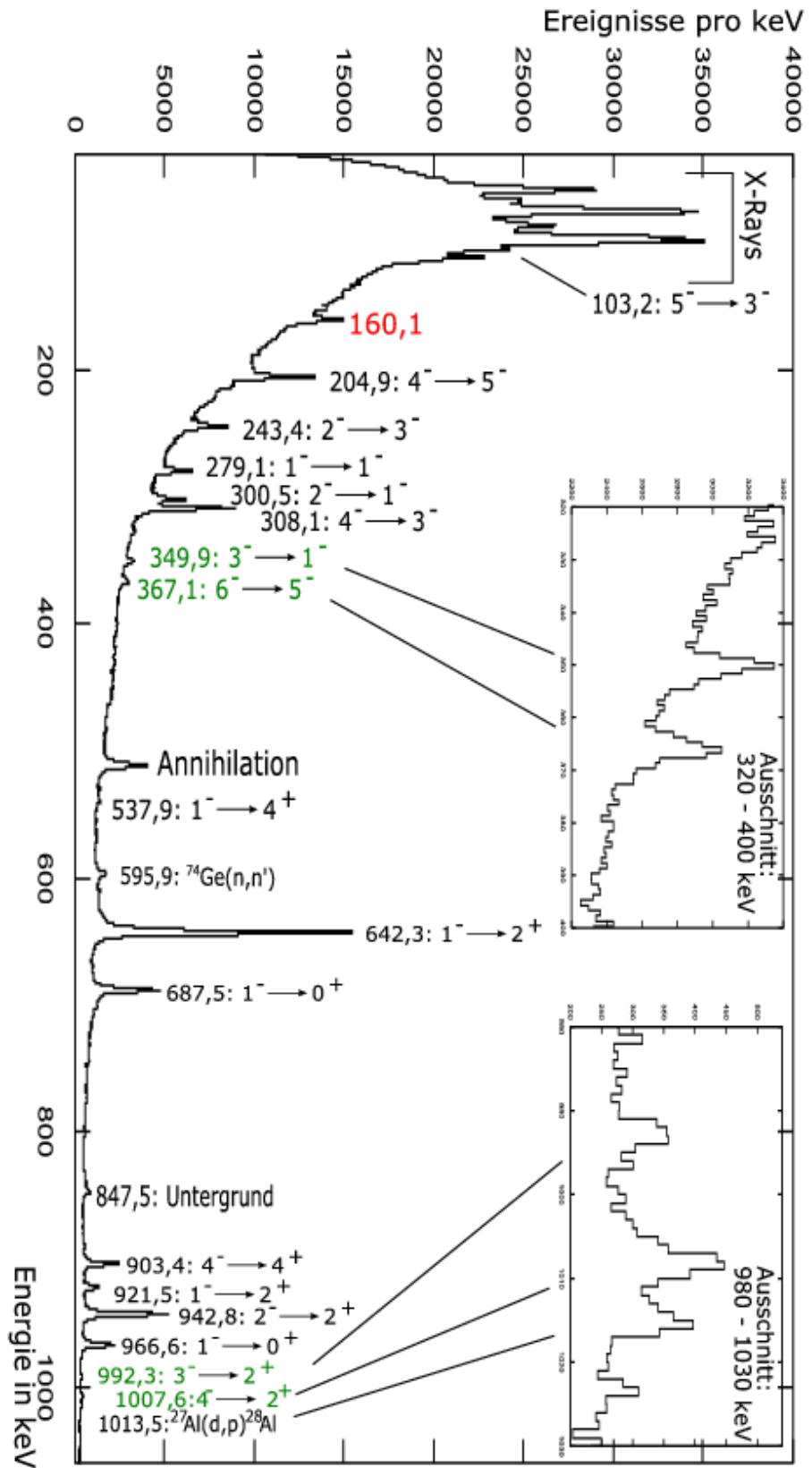


Abbildung 4.14: Spektrum der verzögerten  $\gamma$ -Strahlung im Zeitbereich 75 ns bis 400 ns nach dem Strahlpuls. In diesem Energiebereich liegen die Übergänge aus dem  $K=4^-$ -Isomern bei einer Energie von 1052,9 keV. In schwarz sind die bisher bekannten Übergänge und Untergundanteile beschriftet, bisher Unbekanntes ist in grün und rot beschriftet, wobei Vorschläge zur Einordnung der neuen Übergänge ins Ternschema von  $^{236}\text{U}$  grün sind.

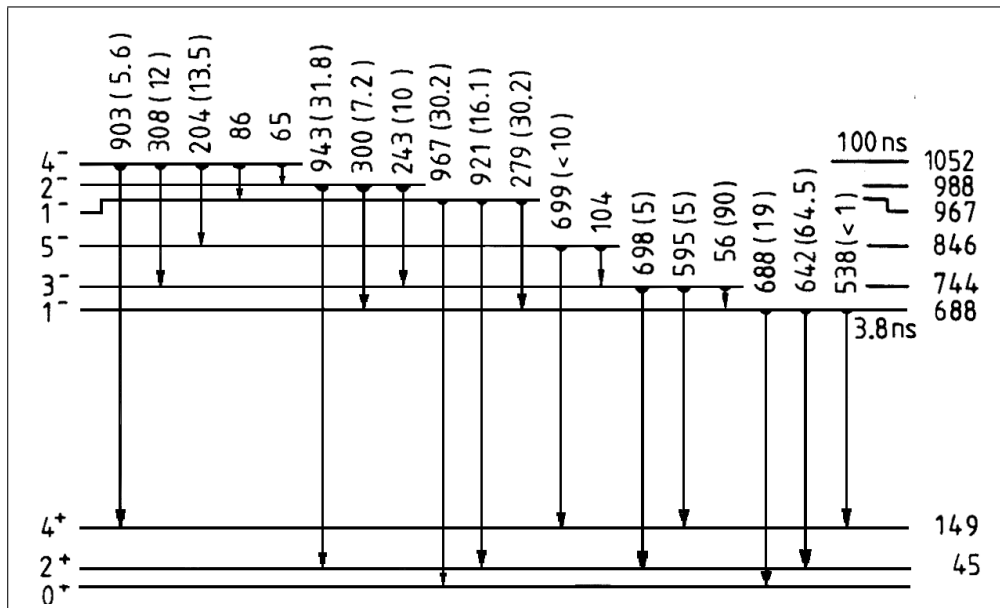


Abbildung 4.15: Bekanntes Zerfallsschema des K-Isomers bei 1052,9 keV [Sch91]. Die niederenergetischen Übergänge mit 64,6 keV, 86,3 keV, 57,1 keV, 104,4 keV und 45,2 keV sind stark konvertiert. Die Übergänge bei 698,3 keV und 699,4 keV wurden in dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment nicht beobachtet.

Linie mit einer bekannten Untergrundlinie aus der inelastischen Anregung des Germaniums in den Detektoren übereinstimmt. Zusätzlich zu den bekannten Linien sind neue Übergänge bei 160,1 keV, 349,9 keV, 367,1 keV, 992,3 keV und 1007,6 keV zu erkennen. Bei der Struktur bei 848 keV handelt es sich wahrscheinlich um einen Untergrundanteil, da diese Struktur auch im Spektrum zu Anregungsenergien größer als 7 MeV auftritt (siehe Abbildung 4.16).

### 4.2.3 Halbwertzeit des K-Isomers

Um die Halbwertzeit des K-Isomers zu bestimmen, wurde die zeitliche Abnahme der Intensitäten der depopulierenden Übergänge untersucht. Dafür ist eine zweidimensionale Darstellung sinnvoll, in der auf der einen Achse die Energie und auf der anderen Achse die Zeit eingetragen wird. Diese nicht symmetrische Matrix kann mit  $tv$  fast in derselben Art bearbeitet werden wie  $\gamma\gamma$ -Matrizen. Wird in der Projektion auf die Energieachse auf eine Übergangsenergie geschnitten, dann enthält das jeweilige Schnitterspektrum das Zeitverhalten dieses Übergangs. Der entsprechende Schnitt für 642,3 keV (Abbildung 4.17) zeigt einen exponentiellen Abfall. Durch einen Fit mit einer einkomponentigen Exponentialfunktion lässt sich daraus die Halbwertzeit dieses Übergangs zu  $(109,3 \pm 1,2)$  ns bestimmen. Dies stimmt mit der von [Sch89] bestimmten Halbwertzeit von  $(105 \pm 10)$  ns überein.

