

Zerfallsspektroskopie von ^{144}Xe

Decay spectroscopy of ^{144}Xe
Bachelor-Thesis von Oliver Müller
Dezember 2012



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik
AG Kröll



Zerfallsspektroskopie von ^{144}Xe
Decay spectroscopy of ^{144}Xe

Vorgelegte Bachelor-Thesis von Oliver Müller

1. Gutachten: Prof. Dr. phil. nat. Thorsten Kröll
2. Gutachten: Dr. rer. nat. Stoyanka Ilieva

Tag der Einreichung:

Erklärung zur Bachelor-Thesis

Hiermit versichere ich, die vorliegende Bachelor-Thesis ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 18. Dezember 2012

(Oliver Müller)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Grundlagen	6
2.1	Elektromagnetische Übergänge	6
2.2	β -Zerfall	7
2.3	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	7
2.3.1	Photoeffekt	7
2.3.2	Compton-Streuung	8
2.3.3	Paarbildung	8
2.4	Innere Konversion und Konversionskoeffizient	9
3	Experimenteller Aufbau	10
3.1	Das Primärtarget	10
3.2	Die Massenseparatoren	10
3.3	REXTRAP	11
3.4	EBIS	11
3.5	REX-Linac	12
3.6	Das MINIBALL-Spektrometer	14
4	Aufbereitung der Messdaten	17
4.1	Messdaten	17
4.2	Energiekalibrierung	18
4.3	Effizienzkalibrierung	19
4.4	Erstellen der γ - γ -Matrix	21
4.5	Identifikation und Zuordnung der Peaks in beiden Spektren	23
5	Levelschema von ^{144}Cs bevölkert durch den β^--Zerfall von ^{144}Xe	26
5.1	Der Grundzustandsübergang	26
5.2	Die Übergänge mit 133 keV und 240 keV	26
5.3	Die Übergänge mit 126 keV und 271 keV	27
5.4	Die Übergänge mit 303 keV, 384 keV, 573 keV und 605 keV	27
5.5	Die Übergänge mit 478 keV und 600 keV	27
6	Mögliche Modifikationen des Levelschemas	32
6.1	Der Übergang mit 540 keV	32
6.2	Der Übergang mit 398 keV	33
6.3	Die Übergänge mit 130 keV, 264 keV und 274 keV	33
7	Verhältnis von γ-Emission zu direktem Zerfall	35
8	Fazit und Ausblick	37
	Literaturverzeichnis	37

Danksagung

Ich möchte mich zunächst bei Prof. Dr. Thorsten Kröll bedanken, der mir die Arbeit an diesem Thema ermöglicht hat.

Weiterhin möchte ich mich besonders bei Michael Thürauf für seine Hilfestellung bei Problemen und gute Einführung in die Arbeit mit den Messdaten bedanken. Ich möchte mich ebenfalls besonders bei Dr. Stoyanka Illieva für die Vorschläge, Diskussionen und die zahlreichen Anregungen bedanken.

Besonderer Dank gilt auch der kompletten Arbeitsgruppe Kröll. Ihr hattet stets ein offenes Ohr bei Fragen und habt mir konstruktiv geholfen.

Abschließend bedanke ich mich bei meinen Eltern und meinen Geschwistern. Eure Hilfe und Unterstützung hat zu dem Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

1 Einleitung

Der Atomkern besteht aus seinen Konstituenten, den Protonen und Neutronen, die durch die Kernkraft zusammengehalten werden. Zur Erforschung der Kernkraft gehört unter anderem eine präzise, spektroskopische Bestimmung von charakterisierenden Größen, wie zum Beispiel Energie, Lebensdauer und Übergangsstärken angeregter Zustände. Diese Observablen sind für Nuklide im Tal der Stabilität recht gut bekannt, dagegen für exotische Nuklide nur ungenügend erforscht. Der REX-ISOLDE Aufbau am CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) bietet eine entscheidende experimentelle Möglichkeit Daten über Nuklide fernab des Tales der Stabilität, wie ^{144}Xe , aufzunehmen und aus diesen Daten Informationen über die unbekannten Observablen zu erhalten [1].

In dieser Arbeit wird mit Hilfe der am CERN aufgenommenen Daten ein Levelschema von ^{144}Cs , bevölkert durch den β^- -Zerfall von ^{144}Xe , erstellt. Das instabile, neutronenreiche, künstlich erzeugte Isotop ^{144}Xe zerfällt bei einem β^- -Zerfall über verschiedene Kaskaden bis zum Grundzustand von ^{144}Cs . Ein Levelschema von ^{144}Cs bevölkert durch einen β^- -Zerfall von ^{144}Xe existiert bis dato noch nicht. Dagegen existiert für die benachbarten Isobare ^{144}Ba , ^{144}La und ^{144}Ce ein wohl bekanntes Levelschema für die Bevölkerung durch einen β^- -Zerfall [2]. Es ist bereits ein Levelschema für die durch Spaltung von ^{248}Cm angeregten Zustände in ^{144}Cs bekannt [3]. Die Auswahlregeln für die Bevölkerung der Energieniveaus bei Spaltung und β^- -Zerfall sind verschieden. Während bei Spaltung Energieniveaus mit großen Spins ($\approx 10\hbar$) bevölkert werden, werden in diesem Fall bei einem β^- -Zerfall Energieniveaus mit kleineren Spins besetzt, da es sich bei ^{144}Xe um einen gerade-gerade Kern handelt und der Grundzustandsspin somit $0^+ \hbar$ beträgt.

Abbildung 1.1 zeigt einen Ausschnitt der Nuklidkarte im Bereich von ^{144}Xe . Hier erkennt man die Zer-

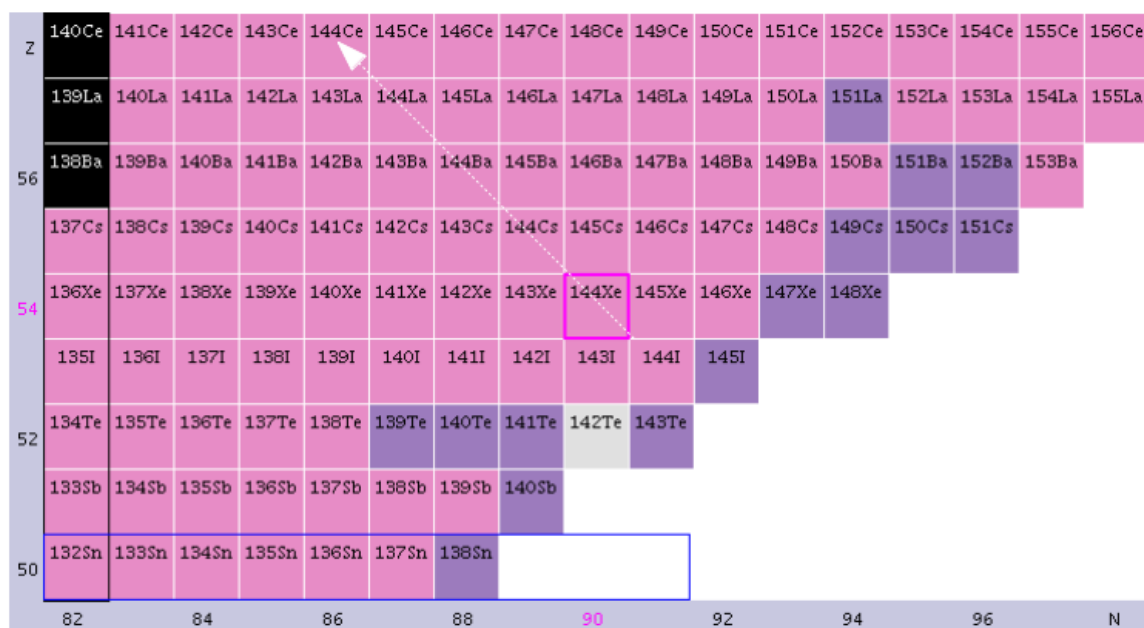
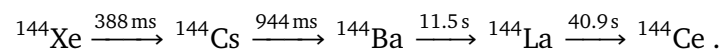


Abbildung 1.1: In diesem Ausschnitt der Nuklidkarte ist die Zerfallskette von ^{144}Xe zu sehen [4].

fallschleife von ^{144}Xe :



^{144}Ce zerfällt mit einer Halbwertszeit von 284.8 Tagen weiter zu ^{144}Pr und schließlich zu dem stabilen ^{144}Nd [4]. Die drei letzt genannten Nuklide werden aufgrund der großen Halbwertszeit von ^{144}Ce keine Peaks im γ -Spektrum der Messdaten hinterlassen.

2 Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden relevante physikalische Größen elektromagnetischer Übergänge eingeführt und der β -Zerfall erläutert. Ebenso wird die Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie skizziert, die für den Detektionsprozess der γ -Quanten von Bedeutung ist. Anschließend wird der Konversionskoeffizient definiert.

2.1 Elektromagnetische Übergänge

Befindet sich ein Kern in einem angeregten Zustand, so emittiert dieser die überschüssige Energie zum Beispiel durch Emission eines γ -Quants und fällt dadurch in einen tieferen energetischen Zustand. Die Energie des Systems und die Magnetquantenzahl bezüglich des Drehimpulses müssen erhalten bleiben,

$$E_i = E_\gamma + E_f, \quad (2.1)$$

$$M_i = M_\gamma + M_f, \quad (2.2)$$

wobei E_i für die Energie des Anfangs- (initial) und E_f für die Energie des Endzustandes (final) stehen. E_γ steht für die Energie des γ -Quants, analoges gilt für die Magnetquantenzahl M . Die Energie E einer elektromagnetischen Welle wird über

$$E = hf \quad (2.3)$$

berechnet, wobei f für die Frequenz und h für das Planck'sche Wirkungsquantum steht. Der Drehimpuls des Systems muss ebenfalls erhalten bleiben und gehorcht der folgenden Dreiecksungleichung

$$|J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f. \quad (2.4)$$

J steht für den Kernspin und l steht für den übertragenen Drehimpuls, den das γ -Quant abträgt, bzw. für die Multipolordnung. Für die Parität π der beteiligten Wellenfunktionen gilt folgender Zusammenhang

$$\pi_i = \pi_\gamma \cdot \pi_f. \quad (2.5)$$

Zur Beschreibung von γ -Strahlung wird zwischen elektrischem und magnetischem Strahlungscharakter unterschieden, der mit σ bezeichnet wird. Der Strahlungscharakter hängt mit der Parität wie folgt zusammen

$$\pi_\gamma = \begin{cases} (-1)^l & : \sigma = E \\ (-1)^{l+1} & : \sigma = M \end{cases} \quad (2.6)$$

mit M für magnetischen und E für elektrischen Strahlungscharakter. Allgemein wird der elektrische Übergang gegenüber dem magnetischen Übergang bevorzugt und die Übergänge mit der kleinsten Multipolordnung l werden bevorzugt [5].

2.2 β -Zerfall

Für den β -Zerfall ist die schwache Wechselwirkung verantwortlich, die durch W^+ , W^- und Z^0 Bosonen vermittelt wird. Für die Kernreaktion eines β^- -Zerfalls ergibt sich

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}.$$

$\bar{\nu}$ steht für das Antiteilchen des Neutrinos, das Antineutrino. Die Kernmassendifferenz ΔM_K des β^- -Zerfalls beträgt

$$\Delta M_K c^2 = [M_K(Z, A) - M_K(Z + 1, A)]c^2 = \Delta E. \quad (2.7)$$

Für den β^+ -Zerfall ergibt sich folgende Reaktion

$$p \longrightarrow n + e^+ + \nu.$$

Es entsteht ein Neutrino und ein Positron, wobei das Positron das Antiteilchen des Elektrons ist. Bei der Betrachtung eines Elektronenspektrums fällt auf, dass sich die Energie von null bis zu einer Maximalenergie E_{Max} erstreckt. Die kontinuierliche Verteilung deutet darauf hin, dass bei einem β -Zerfall noch ein weiteres, leichtes Teilchen beteiligt ist, das Neutrino. Neutrinos interagieren nicht mit der elektromagnetischen Wechselwirkung und können nur durch die schwache Wechselwirkung, die einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt aufweist, detektiert werden.

Neben der Energieerhaltung wird auch die Drehimpulserhaltung gefordert. Protonen, Neutronen und Elektronen besitzen einen Drehimpuls von $\frac{1}{2}\hbar$. Folglich muss das Neutrino auch einen Drehimpuls von $\frac{1}{2}\hbar$ besitzen. Die Erhaltung der Leptonenzahl schreibt das Entstehen des Antineutrinos bei einem β^- -Zerfall und die Entstehung des Neutrinos bei einem β^+ -Zerfall vor. Der β^- -Zerfall findet sowohl bei einem freien Neutron, als auch im Kern statt. Dagegen ist der β^+ -Zerfall bei freien Protonen energetisch ungünstig [6, 7].

2.3 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

γ -Strahlung entsteht als Folge einer Kernreaktion. In dem elektromagnetischen Spektrum wird die γ -Strahlung in den hochenergetischen Bereich angesiedelt. Sie breitet sich im Vakuum mit Lichtgeschwindigkeit c aus und wechselwirkt über den Photoeffekt, den Comptoneffekt und die Paarbildung mit Materie [8].