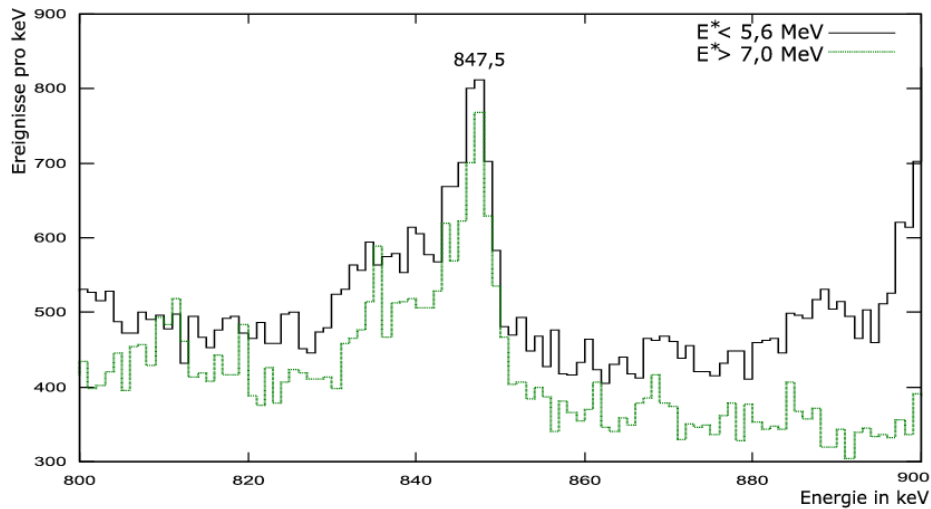


Abbildung 4.16: Ausschnitt aus den verzögerten Spektren für Anregungsenergien unterhalb von 5,6 MeV (schwarz) und oberhalb von 7 MeV. Da die Struktur bei 847,5 keV in beiden Spektren etwa gleich ausgeprägt ist, handelt es sich wahrscheinlich um einen Untergrundanteil.

Ein Schnitt auf einen niederenergetischen Übergang zeigt ein deutlich anderes zeitliches Verhalten (Abbildung 4.18 links). Dies liegt daran, dass diese niedrigen Energien auf einem hohen Untergrund liegen, der ein gänzlich anderes Zeitverhalten aufweist. Bei dieser Analyse kann die Untergrundabzugsfunktion von  $tv$  ausgenutzt werden. Nachdem für jeden Schnitt noch zwei Untergrundfenster definiert und der Untergrund abgezogen wurde, kann an das Zeitverhalten der niederenergetischen Übergänge auch eine einkomponentige Exponentialfunktion angepaßt werden (Abbildung 4.18 rechts).

Mit dieser Methode wurde für alle starken Übergänge aus dem K-Isomer die Halbwertszeit bestimmt. Die so ermittelten Halbwertszeiten stimmen innerhalb der statistischen Fehler alle gut überein. Die folgende Tabelle enthält eine Übersicht über die entsprechenden Ergebnisse:

Energie in keV	Halbwertszeit in ns	Energie in keV	Halbwertszeit in ns
205,0	$109,7 \pm 4,1$	687,5	$108,0 \pm 3,0$
243,7	$107,4 \pm 8,4$	903,4	$102,7 \pm 3,5$
279,1	$106,4 \pm 9,1$	921,5	$106,9 \pm 8,6$
300,8	$110,6 \pm 9,5$	942,8	$109,3 \pm 2,8$
308,5	$106,2 \pm 3,2$	966,7	$106,2 \pm 3,6$
642,3	$109,3 \pm 1,2$		

Als gemittelter Wert ergibt sich  $(108,3 \pm 0,9)$  ns. Für den unbekanntem Übergang bei 160,0 keV ergibt sich mit dieser Methode eine viel kürzere Halbwertszeit von

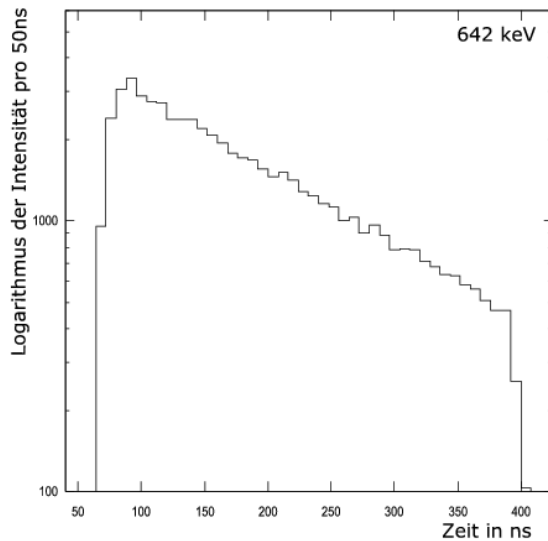


Abbildung 4.17: Intensität der Linie bei 642 keV in Abhängigkeit von der Zeit. In der logarithmischen Auftragung ergibt sich ein linearer Verlauf, dies entspricht dem erwarteten exponentiellen Abfall.

$(31,7 \pm 3,3)$  ns. Es handelt sich hier daher nicht um einen Übergang aus dem K-Isomer. Für die Linien bei 349,9 keV, 367,1 keV, 537,9 keV, 992,3 keV und 1007,6 keV ist aufgrund der niedrigeren Intensität dieser Linien die so bestimmte Halbwertszeit nicht aussagekräftig.

#### 4.2.4 Population des K-Isomers

In einem weiteren Schritt der Analyse wurde die Korrelation zwischen prompten und verzögerten  $\gamma$ -Energien untersucht. Zu diesem Zweck bildet man alle möglichen Paare aus prompten  $\gamma$ -Energien und im selben Ereignis auftretenden verzögerten  $\gamma$ -Energien und sortiert sie in eine Matrix ein. Diese Matrix ist dann natürlich nicht symmetrisch, die Projektion auf die eine Achse enthält nur prompte und die andere Projektion nur verzögerte Energien. Ein Schnitt in einer solchen Matrix auf einen verzögerten Übergang ermöglicht es, in dem zugehörigen Schnitt die prompten Übergänge zu erkennen, die langlebigere Zustände populieren.

Entsprechende Schnitte auf die bekannten Übergänge aus dem K-Isomer zeigen deutliche Linien bei 307,8 keV, 367,1 keV und 519,4 keV. Bei dem Spektrum 4.19 handelt es sich um die Summe der Schnittspektren aller beobachteten Übergänge aus dem K-Isomer. Die schwachen Linien bei 478,0 keV und 718,9 keV stammen wahrscheinlich aus den Reaktionen  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  und  $^{10}\text{B}(n,n')$ . Der äußere Kontakt der MINIBALL-Zähler besteht aus Bor.

#### 4.2.5 Diskussion der Ergebnisse zum K-Isomer

Im verzögerten Spektrum wurden fünf Linien identifiziert, die nicht aus dem Zerfall des K-Isomers bei 1052,9 keV bekannt sind. Bei der unbekanntem Linie bei 1007,6 keV kann es sich um einen Übergang des isomeren Zustands in den

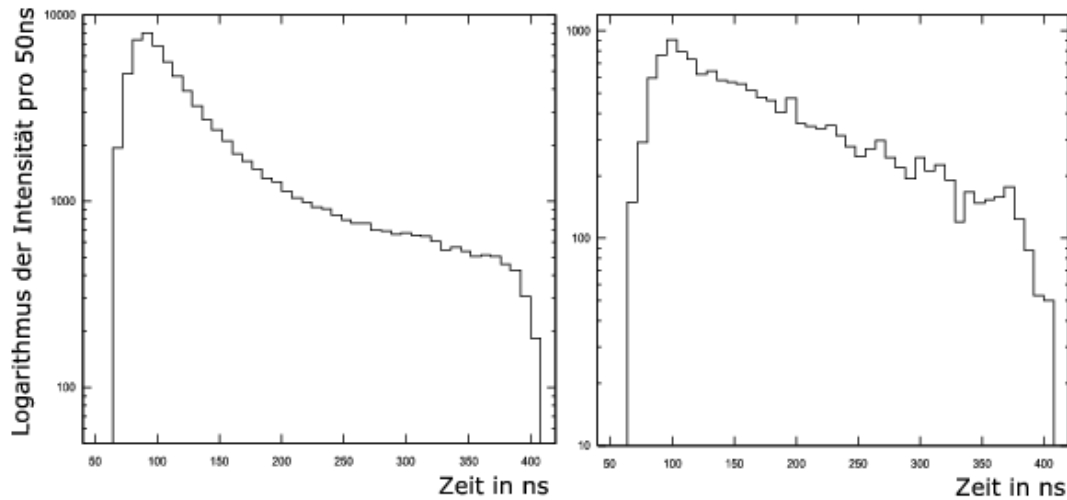


Abbildung 4.18: Zeitlicher Verlauf der Intensitäten der niederenergetischen Übergänge bei 205 keV aus dem K-Isomer. Links das unkorrigierte Spektrum. Hier gibt es eine starke kurzlebige Untergrundkomponente, die für die Abweichung vom erwarteten exponentiellen Verlauf verantwortlich ist. Rechts das Spektrum nach Untergrundabzug.

$2^+$  Zustand bei 45,2 keV handeln. Die unbekannt Linien bei 349,9 keV und 992,3 keV sind schon aus dem prompten Spektrum bekannt. Dort wurden sie dem Zerfall eines Zustands bei 1037,5 keV zugeordnet. Da dieser Zustand energetisch unterhalb des K-Isomers liegt, ist es naheliegend, dass das K-Isomer auch über diesen Zustand zerfällt. Dies würde einen weiteren Übergang mit einer Energie von 15 keV vom K-Isomer bei 1052,9 keV in diesen Zustand erfordern. Zum Einen wäre ein solcher Übergang aufgrund seiner niedrigen Energie stark konvertiert und könnte somit nicht über  $\gamma$ -Strahlung nachgewiesen werden, zum Anderen liegt diese Energie auch unter der elektronischen Nachweisschwelle.

Es konnte kein Zustand unterhalb von 1052,9 keV gefunden werden, dessen Zerfall die Linien bei 160,1 keV und 367,1 keV erklären würde. Aufgrund der kürzeren Halbwertszeit der Linie bei 160,1 keV ist auch nicht zu erwarten, dass diese Linie aus dem Zerfall des K-Isomers stammt. Dies legt die Vermutung nahe, dass es einen weiteren langlebigen Zustand oberhalb des K-Isomers gibt.

Bei der Untersuchung der Korrelation zwischen verzögerter und prompter Spaltung, tritt die Linie bei 367,1 keV auch als prompte Linie in den Schnittspektren zu den verzögerten Zerfällen des K-Isomers auf. Im Schnittspektrum zu 642,3 keV in der  $\gamma\gamma$ -Matrix, die nur prompte Energien enthält, ist sie dagegen nicht zu erkennen. Daher ist anzunehmen, dass dies ein Übergang ist, der das K-Isomer populierte. Es könnte sich dabei um einen Zerfall des aus teilchenspektroskopischen Untersuchungen [Kat73] bekannten  $6^-$  Zustand bei einer Energie von 1471,5 keV handeln. Dieser Zerfall würde dann in den



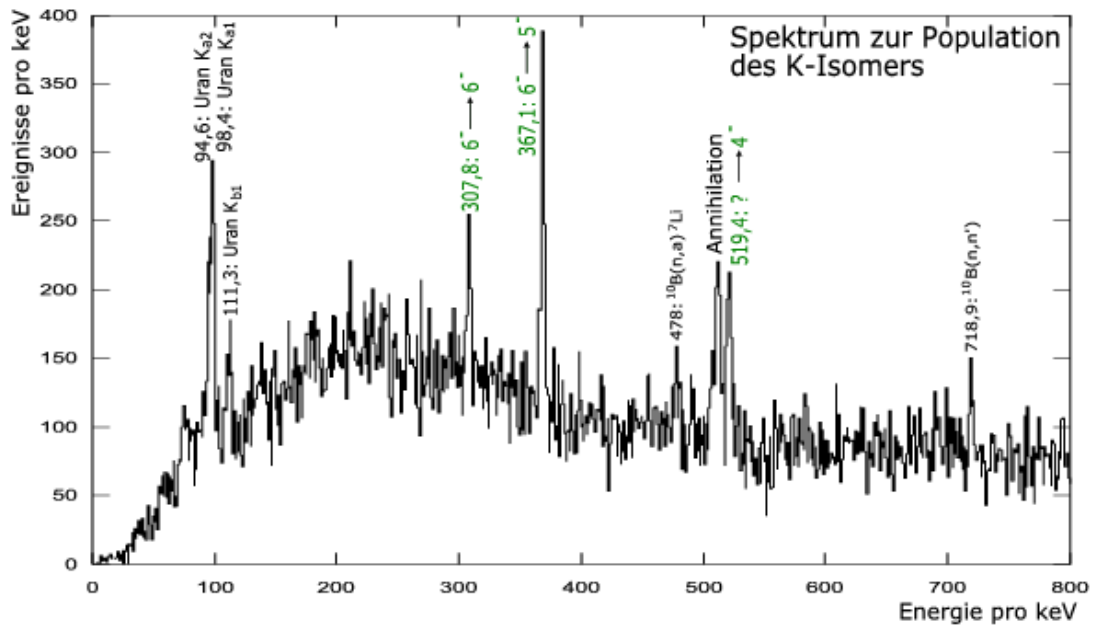


Abbildung 4.19: Summenspektrum aus den Schnitten auf die verzögerten Übergänge aus der Depopulation des K-Isomers. Es handelt sich hierbei um Energien von prompten  $\gamma$ -Quanten, denen mindestens ein  $\gamma$ -Quant aus der Depopulation des K-Isomers folgt.

$5^-$  Zustand bei 1104,4 keV führen, der wiederum durch stark konvertierte Übergänge in den isomeren Zustand bei 1052,9 keV zerfällt. Auch die Linie bei 307,8 keV lässt sich auf diese Weise erklären. Sie entspräche einem Übergang in den  $6^-$  Zustand bei 1163,7 keV. Bei diesen beiden Zwischenzuständen handelt es sich um Zustände aus der Rotationsbande des K-Isomers. Die Linie bei 519,4 keV entspricht einem Übergang eines bekannten Zustands bei einer Energie von 1572,3 keV direkt in das K-Isomer. Die Tabelle 4.2 gibt eine Übersicht über die Ergebnisse zum K-Isomer und die Abbildung 4.20 zeigt das vorgeschlagene Termschema. Dargestellt sind nur die Übergänge und Zustände, die bei der Population und dem Zerfall des K-Isomers auftreten.

Falls es einen weiteren isomeren Zustand mit einer Halbwertszeit von etwa 32 ns gibt, wie es die Linie bei 160 keV nahelegt, dann ist anzunehmen, dass dieser Zustand energetisch oberhalb von 1471,5 keV liegt und auch über diesen Zustand zerfällt. Dies würde erklären, warum der Übergang bei einer Energie von 367,1 keV sowohl im verzögerten Spektrum als auch im prompten Spektrum beobachtet wird. Auch der Übergang mit einer Energie von 307,8 keV müsste dann in beiden Spektren zu sehen sein. Da aber diese Energie fast mit der Energie 308,1 keV übereinstimmt, die aus einem Zerfall des K-Isomers stammt, kann dies nicht mit Sicherheit bestätigt werden. Auch vorstellbar ist, dass der Zustand bei 1037,5 keV, der über die  $\gamma$ -Energien 349,9 keV und 992,3 keV zerfällt, anders als

Übergangsenergie in keV	$E_i$ in keV	$E_f$ in keV	relative Intensität
Zerfall des K-Isomers:			
205,0	1052,9	847,9	27,7%
243,7	988,3	687,5	16,8%
279,1	966,6	687,5	12,5%
300,8	988,3	687,5	15,5%
308,5	1052,9	744,6	34,6%
349,9	1037,5	687,5	3,6 %
537,9	687,5	149,6	1,2 %
642,3	687,5	45,2	100%
687,5	687,5	0,0	26,8%
903,4	1052,9	149,6	13,3%
921,5	966,6	45,2	5,4%
942,8	988,3	45,2	32,9%
966,7	966,6	45,2	12,4%
992,3	1037,5	45,2	0,6 %
1007,6	1052,9	45,2	1,2%
Population des K-Isomers:			
307,8	1471,5	1163,7	
367,1	1471,5	1104,4	
519,4	1572,3	1052,9	

Tabelle 4.2: Übersicht über die Ergebnisse zum K-Isomer. Die Intensitäten der Zerfälle sind auf den stärksten Übergang bei einer Energie von 642,3 keV normiert.

oben dargestellt, nicht beim Zerfall des K-Isomers populiert wird, sondern statt dessen beim Zerfall des unbekanntes Isomers. Es handelt sich bei diesem Isomer mit Sicherheit nicht um das Formisomer bei 2,8 MeV, da für dieses Isomer in früheren Messungen eine Halbwertszeit von etwa 100 ns bestimmt wurde und die Intensitäten der beobachteten Übergänge deutlich stärker sind, als die für das Formisomer erwarteten.