2.3.1 Photoeffekt

Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt liegt im Bereich von wenigen eV bis zu einigen 100 keV und fällt proportional zur Energie des γ -Quants. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Stößt ein γ -Quant "inelastisch" ein Elektron einer kernnahen Schale, wird dabei die Energie des γ -Quants vollständig auf das Hüllenelektron übertragen. Bei dem Photoeffekt wird das γ -Quant somit vollständig vernichtet. Die Energie des γ -Quants muss mindestens der materialspezifischen Austrittsarbeit W_A entsprechen, damit ein Photoeffekt zu Stande kommt. Typische Werte für die Austrittsarbeit W_A liegen im Bereich von wenigen eV. Der Photoeffekt rechtfertigt die Betrachtung eines Photons als Teilchen. Wird die Intensität erhöht, so werden mehr Elektronen pro Zeiteinheit detektiert. Die von einem Elektron absorbierte Energie ändert sich jedoch nicht. Dies spricht für eine quantisierte Übertragung der Photonenenergie auf das Elektron [8].

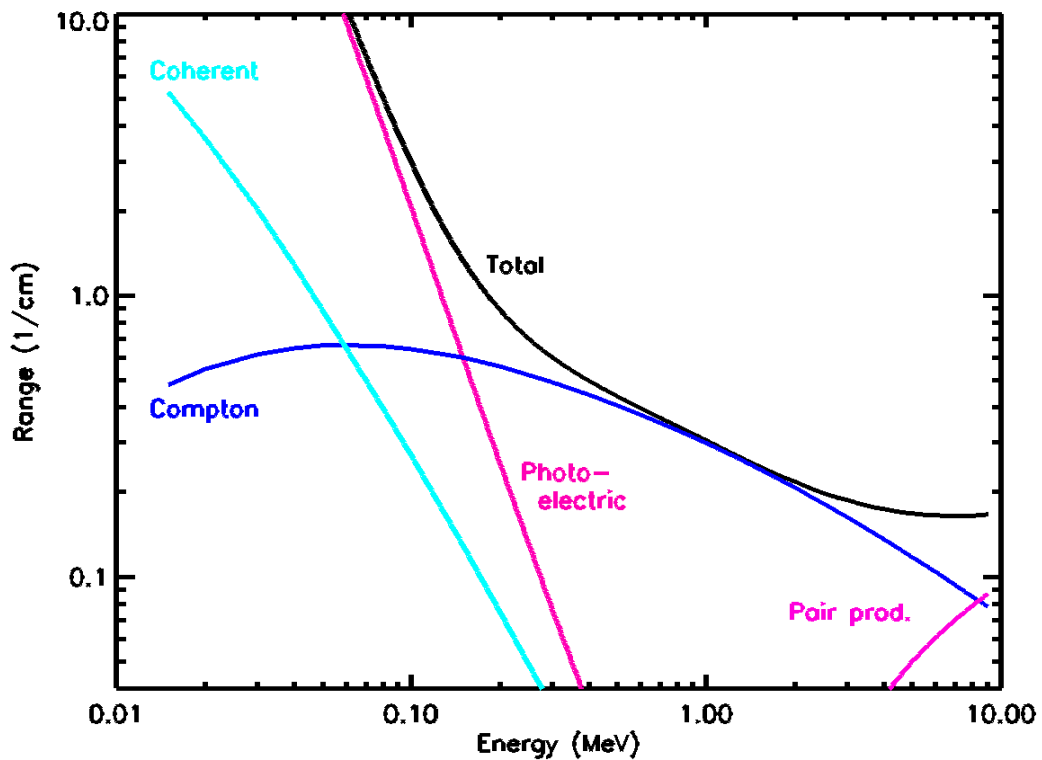


Abbildung 2.1: Darstellung des Wirkungsquerschnitts für den Photoeffekt, die Compton-Streuung und Paarbildung in Germanium [9].

2.3.2 Compton-Streuung

Die Compton-Streuung ist relevant bei Energien zwischen wenigen keV bis ungefähr 10 MeV (siehe Abb. 2.1), da hier das Maximum ihres Wirkungsquerschnitts liegt. Es stoßen γ -Quanten elastisch gegen quasi freie Elektronen aus der äußeren Atomhülle und übertragen dadurch Energie auf die quasi freien Elektronen. Dies ist in Abbildung 2.2 skizziert. Die übertragene Energie skaliert mit dem Streuwinkel θ , wobei ein maximaler Energieübertrag bei einer Streuung von 180° gegeben ist. Die Wellenlängenänderung des einfallenden γ -Quants berechnet sich wie folgt [6]:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_C \cdot (1 - \cos \theta). \quad (2.8)$$

Hier steht λ für die Wellenlänge des einfallenden Quants, λ' ist die Wellenlänge des gestreuten γ -Quants. Der Winkel θ beschreibt den oben genannten Streuwinkel und λ_C ist die Comptonwellenlänge mit dem Wert $\lambda_C = 2.43 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ [7].

2.3.3 Paarbildung

Besitzt γ -Strahlung die Energie der doppelten Ruheenergie eines Teilchens, kann die γ -Strahlung mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit gemäß $E = mc^2$ ein Teilchen-Antiteilchen-Paar erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit zur Paarbildung steigt proportional mit der Energie des γ -Quants an. Bei der Paarbildung wird überschüssige Energie des γ -Quants in kinetische Energie des Teilchen-Antiteilchen-Paares umgewandelt. Teilchen und Antiteilchen wechselwirken weiterhin mit Materie und geben dabei ihre Energie

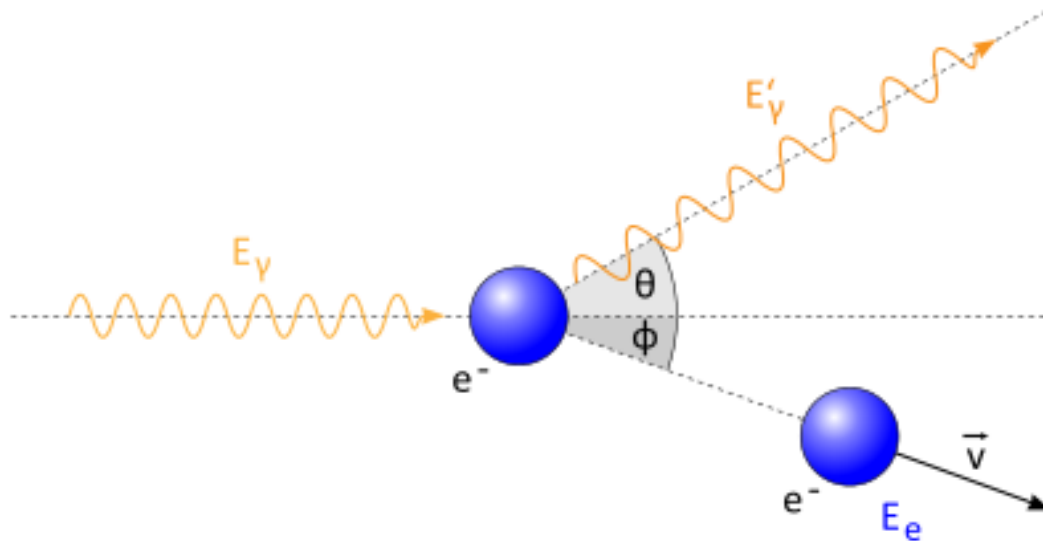


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Compton-Streuung [10].

ab. Das Antiteilchen annihiliert und gibt aufgrund der Impulserhaltung zwei γ -Quanten ab. Zum Beispiel findet die Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares ab einer Energie von $E = 1022 \text{ keV}$ statt [8].

2.4 Innere Konversion und Konversionskoeffizient

Innere Konversion tritt in der Regel statistisch gehäuft bei langlebigeren, meta-stabilen Zuständen auf, kommt allerdings bei jedem Kern im angeregten Zustand vor. Hauptsächlich tritt innere Konversion auf, wenn die Aussendung eines γ -Quants aufgrund der Auswahlregeln verboten ist und dadurch der Anregungszustand eine sehr große Lebensdauer ($\approx \text{ms}$) hat.

Der angeregte Kern wechselwirkt bevorzugt mit einem Elektron aus der K-Schale, das sich sehr nahe am Kern befindet und nach quantenmechanischer Betrachtung auch eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern besitzt. Auf dieses Elektron überträgt der Kern seine Anregungsenergie durch die elektromagnetische Wechselwirkung, folglich wird das Konversionselektron aus der Hülle des Atoms herausgeschlagen. Weitere Elektronen aus höheren Schalen rücken nach und emittieren dabei Röntgenstrahlung. Die Energie des Konversionselektrons berechnet sich aus der Differenz zwischen der Energie des γ -Quants und der Bindungsenergie des Konversionselektrons [6].

Der Konversionskoeffizient α berechnet sich über

$$\alpha = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma}, \quad (2.9)$$

wobei N_{e^-} für die Anzahl der konvertierten γ -Quanten und N_γ für die Anzahl der nicht konvertierten γ -Quanten steht. Für die Auswertung der Daten wird der Konversionskoeffizient in Kapitel 7 betrachtet und aus Referenz [11] entnommen.

3 Experimenteller Aufbau

ISOLDE (Isotope Separator On Line-Detector) bietet die Möglichkeit neutronenreiche Kerne fernab des Tales der Stabilität zu produzieren und damit zu experimentieren. ISOL ist ein Standardverfahren zur Erzeugung exotischer Nuklide. Die in dieser Arbeit verwendeten Messdaten wurden an der REX-ISOLDE- (Radioactive beam Experiment) Anlage am CERN im Zuge der Kampagne IS411 im Jahre 2006 aufgenommen. Die Messdaten wurden im Rahmen des eigentlichen Experiments zur Coulombanregung von neutronenreichen Xe-Isotopen aufgenommen.

3.1 Das Primärtarget

Die Produktion des ^{144}Xe -Strahls wird in Abbildung 3.1 dargestellt. Zunächst werden Protonen mit einer Energie von ungefähr 1.4 GeV auf das dicke Primärtarget geschossen, welches aus Uran-Karbid und Graphit besteht. Das neutronenreiche ^{144}Xe liegt mit noch weiteren neutronenreichen Nukliden im Maximum der Spaltfragmentverteilung von Uran [12]. Die so produzierten Nuklide diffundieren durch das Primärtargetmaterial und können bereits ionisiert sein. Es gelangen auch Kontaminanten in den Strahl. Zur weiteren Verarbeitung ist eine Ionisation des ^{144}Xe 's wünschenswert.

Dazu kann unter anderem die RILIS (Resonant Ionization Laser Ion Source) eingesetzt werden. Hierbei wird ein Laser so justiert, dass er Elektronen aus der Atomhülle des zu untersuchenden Nuklids entfernt. Neben der Ionisation durch den abgestimmten Laser-Strahl findet auch thermische Ionisation statt, wobei dadurch auch Kontaminanten ionisiert werden können und folglich zum Experiment gelangen.

Für dieses Experiment wurde nicht die RILIS verwendet, sondern eine kalte Plasmaquelle. Durch den Einsatz der kalten Plasmaquelle gelangen lediglich Kontaminanten in den Strahl, die eine Edelgaskonfiguration aufweisen und für die $A = 144$ gilt. In den Daten zu dieser Arbeit hatte der Strahl somit eine sehr gute Qualität, es konnte lediglich bereits in der EBIS (Electron Beam Ion Source) zu ^{144}Cs zerfallenes ^{144}Xe als Kontaminante detektiert werden [13]. Die ionisierten Nuklide werden von einer 60 kV Hochspannung in die so genannte „Strahlführungslinie“ beschleunigt.

3.2 Die Massenseparatoren

Nachdem das geforderte Nuklid durch die RILIS einfach ionisiert wurde, wird der Strahl durch einen Massenseparator geleitet. Am Massenseparator werden mit Hilfe von Dipolmagneten die Kontaminanten mit einem von ^{144}Xe abweichenden A/q -Verhältnis separiert.

Die Selektion erfolgt durch die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E}), \quad (3.1)$$

$$\vec{F}_Z = m \cdot \frac{\vec{v}^2}{r} \vec{e}_r. \quad (3.2)$$

Hier steht $\vec{F}_L$ für die Lorentzkraft, $\vec{F}_Z$ für die Zentripetalkraft, $\vec{v}$ für die Geschwindigkeit, $\vec{B}$ für das Magnetfeld und $\vec{E}$ für das elektrische Feld. Es wird deutlich, dass mit $m \propto A$ durch elementare Umformungen und der Annahme, dass $\vec{B}$ senkrecht auf $\vec{v}$ steht und $\vec{E} = 0$, eine Proportionalität von B zu A/q gegeben ist

$$\frac{A}{q} \propto B \cdot \frac{r}{v}. \quad (3.3)$$

Bei diesem Experiment wurde der HRS (High Resolution Separator) verwendet, der eine Auflösung von $\frac{M}{\Delta M} \approx 5000$ besitzt [15].