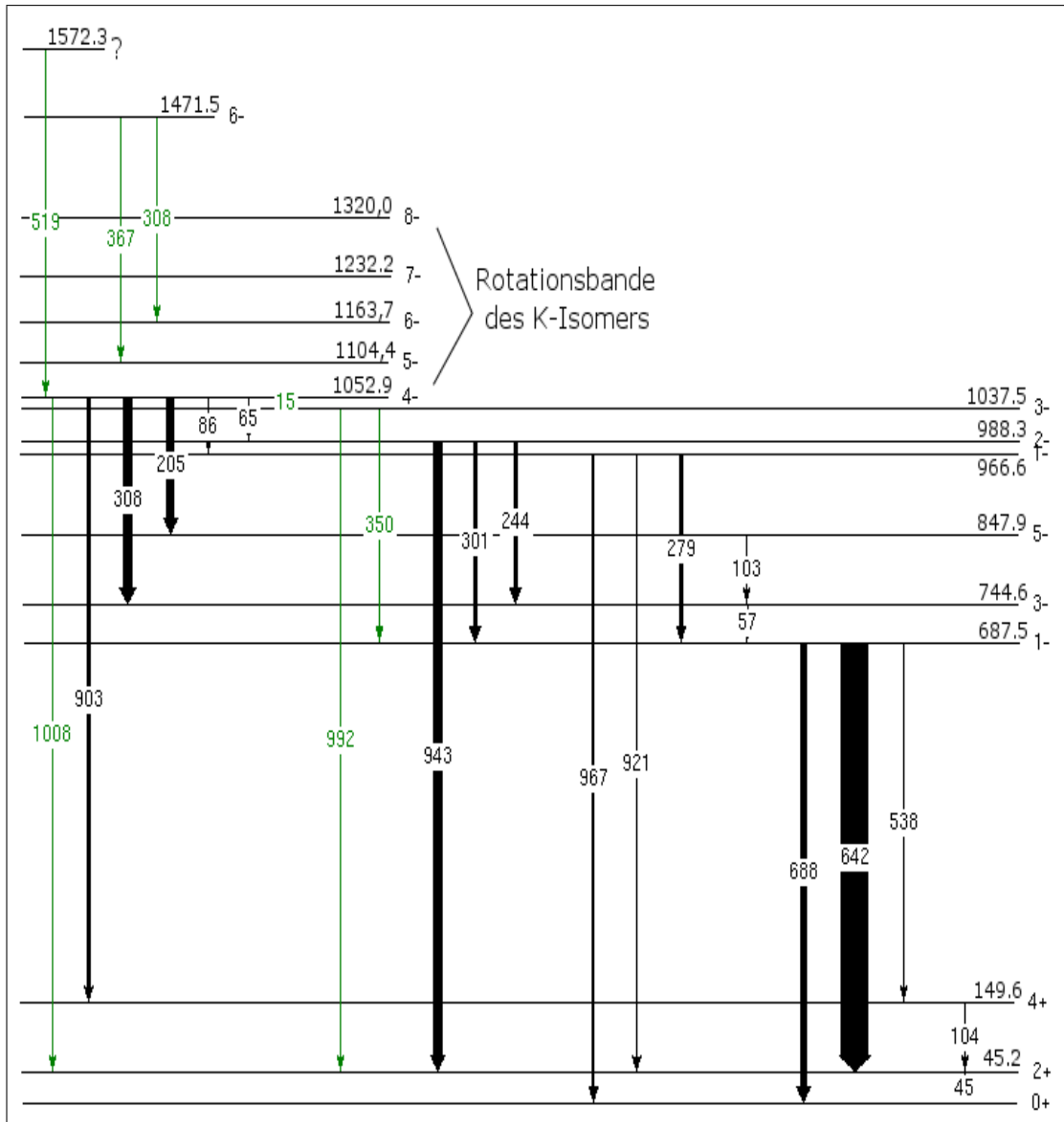


Abbildung 4.20: Vorgeschlagenes Termschema zur Population und zum Zerfall des K-Isomers in  $^{236}\text{U}$ . Die grünen Übergänge sind neu beobachtete Übergänge. Die niederenergetischen Übergänge mit den Energien 45,2 keV, 64,6 keV, 86,3 keV und 104,4 keV sind stark konvertiert und konnten deshalb nicht nachgewiesen werden. Dasselbe gilt für den vorgeschlagenen Übergang mit 15 keV vom K-Isomer in den Zustand bei 1037,5 keV und die Übergänge innerhalb der Rotationsbande des K-Isomers.

### 4.3 $\gamma$ -Rückzerfall des Formisomers

Das Hauptziel dieser Messung ist die Suche nach dem  $\gamma$ -Rückzerfall des Formisomers. Die Population des II. Minimums ist im Vergleich zu den anderen physikalischen Prozessen wie prompte Spaltung oder Population des I. Minimums extrem selten. Mit dem bekannten Isomerieverhältnis von [Rei93]:

$$\frac{\Delta\sigma(d, p_{II})}{\Delta\sigma(d, p_I)} = (3, 0 \pm 1, 2) \cdot 10^{-4}$$

kann abgeschätzt werden, mit wie vielen Ereignissen in dieser Messung gerechnet werden kann. Aus den Intensitäten der stärksten Übergänge des I. Minimums in die Grundzustandsbande wird entnommen, wie oft das I. Minimum populierte wurde. Hierzu müssen sowohl die prompten Übergänge als auch die verzögerten aus dem K-Isomer berücksichtigt werden. Bei den verzögerten Übergängen muss außerdem beachtet werden, dass durch das Zeitfenster von 75 ns bis 400 ns bei einer Halbwertszeit von etwa 100 ns zusätzlich noch 45% der eigentlichen Intensität verloren gehen, die schon vorher zerfallen sind. Wird der Wert dann noch mit der Nachweeffizienz des MINIBALL-Spektrometers von 8% und bei den Übergängen, bei denen es nötig ist, mit dem Konversionskoeffizient korrigiert, ergeben sich für die Population des I. Minimums  $3 \cdot 10^7$  Ereignisse. Mit dem Isomerieverhältnis erhält man die Anzahl der erwarteten Ereignisse im II. Minimum, die immerhin noch 8800 beträgt. Der formisomere Zustand zerfällt nun entweder über  $\gamma$ -Strahlung in den normaldeformierten Zustand oder es kommt zur isomeren Spaltung. Das Verzweungsverhältnis für diese konkurrierenden Prozesse ist auch bekannt und beträgt [Rei93]:

$$\frac{\Gamma_{F\gamma}}{\Gamma_{Ff}} = (6, 5 \pm 0.8)$$

Damit ergibt sich, dass mit etwa 7600  $\gamma$ -Rückzerfällen gerechnet werden kann. Werden auch hier wieder die Verluste durch das verzögerte Zeitfenster berücksichtigt, so bleiben etwa 4100 Ereignisse, die über  $\gamma$ -Strahlung nachweisbar sein sollten. Aufgrund der Nachweeffizienz der Germaniumdetektoren von 8% reduziert sich dies auf etwa 580  $\gamma$ -Quanten. Diese 580  $\gamma$ -Quanten teilen sich dann noch auf mehrere  $\gamma$ -Kaskaden auf. Weitere Analysebedingungen wie die Beschränkung der Anregungsenergie oder die Forderung nach mindestens einem  $\gamma$ -Quant, das im prompten Zeitbereich nachgewiesen wurde, führen zwar zu deutlich weniger Untergrund im Spektrum, aber sie reduzieren andererseits auch die Intensität in den gesuchten Linien. Trotz der großen Menge an Daten, die in diesem Experiment aufgenommen wurden, stellt der Nachweis des  $\gamma$ -Rückzerfalls eine anspruchsvolle experimentelle Herausforderung dar.