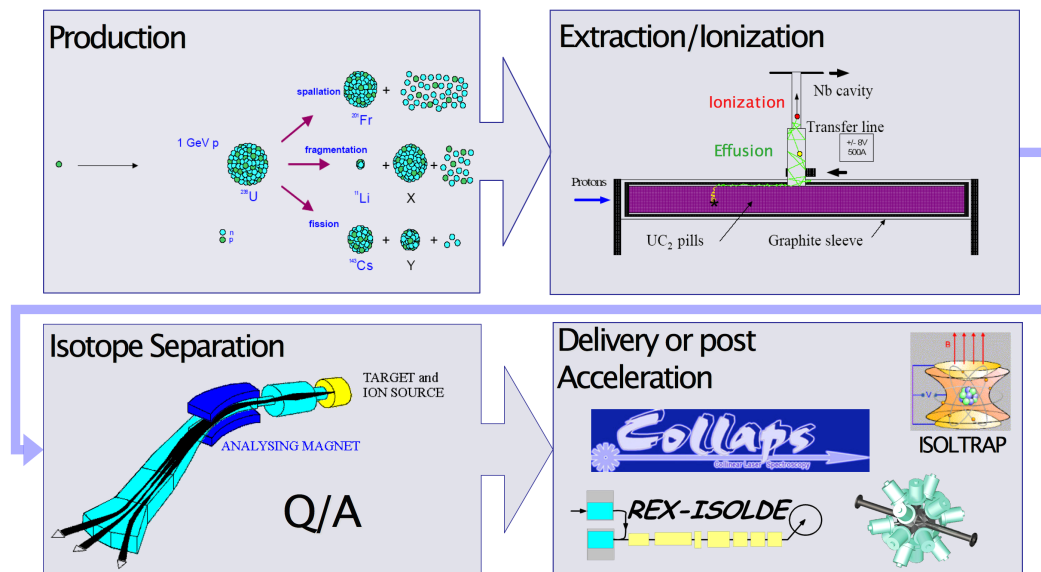


Abbildung 3.1: Die vier wesentlichen Schritte der Erzeugung des ^{144}Xe -Strahls sind zu sehen [14]. Zunächst treffen Protonen der Energie 1.4 GeV auf das Primärtarget und lösen hier eine Spaltreaktion aus. Die Spaltfragmente diffundieren aus dem Targetmaterial und werden mit RILIS einfach ionisiert. Im Massenseparator werden Kontaminanten mit einem anderen A/q als das einfach geladene ^{144}Xe entfernt und in REX-ISOLDE wird der Strahl aus Isobaren beschleunigt.

3.3 REXTRAP

Die REXTRAP ist ein Bestandteil von REX-ISOLDE, welches in Abbildung 3.2 skizziert ist. Es handelt sich bei der REXTRAP um eine Penningfalle, in welcher der Strahl (ca. 60 kV) durch Kollisionen mit einem Puffergas gebremst wird. Es besteht aus Argon oder Neon und wird auf einem Druck von wenigen Millibar gehalten. Die Penningfalle speichert mit Hilfe eines konstanten Magnetfeldes und eines elektrostatischen Quadrupolfeldes geladene Teilchen.

Der Strahl wird in der REXTRAP in „Bunches“ zusammengefasst und durch eine Potentialbarriere gekühlt, indem die Teilchen höherer Energie die Potentialbarriere wieder verlassen und somit ein „Bunch“ niederenergetischer Teilchen zurückbleibt. Dieser Vorgang funktioniert analog zum Kühlen einer heißen Tasse Kaffee, in die kalte Milch (Puffergas) gegeben wird. Nachdem der Kaffee (Ionen) seine Energie teilweise an die Milch abgegeben hat, wird die warme Milch vom Kaffee getrennt. Das Kühlverfahren der REXTRAP wird in Abbildung 3.3 skizzenhaft dargestellt. Durch Stöße zwischen dem Strahlpaket und dem Puffergas wird das Strahlpaket ebenfalls gebremst und damit abgekühlt. Das Bunching („Zusammenfassen“) des Strahls ist notwendig, um den Strahl effizient mit möglichst wenigen Verlusten in die EBIS einzukoppeln [15].

3.4 EBIS

In der EBIS werden die gebündelten Ionenpakete zu mehrfach geladenen Ionen ionisiert. Dazu werden die bereits einfach positiv geladenen Ionen im Strahlpaket aus der REXTRAP in die EBIS geleitet und hier in einem Potential gefangen, das wieder einer Penningfalle ähnelt. Am Rand des Potentials werden die Strahlbündel reflektiert und nach jeder Reflektion durchläuft das Strahlpaket einen Elektronenstrahl. Der Vorgang kann beliebig oft wiederholt werden, bis die gewünschte Ionisation erreicht ist. Man nennt diesen Vorgang „Ladungsbrüten“. REX-ISOLDE benötigt ein A/q -Verhältnis von ≈ 4 bis 4.5 [16]. Es muss

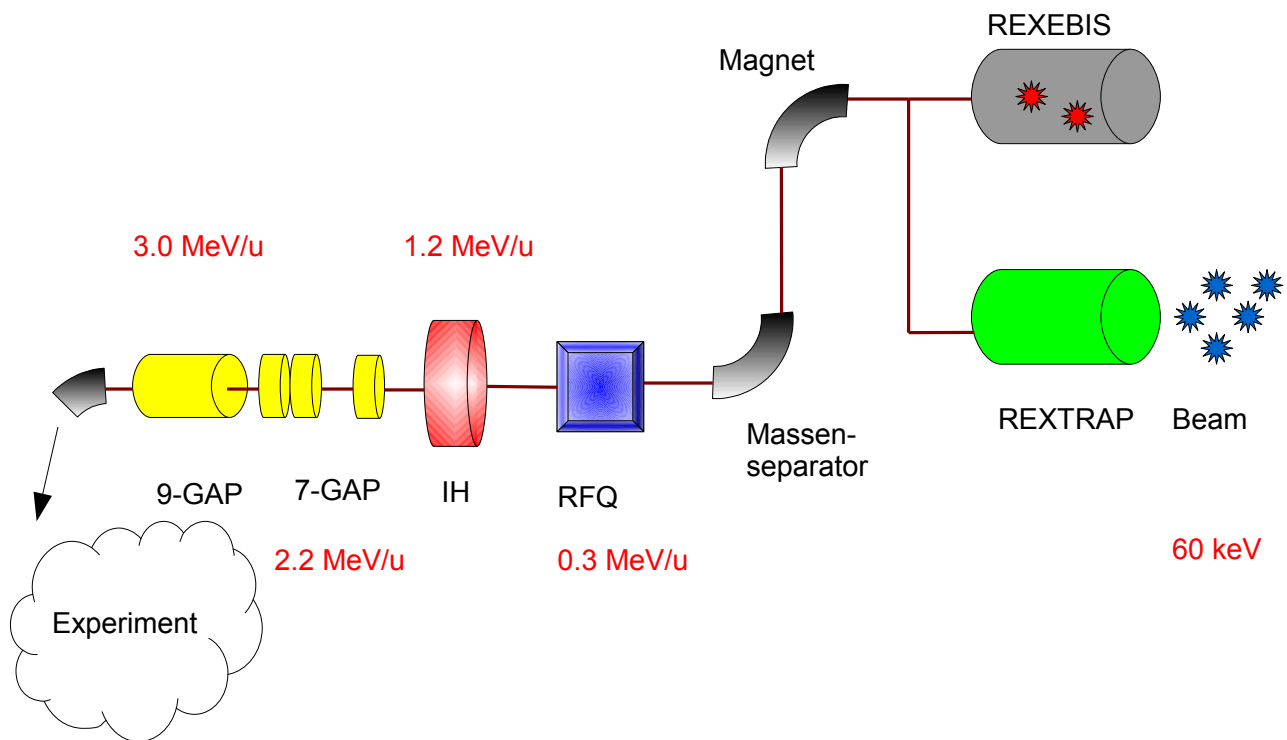


Abbildung 3.2: Es werden die relevanten Segmente für den Strahlverlauf von REX-ISOLDE schematisch dargestellt.

darauf geachtet werden, dass der Vorgang der Ladungsbrütung eine gewisse Zeit in Anspruch nimmt. Natürlich soll das gewünschte Nuklid auch den Detektor erreichen und nicht vorher in der EBIS zerfallen, wodurch das Ladungsbrüten durch die Halbwertszeit des Nuklids beschränkt wird.

Die ungefähr 80 cm lange EBIS verfügt über Magnete mit einer Feldstärke von 2 T und benötigt ein sehr gutes Vakuum von ungefähr 10^{-10} bar, damit keine weiteren Kontaminanten das Strahlpaket verunreinigen. Jedoch kann eine Verunreinigung durch das Puffergas nicht komplett vermieden werden, weswegen der Strahl vor dem Auskoppeln nochmals einen Massenseparator durchläuft. Hier verbleiben Nuklide mit einem ähnlichen $\frac{A}{q}$ -Verhältnis im Strahl, wie zum Beispiel $^{14,15}\text{N}$, $^{16,18}\text{O}$, $^{20,22}\text{Ne}$, $^{12,13}\text{C}$ und $^{36,40}\text{Ar}$ und abhängig davon, ob dieses Nuklid als Puffergas verwendet wurde [15]. Nachdem der Strahl in der EBIS hochgradig ionisiert wurde, wird dieser ausgekoppelt und beschleunigt.

3.5 REX-Linac

Im Linac (**Linear Accelerator**) wird der Strahl auf eine Energie von bis zu 3 MeV/u beschleunigt. Dazu durchläuft der Strahl vier Stufen. Zunächst beschleunigt der RFQ (**Radio Frequenz Quadrupole**) das niederenergetische Ionenpaket auf ungefähr 300 keV/u. Weiterhin wird der Strahl hier fokussiert und geformt [15]. Danach durchläuft der Strahl die IH (**Interdigital-H-type-Structure**), die in Abbildung 3.4 dargestellt ist. Zu sehen ist die große Driftröhre, in der sich eine magnetische Linse befindet. Der Strahl wird in der IH auf ungefähr 1.2 MeV/u beschleunigt. Es handelt sich hierbei um eine Driftröhrenstruktur, die notwendig ist, um den Strahl im nächsten Segment ohne ein Auseinanderdriften zu beschleunigen [15]. Es folgen drei 7-gap Resonatoren, die in Abbildung 3.5 dargestellt sind, in denen der

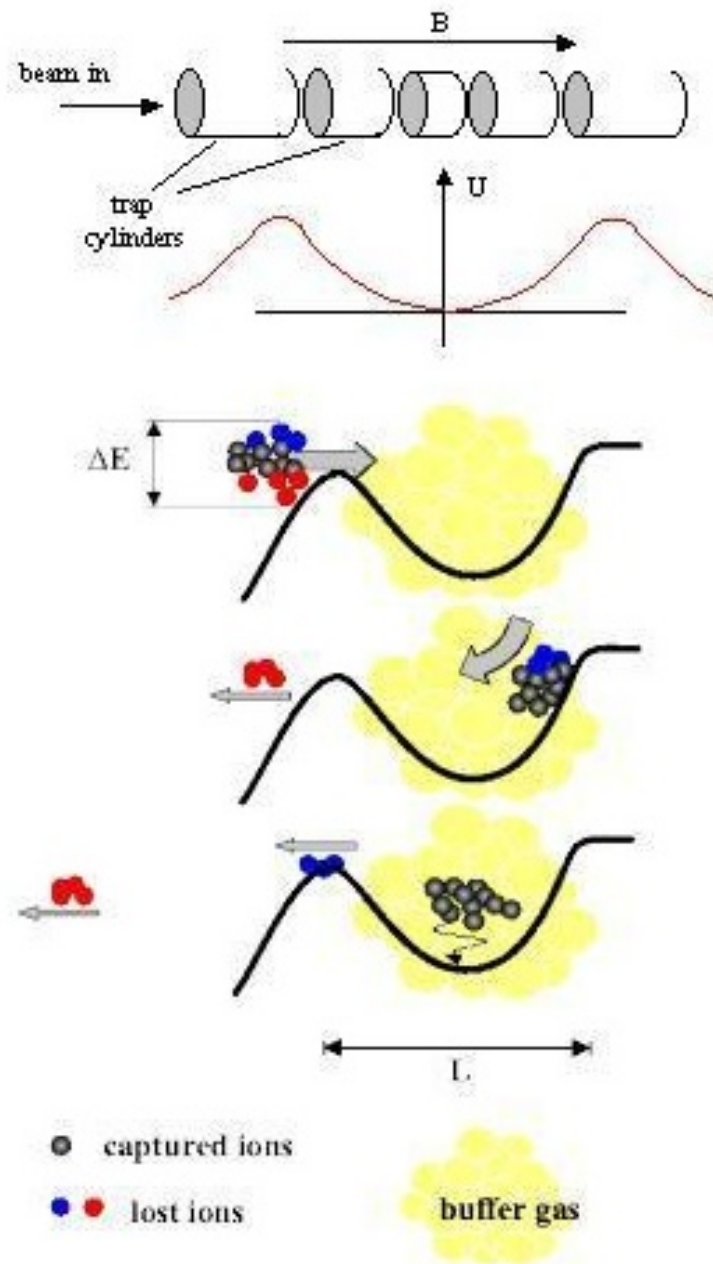


Abbildung 3.3: Der Strahl überwindet die Potentialbarriere und wird gekühlt, indem die „schnelleren“ Atome die Potentialbarriere wieder verlassen. Die Atome in der Falle werden durch Stöße mit dem Puffergas gebremst [14].

Strahl auf 2.3 MeV/u beschleunigt wird. Hierbei handelt es sich wieder um einen Driftröhrenbeschleuniger. Zwischen der ersten und zweiten Beschleunigereinheit befindet sich ein Magnet, der den Strahl nochmals fokussiert [18].

Der Strahl kann jetzt das letzte Segment, den sogenannten 9-gap Resonator, durchlaufen. Dieses Segment beschleunigt das Strahlpaket auf eine Energie von 3 MeV/u [15].

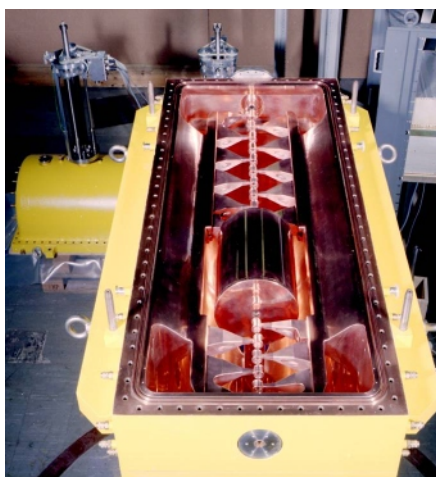


Abbildung 3.4: Foto der teilweise abgebauten IH-Struktur mit Driftröhre in der Mitte [17].

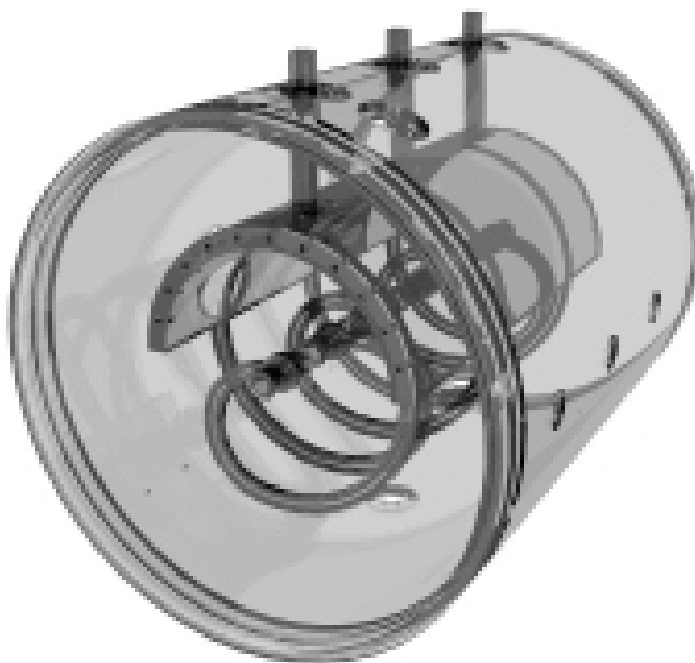


Abbildung 3.5: Ein transparentes Modell eines 7-gap Resonators. Zu erkennen sind die $\lambda/4$ Oszillatoren, die die Driftröhren tragen [18].

3.6 Das MINIBALL-Spektrometer

Der Strahl wird anschließend zum MINIBALL-Spektrometer gelenkt, welches in Abbildung 3.6 zu sehen ist. MINIBALL besteht aus 24 HPGe-Detektoren (**H**igh **P**urity **G**ermanium). Diese sind in acht Triple-Clustern angeordnet. Jeder HPGe-Detektor ist nochmals sechsfach segmentiert. Damit besitzt der MINIBALL insgesamt 144 Segmente. Diese Cluster befinden sich an sechs fahrbaren Bögen, die auf einer Sphäre um die Targetkammer angeordnet sind. In Abbildung 3.6 erkennt man die Targetkammer sowie am linken Bildrand einen der sechs fahrbaren Bögen, entlang denen die Detektoren bewegt werden können. Häufig werden nur sehr geringe Intensitäten erreicht, deswegen werden Detektorsysteme verwen-

det, die eine sehr hohe Effizienz gewährleisten. Weiterhin wird eine gute Auflösung gefordert, um mehr Details im γ -Spektrum zu erkennen. Neben dem Detektorsystem spielt die räumliche Anordnung hierfür eine wesentliche Rolle. Es soll ein möglichst großer Raumwinkel von den Detektoren erfasst werden, um möglichst viele γ -Quanten zu detektieren. Die HPGe-Detektoren können bei einem Targetabstand von 10 cm ca. 60 % des Raumwinkels abdecken. Weiterhin besitzt das MINIBALL-Spektrometer bei einer Energie von 1332 keV eine "full energy efficiency" von etwa 7 %.

Um das Rauschen der Halbleiterdetektoren so gering wie möglich zu halten, muss thermische Anregung zwischen Leitungs- und Valenzband nahezu ausgeschlossen werden. Deswegen werden die Detektoren mit flüssigem Stickstoff auf 80 K gekühlt.

Zur Detektion der γ -Quanten wird an das Außenmaterial eine Elektrode angeschlossen, die ein elektrisches Feld erzeugt, welches im Inneren des Halbleiters nochmals intrinsisch verstärkt wird. Die Elektrode im Inneren des Halbleiters heißt Core. Trifft ein γ -Quant auf den Halbleiter, so erzeugt dieses abhängig von seiner Energie einige Elektron-Loch-Paare, welche im Halbleiter zu den Elektroden wandern, so dass schließlich ein Signal detektiert wird [19]. Es wird die Information über die Energie des γ -Quants im Segment sowie auch im Core ausgelesen.

In der Targetkammer befindet sich eine sternförmige Halterung, das so genannte "Targetwheel", auf das bis zu sechs Targets platziert werden können. Die Halterung, die in Abbildung 3.7 zu sehen ist, kann von außen angesteuert werden, so dass man das gewünschte Target wählen kann, ohne die Targetkammer zu öffnen [15].

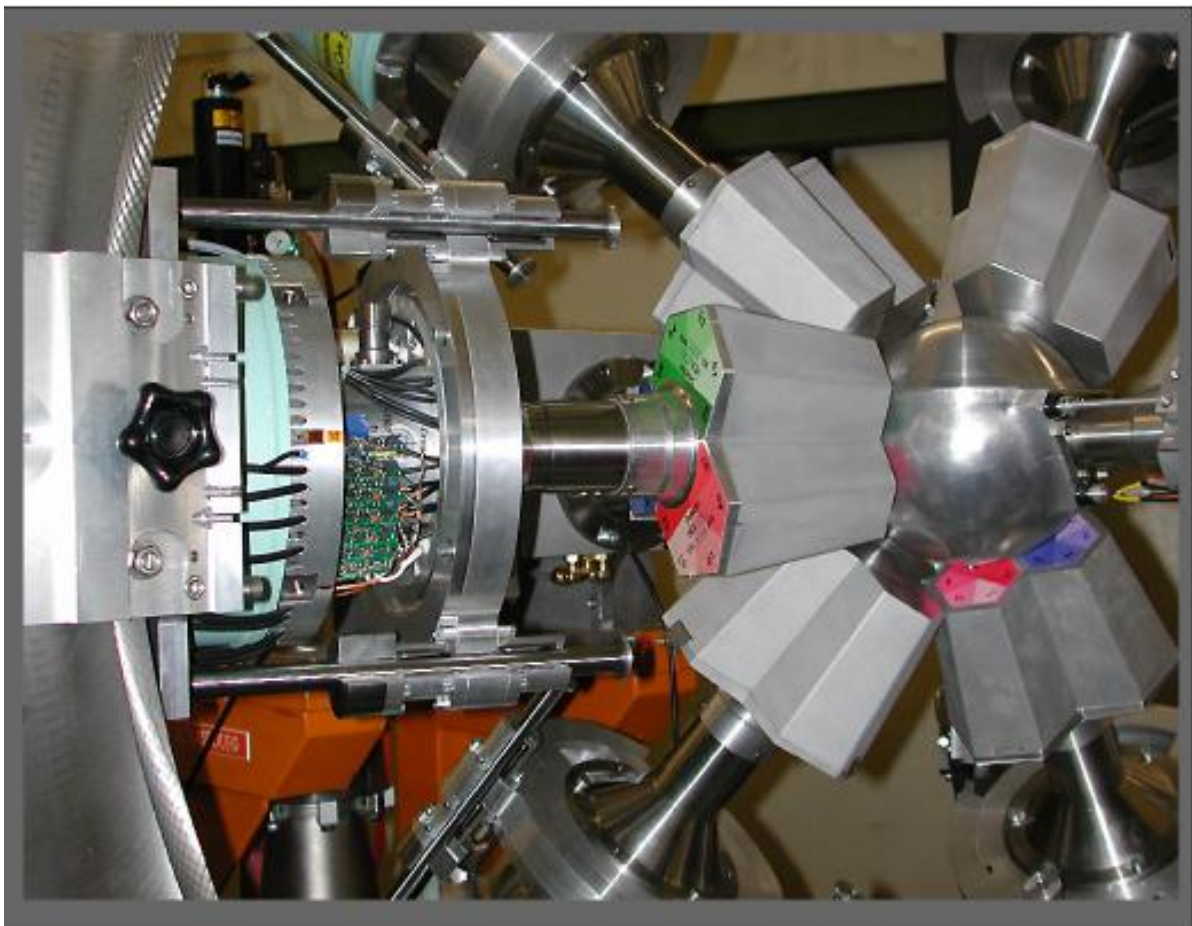


Abbildung 3.6: Der MINIBALL-Detektor umschließt die Targetkammer [20].

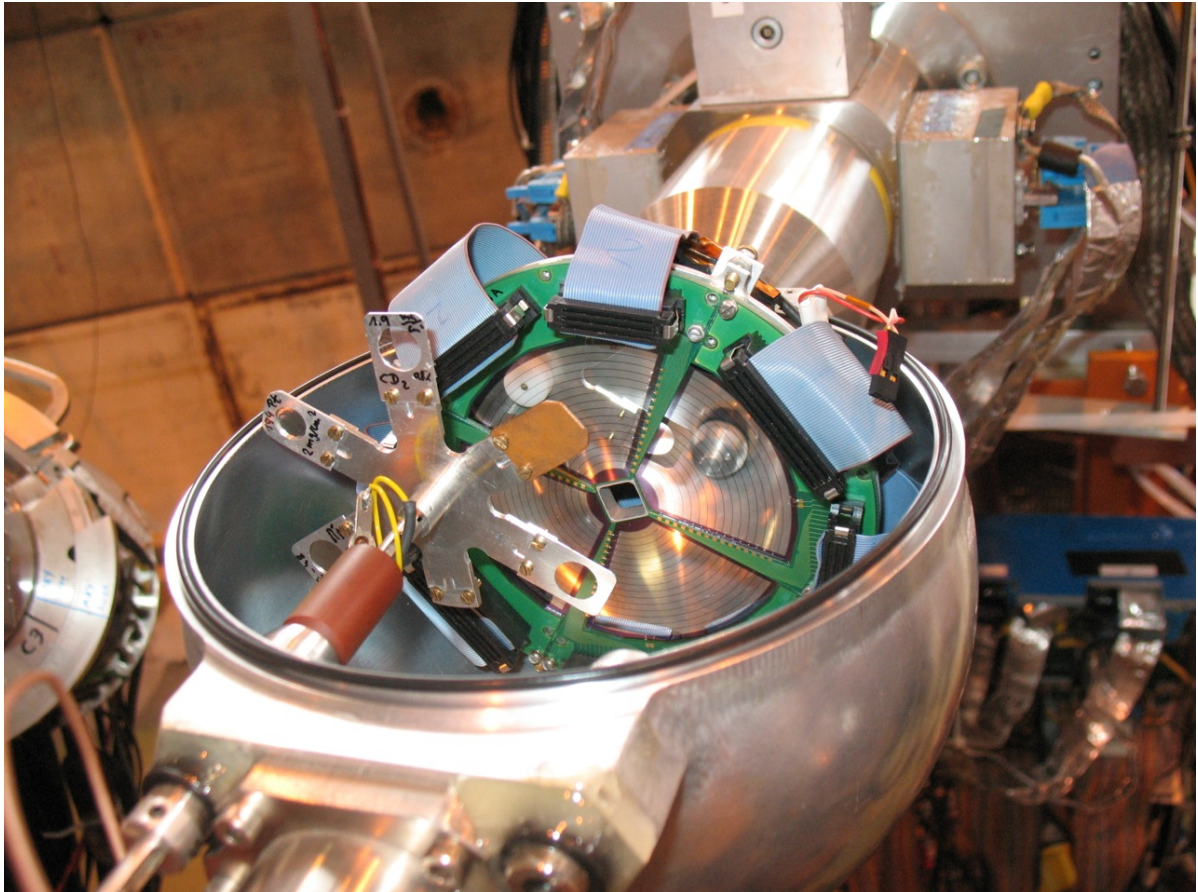


Abbildung 3.7: Auf der sternförmigen Halterung werden die Targets platziert. Sie kann manuell gesteuert werden, so dass das Target während der Strahlzeit gewechselt werden kann, ohne die Targetkammer zu öffnen. Hinter dem "Targetwheel" befindet sich der Teilchendetektor, der in diesem Experiment aber nicht benutzt wurde.

4 Aufbereitung der Messdaten

In diesem Kapitel werden zunächst die Klassifikationen der Messdaten wie zum Beispiel Target oder Runtime tabellarisch aufgeführt, um die Nachvollziehbarkeit und Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten.

Anschließend wird die Energiekalibrierung der 24 Detektoren durch ^{152}Eu beschrieben und die Effizienzkalibrierung dargestellt, die zum Beispiel zur Bestimmung von Übergangsintensitäten benötigt wird. Zum Schluss wird das Erstellen der γ - γ -Matrix skizziert.

4.1 Messdaten

In Tabelle 4.1 werden Eigenschaften der Messungen wie Runnummer, Target und Runtime aufgeführt. Für die Auswertung der Daten werden die Runs mit Strahl auf das Molybdän-Target sowie auf das PE-Target (Polyethylen-Target) verwendet. Die Energiekalibrierung und Effizienzkalibrierung wird mit der Europiumquelle (*Run 44*) durchgeführt. Das Molybdän-Target ist $1.7 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ und das PE-Target ist $10 \mu\text{m}$ dick. Die Daten werden am CERN in so genannten “list-mode” Daten im .med-Format gespeichert, die mit Hilfe eines Eventbuilders in Rootdateien umgewandelt werden. Die Rootdateien werden schließlich weiter verarbeitet. Es wird im Medfile zum Beispiel keine γ -Energie gespeichert, sondern lediglich eine Kanalnummer des ADC’s (Analog Digital Converter), die proportional zur Energie ist.