Aus den Vorgängerexperimenten [Rei93][Sch89] ist bekannt, dass der  $\gamma$ -Rückzerfall des Formisomers über mehrere Kaskaden erfolgen soll (vgl. auch Abschnitt

Kaskade	$E_{\gamma_1}$	$E_{\gamma_2}$	$E'_{\gamma_2}$	I
1	$(580 \pm 15)\text{keV}$	$(2239 \pm 35)\text{keV}$		19,5%
2	$(2129 \pm 15)\text{keV}$	$(686 \pm 10)\text{keV}$	$(642 \pm 10)\text{keV}$	15,1%
3	$(1842 \pm 15)\text{keV}$	$(967 \pm 10)\text{keV}$	$(920 \pm 10)\text{keV}$	41,0%
4	$(1061 \pm 45)\text{keV}$	$(1755 \pm 50)\text{keV}$		9,5%
5	$(1214 \pm 20)\text{keV}$	$(1576 \pm 30)\text{keV}$		14,8%

Tabelle 4.3: Übersicht über die in der Kristallkugelmessung gefundenen Übergangsenergien für den  $\gamma$ -Rückzerfall. Der  $\gamma$ -Rückzerfall erfolgt demnach im Wesentlichen über  $1^-$  Zustände im ersten Minimum. Der direkte Übergang in die Grundzustandsbande wurde nicht beobachtet. Die Anregungsenergie des Formisomers beträgt  $(2,81 \pm 0,02)$  MeV. Die große Unsicherheit in den Übergangsenergien wird durch die limitierte Auflösung der NaI-Detektoren verursacht [Rei93].

1.3). Das Ergebnis von [Rei93] ist nochmal in der Tabelle 4.3 dargestellt, die Energie des formisomeren Zustands beträgt nach dieser Messung  $(2,81 \pm 0,02)$  MeV. Die große Unsicherheit in den Übergangsenergien wird durch die limitierte Auflösung der NaI-Detektoren verursacht.

Die niederenergetischeren Übergänge aus diesen Kaskaden treten auch beim Zerfall des K-Isomers auf. Es ist in diesem Energiebereich deshalb schwierig die Zerfälle, die aus dem K-Isomer stammen von denen aus dem Formisomer zu unterscheiden. Übergänge mit einer Energie oberhalb der Anregungsenergie des K-Isomers von 1052,9 keV können allerdings nicht aus dem K-Isomer stammen. Für die höherenergetischen Übergänge aus den Zerfallskaskaden des Formisomers besteht also keine Gefahr der Verwechslung mit den Übergängen aus dem K-Isomer.

Abbildung 4.21 zeigt den Ausschnitt aus dem Spektrum, in dem diese verzögerten Übergänge zu suchen sind. Die Identifikation der gesuchten schwachen Übergänge ist durch den hohen kontinuierlichen Anteil im Spektrum erschwert. Die Linie bei einer Energie von 1778,8 keV, die das Spektrum dominiert, stammt aus der Reaktion  $^{27}\text{Al}(d,p)^{28}\text{Al}$ .  $^{28}\text{Al}$  zerfällt in einem  $\beta$ -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 2,2 min in  $^{28}\text{Si}$ . Aufgrund der langen Halbwertszeit ist diese Linie in allen Spektren vertreten und lässt sich nicht unterdrücken. Die andere deutliche Struktur hat eine Energie von etwa 2225 keV. Dies entspricht der Bindungsenergie von Deutronen. Es handelt sich hierbei um  $\gamma$ -Strahlung, die beim Neutroneneinfang durch Protonen in der Paraffinabschirmung am Ende des Strahlrohrs, dem *Beamdump*, entsteht, wo der Strahl gestoppt wird.

Die Forderung nach mindesten einem nachgewiesenen  $\gamma$ -Quant im prompten Spektrum reduziert die Intensität der verzögerten Übergänge auf 23%. Hier wirkt sich noch mal die Nachweiswahrscheinlichkeit der HPGe-Detektoren aus. Entscheidend ist in diesem Fall allerdings nicht die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Gesamtenergie eines  $\gamma$ -Quants (*Full Energy Peak*), die 8% beträgt, sondern

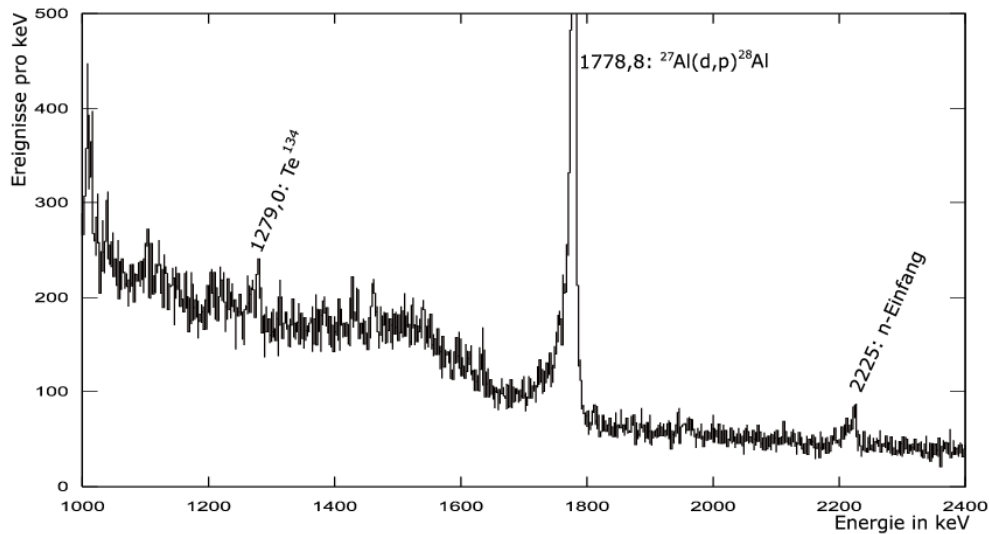


Abbildung 4.21: Ausschnitt aus dem verzögerten  $\gamma$ -Spektrum. In diesem Energiebereich werden die gesuchten Übergänge aus dem  $\gamma$ -Rückzerfall des Formisomers in  $^{236}\text{U}$  erwartet.

das höhere Gesamtansprechvermögen.

Eine weitere mögliche Reduktion des Untergrunds ergibt sich auch bei der Suche nach dem  $\gamma$ -Rückzerfall durch eine Bedingung an die Anregungsenergie. Im Gegensatz zu den Zuständen im I. Minimum werden jedoch die formisomeren Zustände bevorzugt über höherliegende Zustände bevölkert. Die Abbildung 4.22 zeigt die Anregungsenergie für das Formisomer, das von [Rei93] unter anderem über die verzögerte Spaltung identifiziert wurde. Außerdem ist der Anteil der prompten Spaltung zu erkennen. Das Maximum in der Anregungsenergie für die Zustände des II. Minimums liegt bei etwa 5,6 MeV. Dies entspricht der Höhe der Spaltbarriere in  $^{236}\text{U}$ . Ein großer Anteil des Anregungsspektrums wird noch bei höheren Energien oberhalb der Barriere bis 6,5 MeV beobachtet. Eine Begrenzung der Anregungsenergie auf 5,6 MeV ist für die Untersuchung des zweiten Minimums daher nicht sinnvoll. Sie führt dazu, dass fast die Hälfte an Intensität verloren geht. Andererseits führt die Obergrenze von 5,6 MeV zu einer sehr effektiven Unterdrückung der  $\gamma$ -Strahlung aus der prompten Spaltung.

Bei der Untersuchung der verzögerten Spektren hat sich der Vergleich zwischen vier verschiedenen Spektren als sinnvoll erwiesen, die mit den folgenden Analysebedingungen erzeugt wurden:

1. Das Spektrum zu Anregungsenergien unterhalb von 5,6 MeV ohne weitere Bedingungen enthält die meiste Statistik. Die Intensität der gesuchten Übergänge aus dem Zerfall des Formisomers reduziert sich durch diese Forderung um 50%. Allerdings wird auch der Untergrund aus der Spaltung unterdrückt.