Runnummer	Strahl	Target	Zeit
14	^{144}Xe	kein Target	7 Min
15	^{144}Xe	^{96}Mo	2h 24 Min
16	^{144}Xe	^{197}Au	58 Min
17	^{144}Xe	kein Target	38 Min
18	^{144}Xe	^{96}Mo	4h 50 Min
29	^{144}Xe	^{96}Mo	1h 50 Min
30	^{144}Xe	^{96}Mo	1h 42 Min
31	^{144}Xe	^{96}Mo	1h
32	^{144}Xe	^{96}Mo	1h 48 Min
33	^{144}Xe	^{96}Mo	1h 24 Min
34	^{144}Xe	^{96}Mo	1h 59 Min
36	^{144}Xe	^{96}Mo	1h 5 Min
37	^{144}Xe	^{96}Mo	1h 14 Min
38	^{144}Xe	^{96}Mo	33 Min
39	^{144}Xe	^{96}Mo	2h
40	^{144}Xe	^{96}Mo	2h
41	^{144}Xe	^{96}Mo	2h 4 Min
42	^{144}Xe	PE(Stopper)	2h 22 Min
44	–	^{152}Eu	1h 43 Min

Tabelle 4.1: Auflistung von Runnummer, Strahl, Target und Rundauer. Für die Auswertung wurden die Daten des dünnen ^{96}Mo -Targets und des PE-Targets verwendet.

4.2 Energiekalibrierung

Die Energie wird mit Hilfe der in Tabelle 4.2 aufgeführten Übergänge von ^{152}Eu kalibriert. Europium eignet sich gut zum Kalibrieren, weil Übergänge im relevanten Energieintervall von 120 keV bis 1500 keV vorkommen und wohl bekannt sind.

Für die Kalibrierung der Energie wird die Anzahl der Counts über der Kanalnummer aufgetragen. Mit Hilfe des Programms *Tv* [21] wird eine Gaußkurve an den Peak gefittet. Dem Zentroid des Peaks, der einer Kanalnummer entspricht, wird die richtige Energie des Europiumübergangs zugeordnet. Der Fehler bei diesem Fit für die Kanalnummer wird recht groß mit einer Standardabweichung angegeben:

$$\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2} \cdot \ln 2}. \quad (4.1)$$

Die Größe **Full Width Half Maximum** gibt *Tv* beim Fit des Peaks aus und wird zur Berechnung des Fehlers σ verwendet.

In Tabelle 4.2 werden die Ergebnisse des Fits exemplarisch für einen Detektor angegeben. Für die restlichen 23 Detektoren wiederholt sich der Vorgang analog. Es wird auf die detaillierte Angabe der Fitresultate verzichtet. Als Probe werden im kalibrierten Spektrum markante Peaks, wie zum Beispiel der Peak bei 511 keV identifiziert, der durch die Annihilation von Positronen mit Elektronen entsteht oder auch der erste Anregungszustand von ^{144}Ba bei 199 keV. Abschließend wird die Kanalnummer K auf der x-Achse und die Energie E auf die y-Achse aufgetragen. Mit *gnuplot* wird die Steigung m sowie der y-Achsenabschnitt b der linearen Geraden

$$E = m \cdot K + b \quad (4.2)$$

bestimmt. In Abbildung 4.1 wird diese Auftragung exemplarisch für einen Detektor dargestellt. Man erkennt, dass die Gerade sehr gut durch die via Gaußfit bestimmten Punkte verläuft und es keine Ausreißer gibt. Vergleichbar gute Resultate erhält man für die restlichen 23 Detektoren.

Kanalnummer	Energie in keV	Δ Kanalnummer
1968.9	121.8	13.6
3965.3	244.7	14.2
5586.0	344.3	14.4
6673.6	411.1	41.1
12641.8	778.9	16.7
14079.1	867.4	17.9
15648.6	964.1	18.7
18054.1	1112.1	18.8
22863.7	1408.0	20.7

Tabelle 4.2: γ -Energien von ^{152}Eu [22] mit den dazu gehörenden Kanalnummern, die zur Energieeichung verwendet wurden.

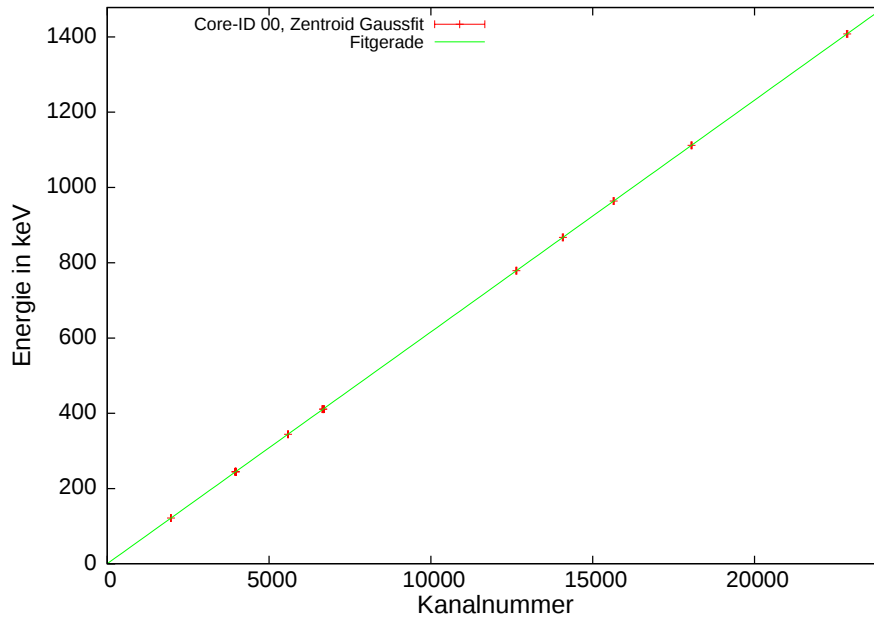


Abbildung 4.1: Die lineare Fitgerade gibt die via Gaußfit bestimmten Datenpunkte sehr gut wieder. Die Fehler für Steigung sowie y-Achsenabschnitt liegen jeweils im Bereich von $\approx 1\%$. Für den Fehler der via Gaußfit bestimmten Kanalnummer gilt $\Delta K \ll K$.

4.3 Effizienzkalibrierung

Nicht alle γ -Quanten werden im Detektor registriert. Dies liegt daran, dass das Detektormaterial einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt besitzt (Vgl. Abb. 2.1). Mit steigender Energie des γ -Quants sinkt der Wirkungsquerschnitt für die Detektion der γ -Quanten. Die Effizienz des Detektors hängt von der Energie des γ -Quants gemäß der Funktion

$$\epsilon(E) = \exp \left(P_0 + P_1 \log(E) + P_2 \log^2(E) + P_3 \log^3(E) \right) \quad (4.3)$$

ab, wobei E für die Energie und P_i für Konstanten stehen, die durch einen Fit bestimmt werden. Da in dieser Arbeit auch das Verhältnis von Übergängen im ^{144}Cs mit Aussendung eines γ -Quants zu den Zerfällen ohne Aussendung eines γ -Quants berechnet werden soll, ist eine Effizienzkalibrierung notwendig. Diese wird jedoch nicht für jeden Core einzeln durchgeführt, sondern für alle 24 Cores gemittelt. Außerdem wird die Effizienzkalibrierung nur für die Messdaten mit Strahl auf das PE-Target durchgeführt. Für ein dünnes Target könnte die Effizienzkalibrierung ungenau sein, da die radioaktiven Nuklide nicht an der Position zerfallen, an der sich die ^{152}Eu -Quelle befand. Zur Effizienzkalibrierung werden bekannte Peaks im energiekalibrierten, für alle 24 Cores aufsummierten Spektrum der ^{152}Eu -Quelle, gefittet. Beim Fit wird darauf geachtet, dass der Gaußpeak im Spektrum an der linken Seite mit einer Exponentialfunktion abfällt, da die Detektoren teilweise durch Neutronen geschädigt sind. Dadurch ist die Weiterleitung der Ladungsträger gestört und die Energie des detektierten γ -Quants wird als eine zu geringe Energie registriert. Um dies zu beachten, wird der so genannte Tailing-Fit verwendet, bei dem die gefittete Gaußfunktion auf der linken Seite wie eine Exponentialfunktion abfällt. Für die Peaks des ^{152}Eu sind die Intensitäten bereits wohl bekannt und werden in Tabelle 4.3 aufgeführt. In diesem Fall wird die Funktion 4.3 als Effizienzkurve verwendet. In Abbildung 4.2 ist ihr Verlauf dargestellt. Die Kalibrierung erfolgt dann über das Programm *efficiency*, welches in der Master-Arbeit [16]

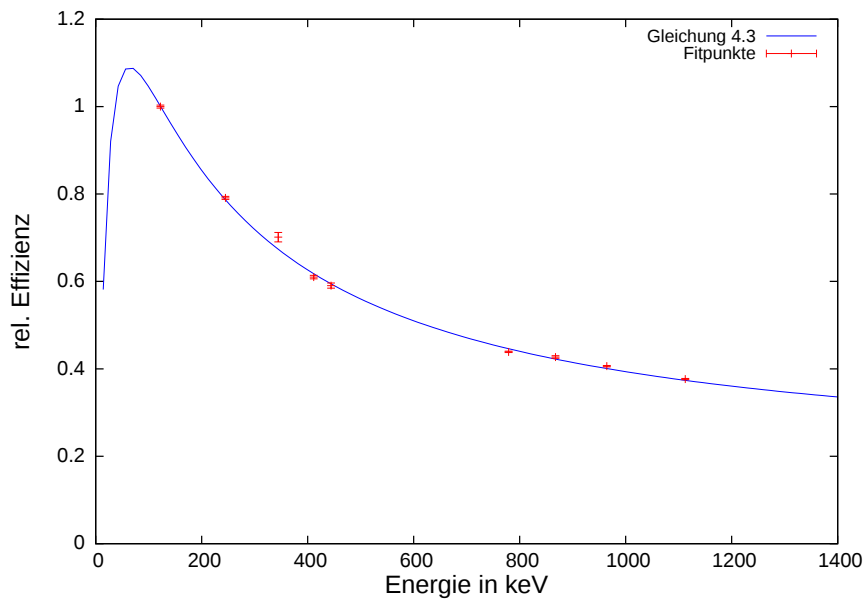


Abbildung 4.2: Effizienzkurve gemittelt über alle Detektoren. Es liegt ein Maximum der relativen Effizienz der Detektoren im Bereich von ca. 100 keV vor.

Energie in keV	relative Intensität	Tochternuklid
121.8	$(28.6 \pm 0.06) \%$	Sm
244.7	$(7.583 \pm 0.019) \%$	Sm
344.3	$(26.5 \pm 0.4) \%$	Gd
411.1	$(2.234 \pm 0.004) \%$	Gd
444.0	$(3.148 \pm 0.026) \%$	Sm
779.9	$(12.942 \pm 0.019) \%$	Gd
867.4	$(4.245 \pm 0.019) \%$	Sm
964.1	$(14.74 \pm 0.02) \%$	Sm
1112.1	$(13.83 \pm 0.02) \%$	Sm
1408.0	$(21.005 \pm 0.024) \%$	Sm

Tabelle 4.3: Die Energien mit den dazugehörigen Intensitäten [22] von ^{152}Eu bieten die Grundlage zur Effizienzkalibrierung der Detektoren.

näher beschrieben und erklärt wird. Abbildung 4.3 zeigt das effizienz- und energiekalibrierte Spektrum in rot und das lediglich energiekalibrierte Spektrum in blau in einem Plot.

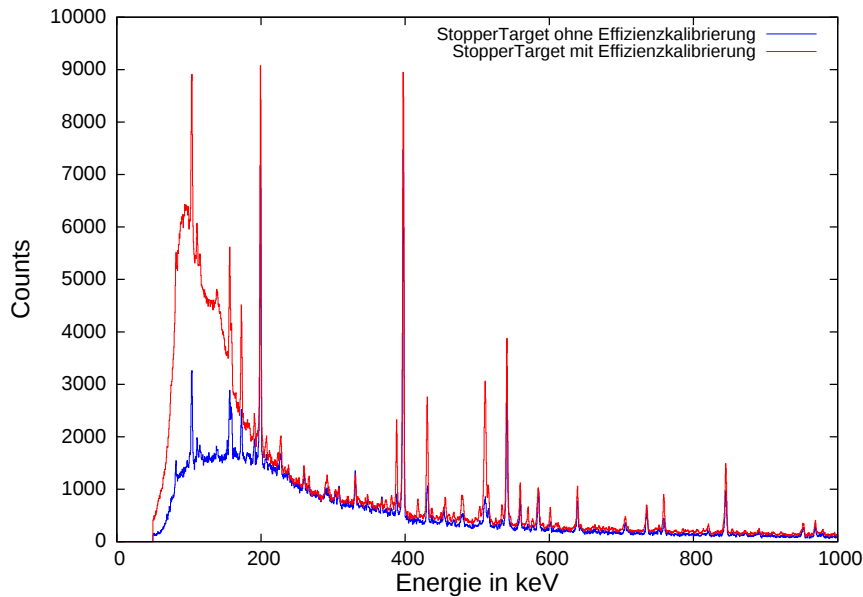


Abbildung 4.3: Effizienz- und energiekalibriertes Spektrum (rote Kurve), leiglich energiekalibriertes Spektrum (blaue Kurve).