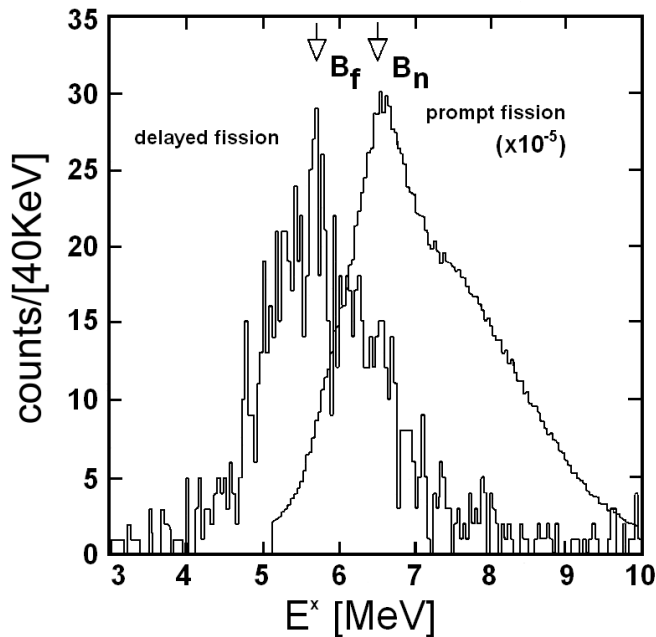


Abbildung 4.22: Anregungsenergie der Formisomere in  $^{236}\text{U}$ . Das Formisomer wurde über die verzögerte Spaltung nachgewiesen und eindeutig identifiziert. Zusätzlich ist die Anregungsenergie für die prompte Spaltung dargestellt, die um 5 Größenordnungen wahrscheinlicher ist.  $B_f$  bezeichnet die Höhe der Spaltbarriere und  $B_n$  die Neutronenbindungsenergie. [Rei93]

2. Die zusätzliche Forderung nach dem Nachweis mindestens eines prompten  $\gamma$ -Quants reduziert die Intensität der gesuchten  $\gamma$ -Übergänge insgesamt auf nur 11,5% der ursprünglich erwarteten Intensität. Dieses Spektrum enthält aber auch den geringsten Untergrundanteil.
3. Wird die Anregungsenergie nur auf Energien unterhalb von 6,5 MeV anstatt auf Energien unterhalb von 5,6 MeV beschränkt, aber zusätzlich der Nachweis eines prompten  $\gamma$ -Quants gefordert, ergibt sich insgesamt eine Reduktion der Intensität auf etwa 20%.
4. Das Spektrum für Anregungsenergien größer als 7,0 MeV enthält überwiegend  $\gamma$ -Strahlung aus der prompten Spaltung. Der Vergleich mit diesem Spektrum ermöglicht die Unterscheidung von „echten“ Linien aus  $^{236}\text{U}$  und Linien, die aus Spaltprodukten stammen.

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die erwarteten Intensitäten einzelner  $\gamma$ -Linien aus den Zerfallskaskaden des  $\gamma$ -Rückzerfalls unter den verschiedenen Analysebedingungen, dabei sollte man nicht vergessen, dass es sich hierbei um eine grobe Abschätzung handelt:

$\gamma$ -Energie in keV	Intensität Bedingung 1	Intensität Bedingung 2	Intensität Bedingung 3
1842	120(50) Counts	27(10) Counts	48(20) Counts
2239	57(23) Counts	13(5) Counts	22(8) Counts
2129	88(36) Counts	10(4) Counts	17(7) Counts

Die Abbildung 4.23 zeigt den entsprechenden Ausschnitt aus dem verzögerten Spektrum, in dem diese Übergänge zu suchen sind. Gezeigt ist der Vergleich zwischen den verschiedenen Analysebedingungen. Das obere Spektrum entspricht dabei der Analysebedingung 1. Bei dem schwarzen Spektrum handelt es sich um das „sauberste“ Spektrum (Bedingung 2), während das grüne Spektrum zur Identifikation von Untergrundanteilen dient. Der Nachweis der schwachen verzögerten Linien ist aufgrund des hohen kontinuierlichen Anteils in den Spektren schwierig. Die von [Rei93] und [Sch89] angegebenen Übergangsenergien scheinen jedoch nicht bestätigt werden zu können. Im Spektrum 4.23 sind mögliche Kandidaten für den gesuchten  $\gamma$ -Rückzerfall markiert. Allerdings enthalten einige dieser Linien im Vergleich mit der Abschätzung fast schon zu viel Intensität, als dass es sich um die erwarteten Übergänge aus dem  $\gamma$ -Zerfall des Formisomers handeln könnte. Angegeben ist jeweils die Intensität im Spektrum nach der Analysebedingung 1.

Energie in keV	FWHM in keV	Intensität in Counts
1811,0	4,2	205 (60)
1886,6	2,3	94 (40)
1943,2	4,8	266 (56)
1952,1	4,8	206 (60)
1959,3	5,1	168 (88)
1963,5	5,1	172 (89)
2112,5	3,7	172 (48)

Eine eindeutige Zuordnung dieser Übergänge zum Formisomers ist schwierig. Es kann bisher kein mit allen Ergebnissen konsistenter Vorschlag zur Einordnung dieser Übergänge in das Termschema von  $^{236}\text{U}$  gemacht werden. In einer erweiterten Analyse muss sorgfältig geprüft werden, ob es sich bei diesen schwachen Linien tatsächlich um Übergängen aus  $^{236}\text{U}$  handelt.

Trotz der in diesem Experiment insgesamt erreichten hohen Statistik und der guten Energieauflösung können an dieser Stelle die gesuchten Übergänge aus dem  $\gamma$ -Rückzerfall des Formisomers nicht eindeutig identifiziert werden.



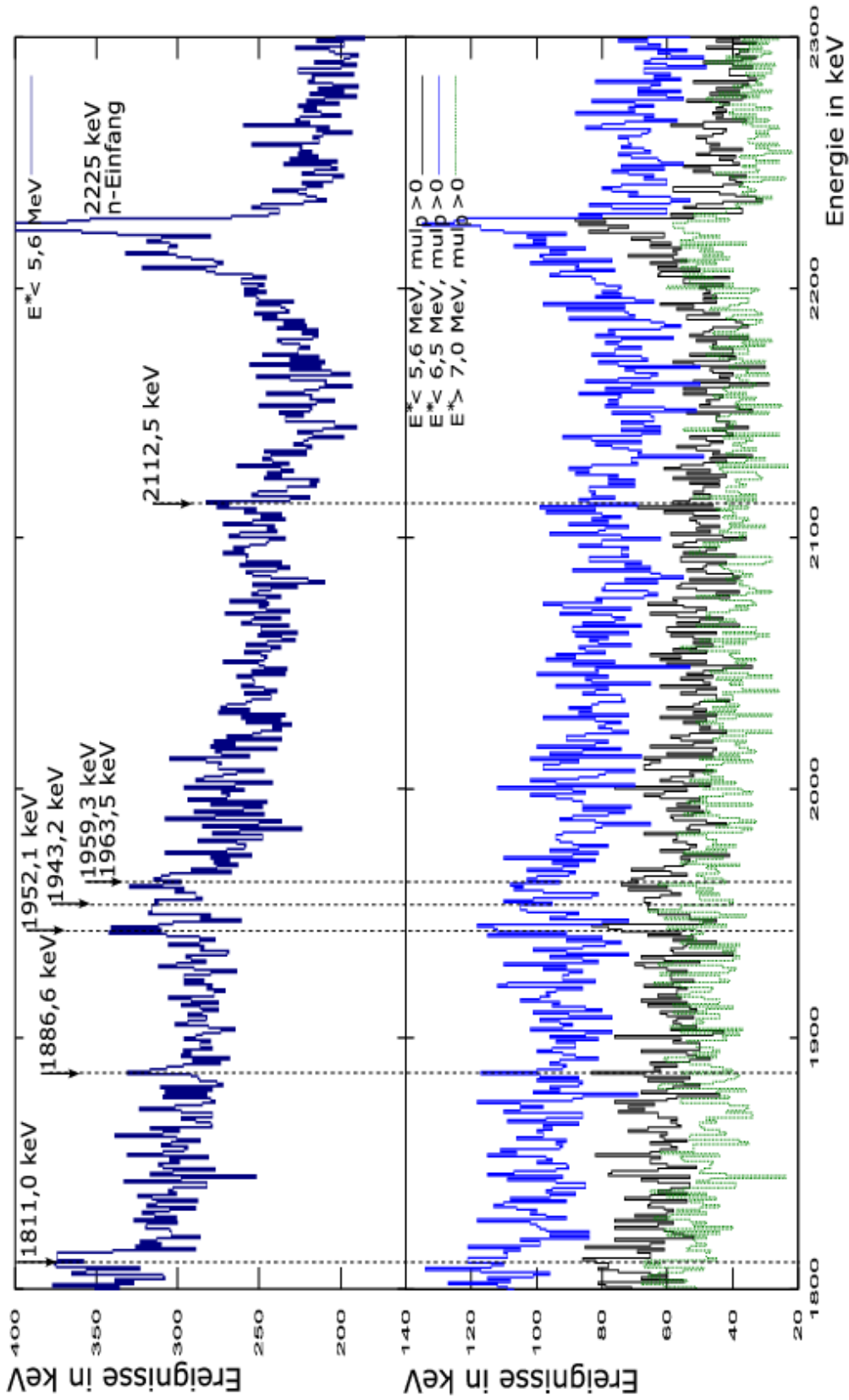


Abbildung 4.23: Ausschnitt aus dem verzögerten Spektrum unter den vier verschiedenen Analysebedingungen: 1) Anregungsenergie  $E^* < 5,6$  MeV, 2) Anregungsenergie  $E^* < 5,6$  MeV und Nachweis mindestens eines prompten  $\gamma$ -Quants, 3) Anregungsenergie  $E^* < 6,5$  MeV und Nachweis mindestens eines prompten  $\gamma$ -Quants, 4) Anregungsenergie  $E^* > 7,0$  MeV und Nachweis mindestens eines prompten  $\gamma$ -Quants (Untergrundspektrum)



# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Ausblick

Durch die in dieser Arbeit vorgestellte Messung stehen neue experimentelle Daten mit hoher Statistik und guter Energieauflösung zum  $\gamma$ -Zerfall angeregter Niederspinzustände von  $^{236}\text{U}$  zur Verfügung. Die gute Qualität der Daten wurde durch die Kombination der folgenden Faktoren erzielt:

- Die hohe Effizienz und gute Energieauflösung des MINIBALL-Spektrometers
- Die in Verbindung mit dem MINIBALL-Spektrometer verwendete digitale Spektroskopieelektronik. Die erreichten Zählraten von 20 kHz in einzelnen HPGe-Detektoren stellen dabei eine Verdopplung der Rate im Vergleich mit konventioneller Elektronik dar.
- Der Einsatz zweier Si-Zähler als  $\Delta E$ -E-Teleskop zur Trennung der verschiedenen Reaktionskanäle und damit ein selektiver Nachweis der  $^{235}\text{U}(\text{d,p})$  Reaktion.
- Die mit dem Teilchenteleskop zusätzlich gewonnene Information über die Anregungsenergie des  $^{236}\text{U}$  direkt nach seiner Bildung ließ zusätzlich eine Reduktion des Untergrunds aus der prompten Spaltung zu.
- Die lange Messzeit von 2 Wochen.

Die gewonnenen  $\gamma$ -Spektren zeigen eine Vielzahl bisher unbekannter Linien, die in diesem Experiment zum ersten Mal beobachtet werden konnten. Die Tabelle 5.1 gibt eine Übersicht über die Übergänge und Zustände, die neu ins Termschema vom  $^{236}\text{U}$  eingeordnet wurden.

Die Analyse der  $\gamma$ -Spektren aus dem verzögerten Zeitbereich von 75 ns bis 400 ns nach der Reaktion, ergab in erster Linie neue Erkenntnisse zum  $K=4^-$ -Isomer bei einer Anregungsenergie von 1052,9 keV. Es wurden weitere Übergänge aus dem Zerfall dieses Isomers identifiziert und die bekannte Halbwertszeit konnte bestätigt werden. Es gibt darüberhinaus Hinweise auf einen weiteren langlebigen Zustand oberhalb des K-Isomers. In diesem Experiment konnten

Übergangsenergie in keV	$E_i$ in keV	$I_i$	$E_f$ in keV	$I_f$
327,2	1071,8	(4 <sup>-</sup> )	744,6	3 <sup>-</sup>
349,9	1037,5	(3 <sup>-</sup> )	687,5	1 <sup>-</sup>
354,5	(1099,0)		744,6	3 <sup>-</sup>
367,1	1471,5	(6 <sup>-</sup> )	1104,4	(5 <sup>-</sup> )
411,6	(1099,0)		687,5	1 <sup>-</sup>
417,3	1161,9	(5 <sup>-</sup> )	744,6	3 <sup>-</sup>
454,1	(1198,7)		744,6	3 <sup>-</sup>
486,6	1231,2	(4 <sup>-</sup> )	744,6	3 <sup>-</sup>
519,4	1572,3	?	1052,9	4 <sup>-</sup>
559,4	(1670,1)		1110,7	2 <sup>-</sup>
581,6	(1326,2)		744,6	3 <sup>-</sup>
774,2	1622,5	(8 <sup>-</sup> )	848,3	5 <sup>-</sup>
888,1	1037,5	(3 <sup>-</sup> )	149,6	4 <sup>+</sup>
992,2	1037,5	(3 <sup>-</sup> )	45,2	2 <sup>+</sup>
996,3	1146,2	(3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> )	45,2	2 <sup>+</sup>
1049,1	(1198,7)		149,6	4 <sup>+</sup>
1101,0	1146,2	(3 <sup>+</sup> ,4 <sup>+</sup> )	149,6	4 <sup>+</sup>
1153,5	(1198,7)		45,2	2 <sup>+</sup>
1176,6	(1326,2)		149,6	4 <sup>+</sup>

Tabelle 5.1: Zuordnung neuer Übergänge in  $^{236}\text{U}$ . Angegeben ist jeweils der Anfangszustand  $E_i$  und der Endzustand  $E_f$  und soweit bekannt die jeweiligen Kerndrehimpulse aus [Sch91]. Die in Klammern gesetzten Energien entsprechen den in dieser Arbeit neu vorgeschlagenen Zuständen.

außerdem zum ersten Mal  $\gamma$ -Übergänge identifiziert werden, die das K-Isomer bevölkern.

Trotz der insgesamt erreichten hohen Statistik konnte jedoch der seltene  $\gamma$ -Rückzerfall des formisomeren Zustands bei einer Energie von etwa 2,8 MeV nicht eindeutig nachgewiesen werden.

Eine weiterführende Analyse zu den Daten aus  $^{236}\text{U}$  ist geplant. Es sollen mit Hilfe von Intensitätsbetrachtungen und der Auswertung von Winkelverteilungen und Winkelkorrelationen Information zur Multipolarität der beobachteten  $\gamma$ -Übergänge gewonnen werden. Mit diesen Informationen können Spins und Paritäten der beteiligten Zustände bestimmt oder eingeschränkt werden.

Darüberhinaus ist eine Analyse der Daten zum Isotop  $^{234}\text{U}$  aus der ebenfalls gemessenen Reaktion  $^{235}\text{U}(d,t)^{234}\text{U}$  vielversprechend, da in den  $\gamma$ -Spektren zu diesem Reaktionskanal auch eine recht hohe Statistik gemessen wurde.

# Literaturverzeichnis

- [Bar78] H. Bartsch, W. Günther, K. Huber, U. Kneissl und H. Krieger.  
*Search for a  $\gamma$ -decay of the  $^{236}\text{U}$  shape isomer.*  
Nuclear Physics 29–37.
- [Bru04] B. Bruyneel. private communication (2004).
- [Hac97] G. Hackman, T. L. Khoo, M. P. Carpenter, T. Lauritsen, A. Lopez-Martens, I. J. Calderin, R. V. F. Janssens, D. Ackermann, I. Ahmad, S. Agarwala, D. J. Blumenthal, S. M. Fischer, D. Nisius, P. Reiter, J. Young, H. Amro, E. F. Moore, F. Hannachi, A. Korichi, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli, T. Døssing und T. Nakatsukasa.  
*Spins, Parity, Excitation Energies, and Octupole Structure of an Excited Superdeformed Band in  $^{194}\text{Hg}$  and Implications for Identical Bands.*  
Phys. Rev. Lett. **79**, (1997) 4100.
- [Hau97] K. Hauschild, L. A. Bernstein, J. A. Becker, D. E. Archer, R. W. Bauer, D. P. McNabb, J. A. Cizewski, K.-Y. Ding, W. Younes, R. Krücken, R. M. Diamond, R. M. Clark, P. Fallon, I.-Y. Lee, A. O. Macchiavelli, R. MacLeod, G. J. Schmid, M. A. Deleplanque, F. S. Stephens und W. H. Kelly.  
*Yrast superdeformed band in  $^{194}\text{Pb}$ :  $J^\pi$  and  $E_x$ .*  
Phys. Rev. C **55**, (1997) 2819.
- [Joh05] M. S. Johnson, J. A. Cizewski, K. Y. Ding, N. Fotiades, M. B. Smith, J. S. Thomas, W. Younes, J. A. Becker, L. A. Bernstein, K. Hauschild, D. P. McNabb, M. A. Deleplanque, R. M. Diamond, P. Fallon, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli und F. S. Stephens.  
*Quasicontinuous decay and properties of superdeformed excitations in  $^{195}\text{Pb}$ .*  
Phys. Rev. C **71**, (2005) 044310.
- [Kat73] K. Katori, A. Friedman und J. Erskine.  
*Two-Neutron Quasiparticle States Observed in  $^{236}\text{U}$  with the  $(d,p)$  Reaktion.*  
Phys. Rev. C **8**, (1973) 2336–2351.

- [Kho96] T. L. Khoo, M. P. Carpenter, T. Lauritsen, D. Ackermann, I. Ahmad, D. J. Blumenthal, S. M. Fischer, R. V. F. Janssens, D. Nisius, E. F. Moore, A. Lopez-Martens, T. Døssing, R. Kruecken, S. J. Asztalos, J. A. Becker, L. Bernstein, R. M. Clark, M. A. Deleplanque, R. M. Diamond, P. Fallon, L. P. Farris, F. Hannachi, E. A. Henry, A. Korichi, I. Y. Lee, A. O. Macchiavelli und F. S. Stephens.  
*Excitation Energies and Spins of a Superdeformed Band in  $^{194}\text{Hg}$  from One-Step Discrete Decays to the Yrast Line.*  
Phys. Rev. Lett. **76**, (1996) 1583.
- [Kno00] G. F. Knoll.  
*Radiation Detection and Measurement.*  
John Wiley & Sons, Inc., New York (2000).
- [Kra98] A. Krasznahorkay, M. Hunyadi, M. N. Harakeh, M. Csatlós, T. Faestermann, A. Gollwitzer, G. Graw, J. Gulyás, D. Habs, R. Hertzenberger, H. J. Maier, Z. Máté, D. Rudolph, P. Thirolf, J. Timár und B. D. Valnion.  
*Experimental Evidence for Hyperdeformed States in U Isotopes.*  
Phys. Rev. Lett. **80**, (1998) 2073–2076.
- [Lau00] T. Lauritsen, T. L. Khoo, I. Ahmad, M. P. Carpenter, R. V. F. Janssens, A. Korichi, A. Lopez-Martens, H. Amro, S. Berger, L. Calderin, T. Døssing, S. M. Fischer, G. Hackman, F. Hannachi, C. J. Lister, E. F. Moore, D. T. Nisius, C. Schüick und S. Siem.  
*Experimental determination of the excitation energy of superdeformed bands in  $^{192,194}\text{Hg}$  by analysis of the decay quasicontinuum gamma rays.*  
Phys. Rev. C **62**, (2000) 044316.
- [Lau02] T. Lauritsen, M. P. Carpenter, T. Døssing, P. Fallon, B. Herskind, R. V. F. Janssens, D. G. Jenkins, T. L. Khoo, F. G. Kondev, A. Lopez-Martens, A. O. Macchiavelli, D. Ward, K. S. A. Saleem, I. Ahmad, R. Clark, M. Cromaz, J. P. Greene, F. Hannachi, A. M. Heinz, A. Korichi, G. Lane, C. J. Lister, P. Reiter, D. Seweryniak, S. Siem, R. C. Vondrasek und I. Wiedenhöver.  
*Direct Decay from the Superdeformed Band to the Yrast Line in  $^{152}\text{Dy}$ .*  
Phys. Rev. Lett. **88**, (2002) 042501.
- [Lau03] M. Lauer.  
*Digital Signal Processing for segmented HPGe Detectors: Preprocessing Algorithms and Pulse Shape Analysis.* Dissertation, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (2003).
- [Rei93] P. Reiter.  
*Anregung und Zerfall des superdeformierten  $^{236}\text{U}$ .*  
Dissertation, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (1993).

- [Sch89] J. Schirmer, J. Gerl, D. Habs und D. Schwalm.  
 *$\gamma$  Decay of the Superdeformed Shape Isomer in  $^{236}\text{U}$ .*  
Phys. Rev. Lett. **63**, (1989) 2196.
- [Sch91] M. Schmorak.  
*Nuclear Data Sheets for  $^{236}\text{U}$ .*  
Nuclear Data Sheets **63**, (1991) 139.
- [Sie04] S. Siem, P. Reiter, T. L. Khoo, T. Lauritsen, P.-H. Heenen, M. P. Carpenter, I. Ahmad, H. Amro, I. J. Calderin, T. Døssing, T. Duguet, S. M. Fischer, U. Garg, D. Gassmann, G. Hackman, F. Hannachi, K. Hauschild, R. V. F. Janssens, B. Kharraja, A. Korichi, I.-Y. Lee, A. Lopez-Martens, A. O. Macchiavelli, E. F. Moore, D. Nisius und C. Schück.  
*Excitation energies and spins of the yrast superdeformed band in  $^{191}\text{Hg}$ .*  
Phys. Rev. C **70**, (2004) 014303.
- [Sin02] B. Singh, R. Zywina und R. B. Firestone.  
*Table of Superdeformed Nuclear Bands and Fission Isomers.*  
Nuclear Data Sheets **97**, (2002) 241.
- [Son04] A. Sonzogni.  
*Nuclear Data Sheets for  $A=134$ .*  
Nuclear Data Sheets **103**, (2004) 1.
- [Str67] V. Strutinsky.  
*Shell effects in nuclear masses and deformation energies.*  
Nucl. Phys. **A95**, (1967) 420–442.
- [Thi02] P. Thirolf und D. Habs.  
*Spectroscopy in the Second and Third Minimum of Actinide Nuclei.*  
Progress in Particle and Nuclear Physics **49**, (2002) 325–402.
- [War05] N. Warr. private communication (2005).
- [Wei03] D. Weißhaar.  
*MINIBALL - Ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren.*  
Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Köln (2003).
- [Wil03] A. N. Wilson, G. D. Dracoulis, A. P. Byrne, P. M. Davidson, G. J. Lane, R. M. Clark, P. Fallon, A. Görgen, A. O. Macchiavelli und D. Ward.  
*Direct Decays from Superdeformed States in  $^{192}\text{Pb}$  Observed Using Time-Correlated gamma-Ray Spectroscopy.*  
Phys. Rev. Lett. **90**, (2003) 142501.

# Software

- [Lut] R. Lutter und O. Schaile.  
*MAR<sub>a</sub>B<sub>Q</sub>U- Mbs And Root Based Online/Offline Utility.*  
<http://www.bl.physik.tu-muenchen.de/marabou/html/>.
- [MBS] *Multi Branch System.*  
<http://www-wnt.gsi.de/daq/>.
- [Rad] D. Radford.  
*RadWare - interactive graphical analysis of gamma-ray coincidence data.*  
<http://radware.phy.ornl.gov/>.
- [Roo] *Root - an Object-Oriented Data Analysis Framework.*  
<http://root.cern.ch/> .
- [tv] *tv.* Institut für Kernphysik, Universität Köln.
- [vtl] *Virtual Target Lab.* Institut für Kernphysik, Universität Köln.



# Danksagung

Zu erst möchte ich Prof. P. Reiter für seine wirklich gute Betreuung dieser Arbeit, sein großes Interesse am Fortgang der Datenanalyse und seine ständige Diskussionsbereitschaft danken.

Dann möchte ich allen danken, die bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment mitgewirkt und so diese Arbeit erst möglich gemacht haben.

Bei Dr. D. Weißhaar und B. Bruyneel bedanke ich mich für den Aufbau des MINIBALL-Spektrometers und die Einstellung der Elektronik.

Für die Einstellung und Kontrolle der Strahlpulsung und des Tandembeschleunigers danke ich Dr. A. Dewald, Dr. G. Pascovici, L. Steinert und U. Werner.

Außerdem gilt mein Dank allen, die während der Messung Schichten geschoben haben: S. Binder, P. Bringel, M. Chatzistamatiou, M. Dannhoff, G. Gersch, H. Hess, C. Miller, T. Morgan, A. Neusser, J.-M. Regis, W. Schwerdtfeger, Dr. I. Stefanescu, Dr. P. Thirolf und A. Wiens

Ganz besonders möchte ich Rudi Lutter für seinen Support für MAR<sub>a</sub>B $\Phi$ U danken. Ohne seine immer schnelle Reaktion auf Fehlermeldungen und die von ihm extra für mich geschriebenen Erweiterungen zu MAR<sub>a</sub>B $\Phi$ U wäre ich echt aufgeschmissen gewesen.

Bei Dr. N. Warr und Dr. M. Lauer möchte ich mich für die ausführlichen Erklärungen zur Arbeitsweise der DGF-Module und der Pulsformanalyse bedanken.

Für ihre Unterstützung in Fragen der  $\gamma$ -Spektroskopie und ihren Rat in vielen anderen Dingen möchte ich Dr. Olaf Thelen und Dr. Thorsten Steinhardt danken.

Für viele Tips in Computer-Dingen möchte ich Norbert Braun danken.

Allen Mitarbeitern des IKPs sei für die angenehme Atmosphäre im Institut gedankt.

Außerdem möchte ich mich bei meiner Familie und meinen Freunden für ihre Unterstützung bedanken und ganz besonders bei Carsten Kotthaus, der meine Laune vor allen Prüfungen ertragen musste und mir immer - so gut es ging - den Rücken freigehalten hat.