4.4 Erstellen der γ - γ -Matrix

Für die Auswertung der Daten ist es von Relevanz, welches γ -Quant koinzident mit einem anderen γ -Quant detektiert wurde. Die gleichzeitige Detektion der γ -Quanten spricht für Zerfall des angeregten Kerns über eine Kaskade worüber die γ -Quanten emittiert wurden. Weiterhin werden auch zufällige Koinzidenzen detektiert, die aber nicht wünschenswert sind.

In diesem Abschnitt wird kurz die Funktionsweise des Programms skizziert, das die γ - γ -Matrix aufstellt. Die Daten liegen in Root-Trees vor, in denen einige Informationen zu den detektierten γ -Quanten, wie zum Beispiel eine relative Zeitinformation oder eine Energie gespeichert ist. Die relative Zeitinformation wird nach dem Bearbeiten des Medfiles durch den Eventbuilder erstellt. Im Medfile besitzt das zuerst detektierte γ -Quant den Zeitstempel 0. Es werden durch das Bearbeiten mit dem Eventbuilder γ -Quanten in ein "Event" zusammengefasst und relativ zu dem γ -Quant der höchsten Energie wird die Zeitdifferenz berechnet. Die anderen γ -Quanten erhalten also einen "Zeitdifferenzstempel" relativ zu diesem Wert. In Abbildung 4.4 ist das Spektrum über alle Zeitdifferenzen in einem Event mit $25 \frac{\text{ns}}{\text{bin}}$ dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der Prompt-Peak um 0 ns.

Es wird nun eine symmetrische Matrix, die in Abbildung 4.5 gezeigt ist, erstellt, in der alle koinzident gesehenen γ -Quanten zugeordnet wurden. Die Bedingung für Koinzidenz ist ein Fenster um den Prompt-Peak mit einer Breite von ± 200 ns. Die Lebensdauer eines angeregten Zustandes liegt ungefähr in der Größenordnung von Picosekunden, folglich wird durch dieses Zeitfenster jedes γ -Quant, das über eine Kaskade zerfallen ist und detektiert wurde, erfasst. Es können nun Bedingungen in Form einer Energieeinschränkung an die Matrix gestellt werden. Daraufhin kann die Projektion des Spektrums der koinzidenten γ_1 -Quanten mit den γ_2 -Quanten im vorgegebenen Energieintervall geplottet werden.

Analog wird ein γ - γ - γ -Cube erstellt, der dreifach Koinzidenzen enthält. Hier handelt es sich also um eine dreidimensionale Matrix. Es kann eine Einschränkung an die Energie von γ_1 -Quant und eine Energieeinschränkung an γ_2 -Quant gestellt und das Spektrum, das die koinzidenten γ -Quanten beinhaltet, betrachtet werden.

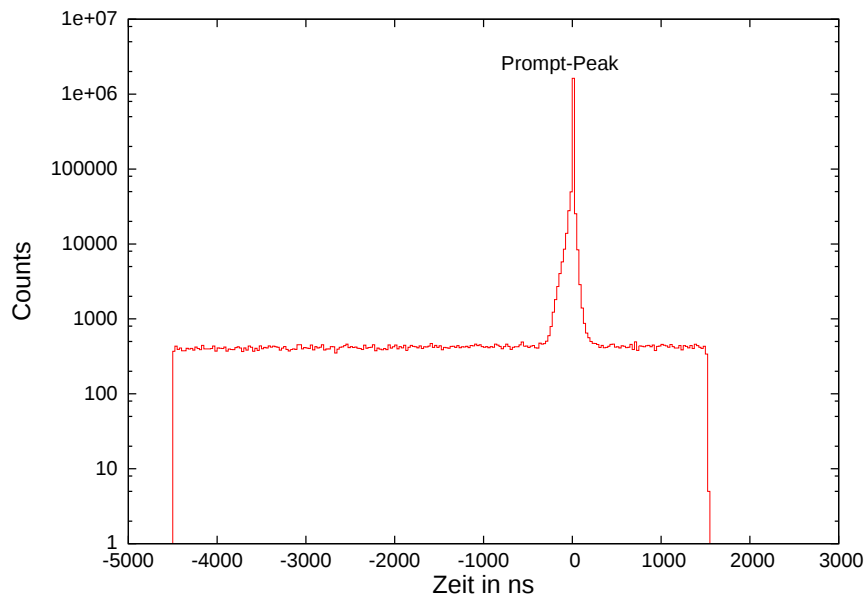


Abbildung 4.4: Zeitdifferenz zwischen γ -Quanten in einem Event. Der Prompt-Peak ist deutlich erkennbar. Die Counts innerhalb des Prompt-Peaks sind relevant, da diese aus dem β^- -Zerfall stammen. Die Counts außerhalb des Prompt-Peaks sind zufällige Koinzidenzen.

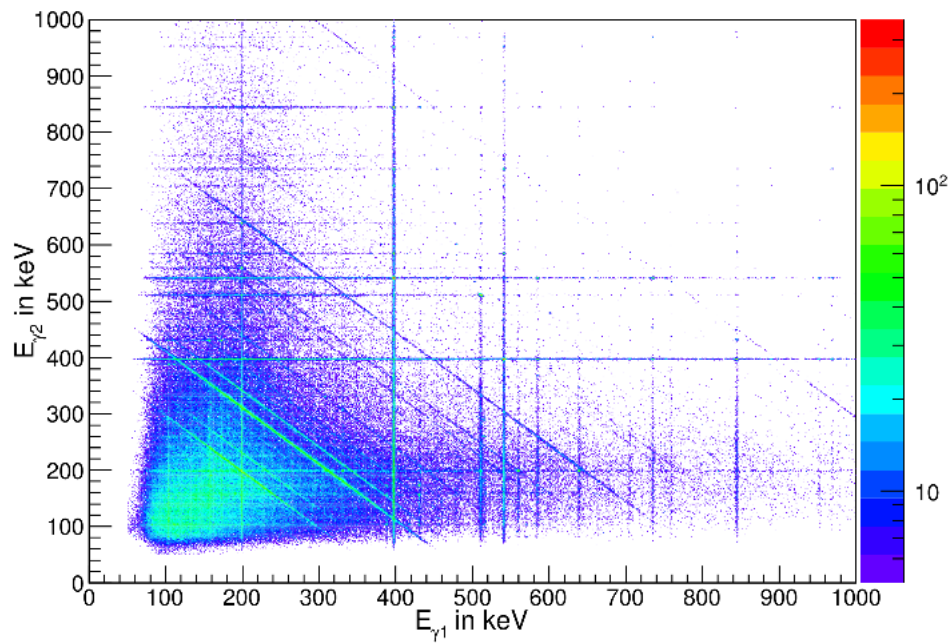


Abbildung 4.5: Symmetrische γ - γ -Matrix erstellt durch doppelt koinzidente Ereignisse.

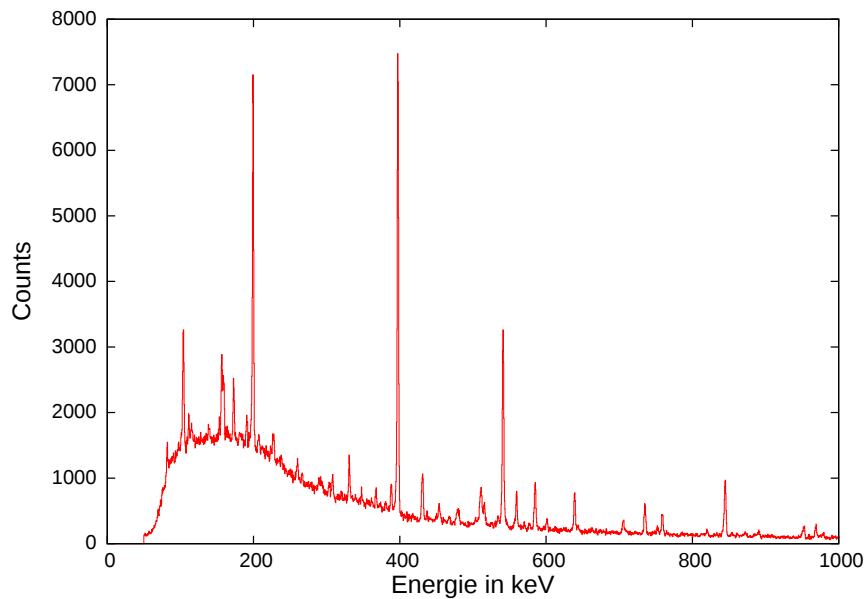


Abbildung 4.6: Energiekalibriertes Spektrum gemessen mit einem ^{144}Xe -Strahl auf das PE-Target.

4.5 Identifikation und Zuordnung der Peaks in beiden Spektren

Dieser Abschnitt befasst sich mit der Auswertung der bereits bearbeiteten Messdaten des ^{144}Xe -Strahls auf das PE-Target und auf das ^{96}Mo -Target. Beide Runs werden separat betrachtet. Peaks, die nicht in beiden Spektren erkennbar sind, werden nicht beachtet, da diese Peaks bzw. deren Energien folglich nicht vom Zerfall des ^{144}Xe stammen können. Das Spektrum mit Strahl auf das PE-Target wird in Abbildung 4.6 dargestellt. In diesem Spektrum werden die Peaks identifiziert. Anhand der Energie des Peaks wird dieser Übergangsenergie ein Nuklid zugeordnet. Mögliche Mutternuklide sind wie bereits erwähnt ^{144}Xe , ^{144}Cs , ^{144}Ba und ^{144}La , deren Halbwertszeiten in Tabelle 4.4 zu finden sind. Es werden schließlich die Übergangsenergien im bereits bekannten Zerfallsschema von ^{144}Cs , ^{144}Ba und ^{144}La gesucht und zugeordnet. Das Ergebnis dieser Zuordnung wird in Tabelle 4.5 für das PE-Target und für das ^{96}Mo -Target angegeben.

Nuklid	Halbwertszeit
^{144}Xe	388 ms
^{144}Cs	944 ms
^{144}Ba	11.5 s
^{144}La	40.9 s
^{144}Ce	284.91 d

Tabelle 4.4: Nuklide mit den dazugehörigen Halbwertszeiten. Die Halbwertszeit von Cerium ist so groß, dass vom β -Zerfall dieses Nuklids keine Übergangsenergien im Spektrum zu sehen sein werden.

	⁹⁶ Mo	PE-Target		⁹⁶ Mo	PE-Target
E in keV	Mutter	Mutter	E in keV	Mutter	Mutter
66,5	Ba	308	585	La	La
68,9	Ba	Ba	596	La	–
72	–	Ba	600	unbekannt	unbekannt
75	Ba	–	639	Cs	Cs
82	–	Ba	643	La	La
85	unbekannt	unbekannt	661	La	La
92	Ba	Ba	667	–	unbekannt
97	unbekannt	unbekannt	675	Ba	–
101	Ba	Ba	678	Ba	Ba
103,8	Ba	Ba	705	La	La
156	Ba	Ba	723	–	unbekannt
159	unbekannt	unbekannt	731	La	La
172	Ba	Ba	735	La	La
199	cs	Cs	746	La	–
235	unbekannt	–	751	La	La
267	–	unbekannt	758	Cs	Cs
273	unbekannt	unbekannt	764	La	La
304	Ba	Ba	785	Ba/Cs	–
308	Cs	Cs	805	Ba	–
330	Cs	Cs	808	unbekannt	–
340	La	La	813	La	–
348	Cs	Cs	817	Ba	–
367	–	La	820	Cs	Cs
388	Ba	Ba	822	Ba	–
397	La	La	833	–	La
430	Ba/La	Ba/La	844	La	La
437	unbekannt	unbekannt	852	–	La
445	Ba	Ba	860	–	La
450	La	La	871	La	La
453	La	La	884	–	unbekannt
467	Ba/La	La/Ba	890	La	La
477	Cs	Cs	896	Cs	–
478	unbekannt	unbekannt	907	La	–
503	unbekannt	–	912	–	unbekannt
515	Ba	Ba	922	Ba	–
520	unbekannt	unbekannt	948	La	La
533	Cs	Cs	952	La	La
541	Ba	Ba	958	La	–
541	La	La	968,8	La	La
559	Cs	Cs	978	La	La
569	Ba	Ba	990	Cs	Cs
583	Ba	–	995	–	unbekannt

Tabelle 4.5: Auflistung aller Übergangsenergien in den „Singles“ Spektren. Mit der Übergangsenergie wurde, wenn möglich, ein Mutternuklid identifiziert.

Nachdem eine große Anzahl von Übergangsenergien einem Nuklid zugeordnet werden kann, werden die Energien weiter untersucht, die keinem Nuklid zugeordnet werden können. Diese „unbekannten“ Energien könnten durch die Emission eines γ -Quants aus dem Zerfall von ^{144}Xe stammen.

5 Levelschema von ^{144}Cs bevölkert durch den β^- -Zerfall von ^{144}Xe

In diesem Abschnitt wird das Levelschema von ^{144}Cs , bevölkert durch den β^- -Zerfall von ^{144}Xe , das in Abbildung 5.1 zu sehen ist, präsentiert und erklärt. Um das Levelschema zu konstruieren, werden Bedingungen bzw. Einschränkungen für die Energie $E_{\gamma 1}$ gestellt (Vgl. Abb. 4.5), was im Folgenden kurz „gaten“ genannt wird. Wird ein Gate zum Beispiel auf das Energieintervall von 157 keV bis 161 keV gesetzt und danach im projizierten Spektrum mit dieser Bedingung Peaks bei 238 keV und 550 keV gesehen, so wird notiert (159(Mutter); 238(Mutter), 550(Mutter)). In Klammern hinter der Energie steht der Name des Mutternuklids. Es wird angemerkt, dass die Einheit in dieser Notation stets keV ist und im Folgenden nicht mehr explizit angegeben wird. Außerdem wird jeweils die Schnittmenge der Peaks aus dem Spektrum gemessen mit dem ^{96}Mo - sowie dem PE-Target gebildet und angegeben, wenn nichts anderes explizit erwähnt wird. Die gezeigten Spektren in diesem Abschnitt wurden mit den Messdaten mit Strahl auf das ^{96}Mo -Target erstellt. Weiterhin wird die Breite des Peaks für das Gate aus dem „Singles“ Spektrum abgelesen. In den meisten Fällen beträgt diese ± 3 keV. Der Untergrund wird subtrahiert, indem auf ein Energiebereich ohne Peak im „Singles“ Spektrum mit der gleichen Breite wie die des Peaks gegatet wird. Dieses neue Spektrum wird vom Spektrum mit Gate auf den Peak subtrahiert. Die Massenzahl beträgt immer 144, sofern nichts anderes angegeben wird. Zu Übungszwecken wird das Levelschema von ^{144}La teilweise rekonstruiert, was gut gelungen ist. Probleme entstanden dadurch, dass nur Energien größer als 50 keV detektiert werden, weil γ -Quanten mit einer kleineren Energie nicht das Detektormaterial erreichen.

5.1 Der Grundzustandsübergang

Der Grundzustandsübergang wird mit dem größten, unbekannten Peak im „Singles“ Spektrum identifiziert. Ein dafür sprechendes Argument ist, dass über den Grundzustandsübergang nahezu alle Zerfallskanäle verlaufen und somit der Peak mit der größten Intensität dafür in Frage kommt. Das andere Argument wird deutlich, wenn man auf diese Energie gatet. Man findet (159(Xe); 190(Ba), 240(Xe), 350(Cs), 384(Xe, Ba)) (siehe Abb. 5.2), wobei die Energie 190 keV vom Zerfall des Bariums und die Energie 350 keV vom Zerfall des Cäsiums stammt. Barium hat einen Übergang bei 156 keV, was erklärt, weswegen hier beim Gate noch Übergänge aus dem Zerfall von Barium zu sehen sind. Das Gate auf die Übergangsenergie 240 keV ist in Abbildung 5.3 (a) und 5.3 (b) dargestellt. Es liefert (240(Xe); 159(Xe), 270(Xe), 300(Xe), 605(Xe)). Es ist zu erkennen, dass „über“ dem 159 keV-Übergang zunächst nur der 240 keV-Übergang zu sehen ist und über dem 240 keV-Übergang, der sich koinzident mit dem 159 keV-Übergang anschließt, noch weitere Übergänge stattfinden, die im Anregungsspektrum von ^{144}Cs liegen.

5.2 Die Übergänge mit 133 keV und 240 keV

Der Übergang mit einer Energie von 133 keV kommt koinzident mit dem Übergang der Energie 240 keV und das Gate liefert (133(Xe); 240(Xe), 264(?), 373(Ba), 397(La), 540(La)). Folglich wird dieser Übergang unter den Übergang der Energie 240 keV und parallel zu 158.8 keV gesetzt, da bei allen anderen Gates dieser Übergang nicht mehr koinzident gesehen wird und er sich auch nicht koinzident an

158.8 keV anschließt.

Die Schwierigkeit liegt hier auch darin, dass der Grundzustandsübergang vom Bariumzerfall bei 156 keV liegt und bei einem Gate auf 159 keV auch Übergänge aus Barium zu sehen sind.

5.3 Die Übergänge mit 126 keV und 271 keV

Folgende Peaks werden koinzident gesehen: (126(Xe); 384(Xe), 270(Xe)) (siehe Abb. 5.4), (271(Xe); 240(Xe), 126(Xe), 271(Xe), 574(Xe)) (siehe Abb. 5.5 (a)), (574(Xe); 271(Xe)) (siehe Abb. 5.5 (b)). Der Übergang mit 126 keV ist also nicht koinzident zu dem Übergang bei 240 keV. Der Übergang bei 270 keV schließt sich aber koinzident dem Übergang bei 240 keV an. Deswegen verlaufen die Übergänge der Energie 126 keV und 240 keV parallel, 270 keV wird darüber platziert (siehe Abb. 5.1). Der Zerfall von dem Energielevel 272.2 keV auf 158.9 keV muss stattfinden. Es müssen aber γ -Quanten mit einer Energie nahe bei 50 keV emittiert werden, da sie im Spektrum nicht gesehen werden können. Diese erscheinen folglich im Levelschema mit einer nicht identifizierbaren Energie.

5.4 Die Übergänge mit 303 keV, 384 keV, 573 keV und 605 keV

Das Gate auf 303 keV liefert: (303(Xe); 240(Xe), 210(?), 271(Xe), 395(Xe)). Ein Gate auf 384 keV ergibt: (384(Xe); 126(Xe), 159(Xe), 240(Xe), 303(Xe)) (siehe Abb. 5.6). Somit wird der Übergang mit einer Energie von 384 keV über den Übergang mit einer Energie von 303 keV gesetzt, also auf ein Energielevel von 927.7 keV. Der Übergang mit einer Energie von 271 keV beginnt bei einem Energielevel von 670.1 keV und der Übergang mit einer Energie von 240 keV beginnt bei einem Energielevel von 398.8 keV und endet schließlich bei einem Energielevel von 158.8 keV. Hier findet schließlich der Grundzustandsübergang mit 159 keV statt. Das Gate auf (605(Xe); 240(Xe)) und (573(Xe); 271(Xe)) bestätigt die Position dieser beiden Übergänge im Levelschema.

5.5 Die Übergänge mit 478 keV und 600 keV

Im „Singles“ Spektrum findet man Peaks bei einer Energie von 600 keV und 478 keV, die keinem β^- -Zerfall eines Nuklids mit einer Massenzahl von 144 zugeordnet werden können (Vgl. Tabelle 4.5). Beide kommen separat koinzident, was die Gates (600(Xe); 133(Xe), 159(Xe), 240(Xe), 383(Ba), 397(La), 478(Xe), 540(Ba,La,Xe)) (siehe Abb. 5.7 (a)) und das Gate (478(Xe); 600(Xe)) (siehe Abb. 5.7 (b)) zeigen. Der Übergang mit einer Übergangsenergie von 478 keV hat eine höhere Intensität, als der Übergang mit der Energie von 600 keV. Dies ist in Tabelle 5.1 gezeigt. Infolgedessen wird der Übergang mit einer Energie von 478 keV unter den Übergang von 600 keV platziert. Der Übergang mit der Energie 240 keV ist zu sehen, da der Übergang mit 605 keV zum Übergang mit 240 keV in Xenon führt. Analoges gilt für die Übergangsenergie 540 keV. Der Übergang mit 397 keV kommt koinzident mit einem Übergang der Energie von 587 keV (Vgl. [2]) in Lanthan. Dies erklärt, warum in diesem Gate ein Anregungszustand aus Lanthan zu sehen ist.

Energie in keV	Counts
478	2806 ± 153
600	1863 ± 75

Tabelle 5.1: Vergleich der Intensitäten für die Übergänge mit 478 keV mit den Intensitäten für die Übergänge 600 keV.

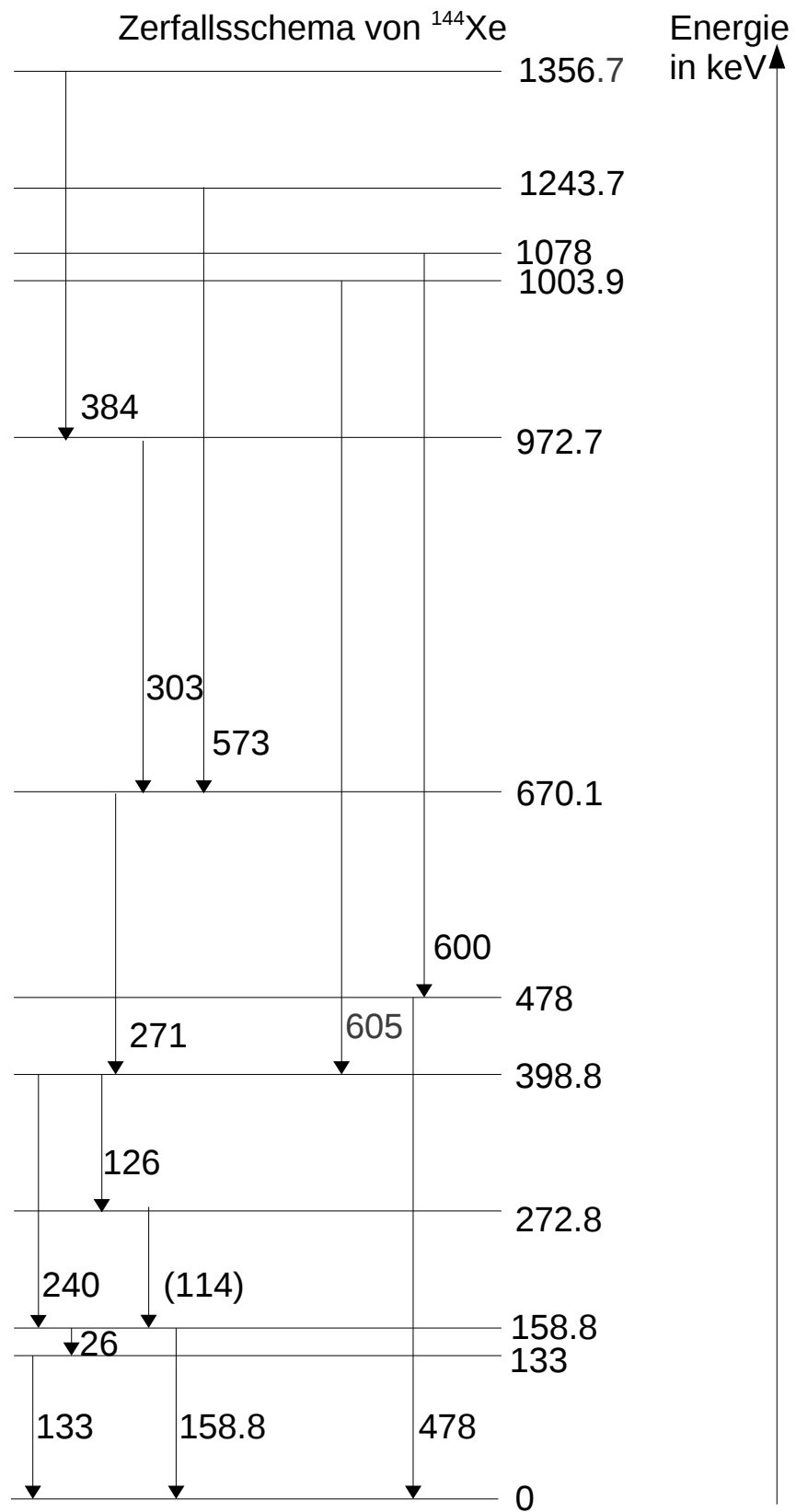


Abbildung 5.1: Levelschema für ^{144}Cs bevölkert durch einen β^- -Zerfall von ^{144}Xe .

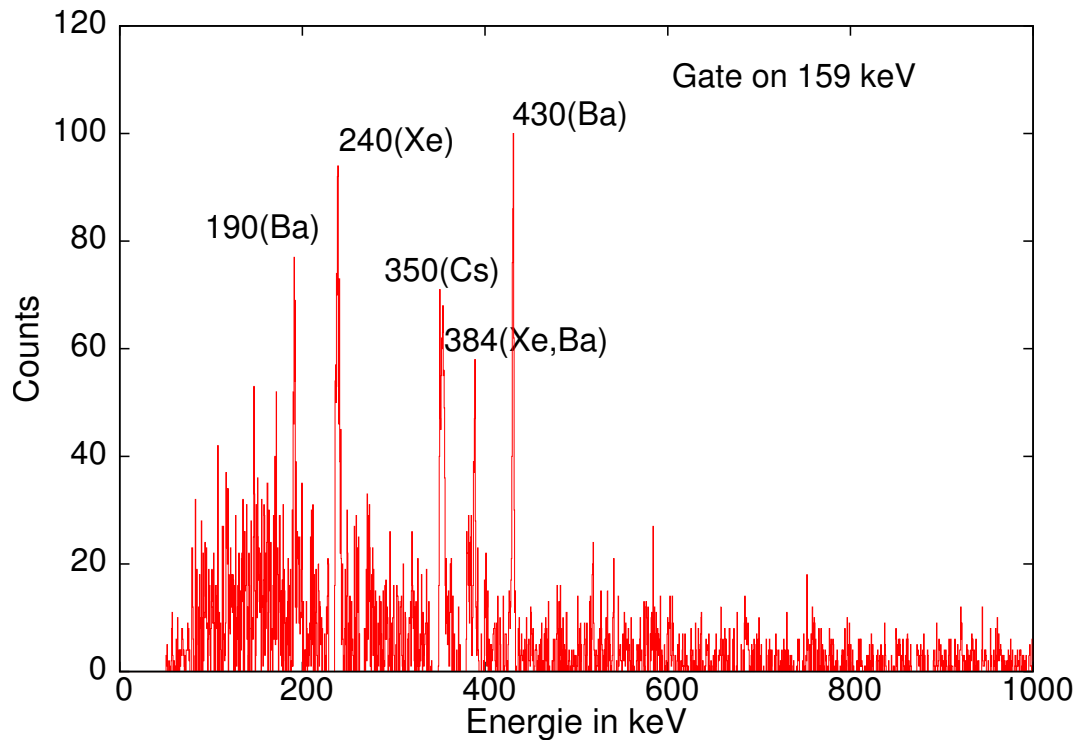


Abbildung 5.2: Spektrum mit Gate auf 159 keV.

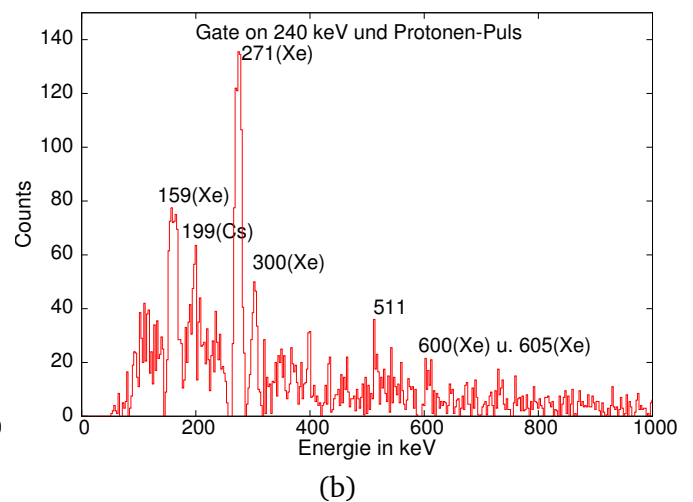
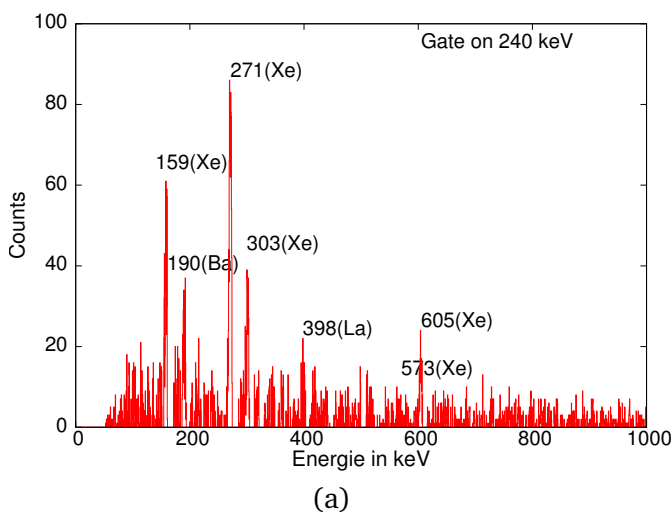


Abbildung 5.3: (a) Spektrum mit Gate auf 240 keV. (b) Spektrum mit Gate auf 240 keV und den Protonenpuls. Jede 1.2 s oder Vielfache dieser Zeitspanne trifft ein Proton das Primärtarget. Dies nennt man Protonenpuls und es werden nur Ereignisse 2.3 s nach dem Protonenpuls berücksichtigt.

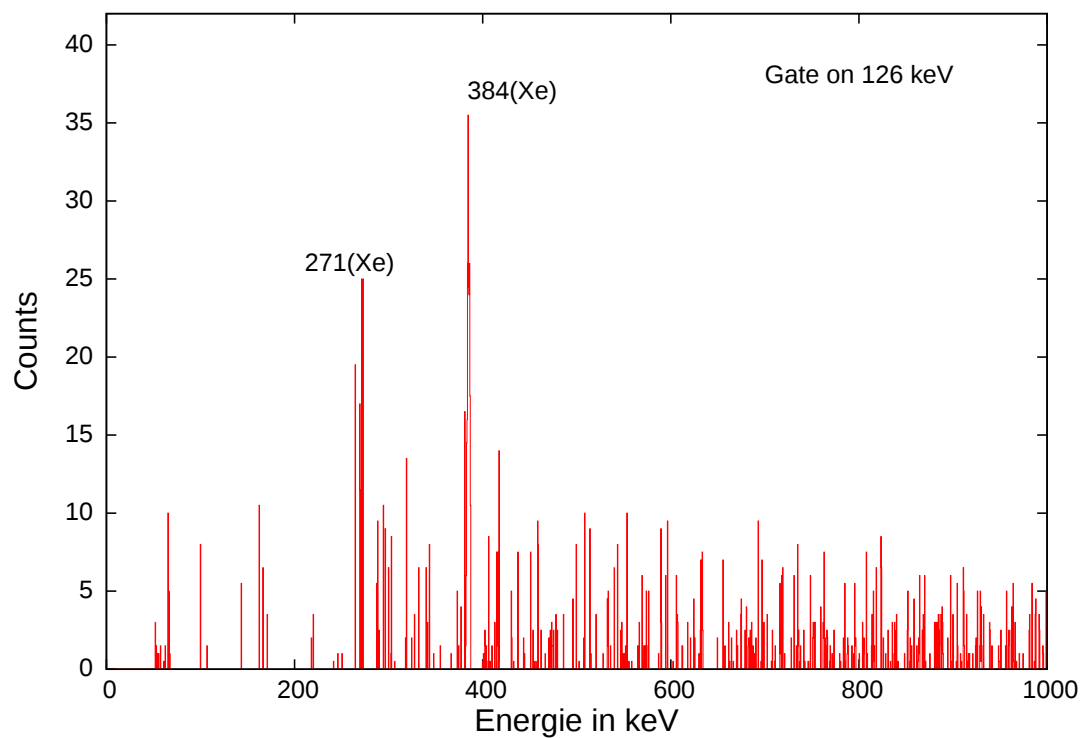


Abbildung 5.4: Spektrum mit Gate auf 126 keV.

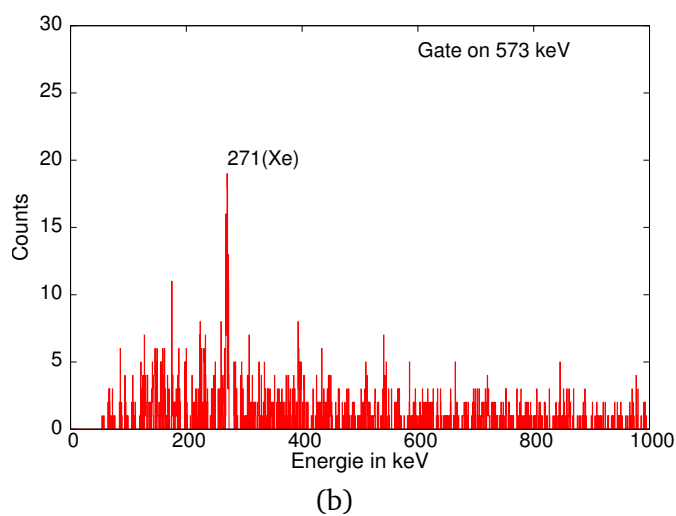
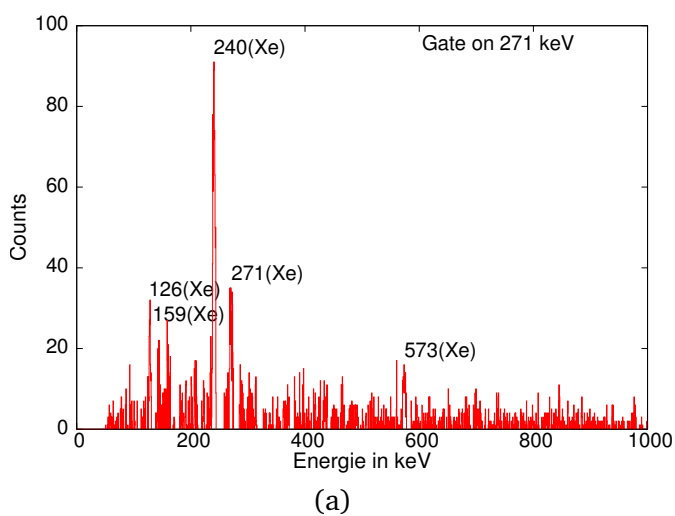


Abbildung 5.5: (a) Spektrum mit Gate auf 271 keV und (b) Spektrum mit Gate auf 573 keV.

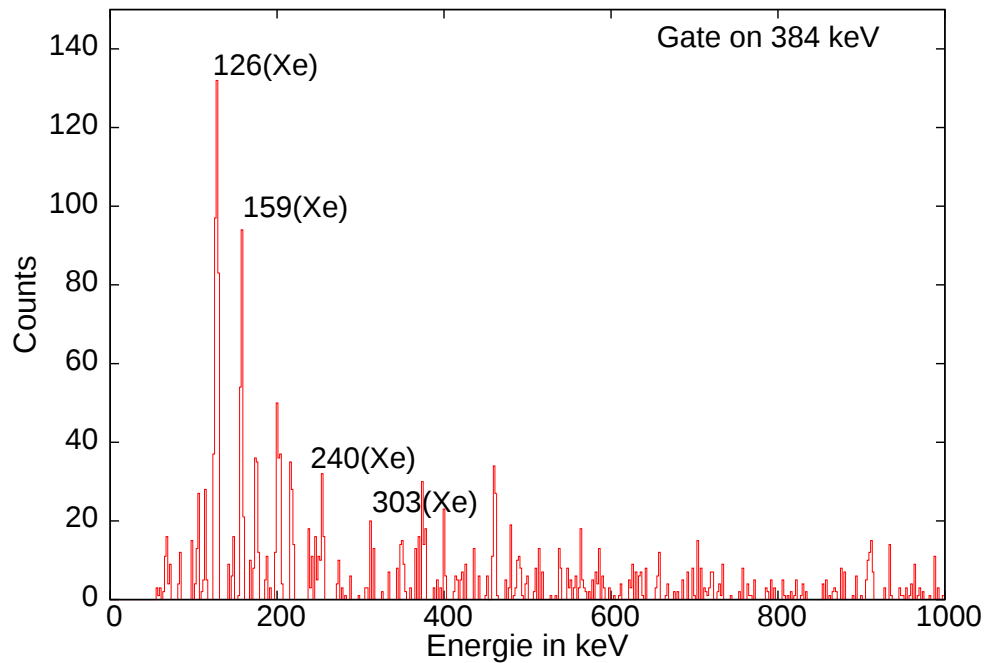


Abbildung 5.6: Spektrum mit Gate auf 384 keV. Das Binning beträgt hier 2 keV/bin.

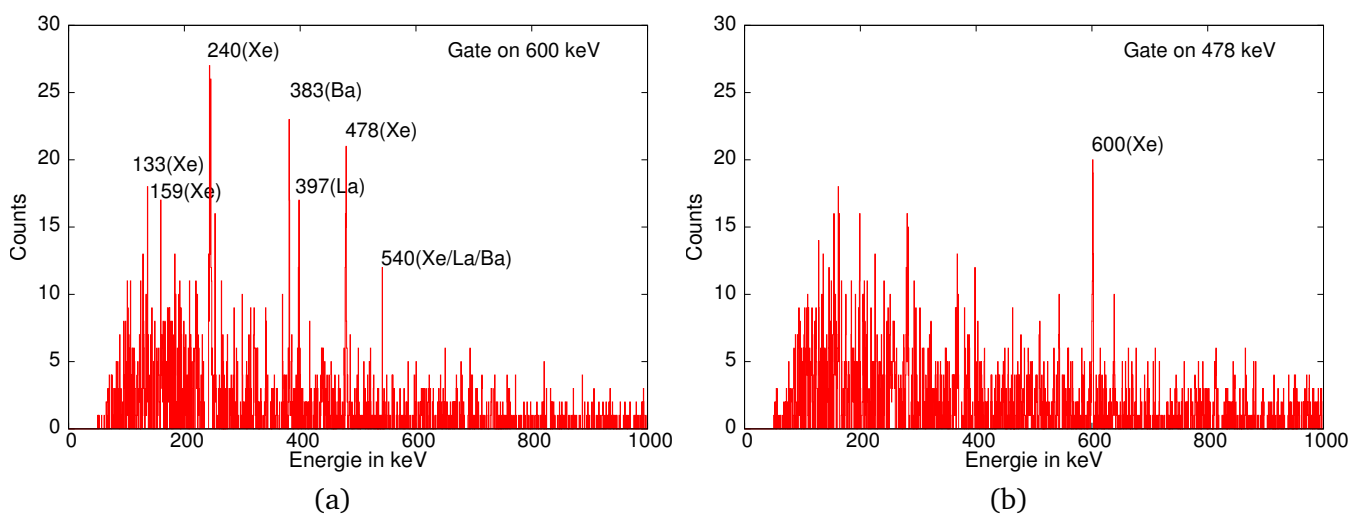


Abbildung 5.7: (a) Spektrum mit Gate auf 600 keV und (b) Spektrum mit Gate auf 478 keV.

6 Mögliche Modifikationen des Levelschemas

Nachdem ein Levelschema erstellt wurde, bleiben einige Übergangsenergien übrig, die man auch dem Levelschema von ^{144}Cs zuordnen könnte, die jedoch zum Teil auch in anderen Nukliden vorkommen. Die Auflösung dieser Peaks ist kompliziert und nicht eindeutig.

6.1 Der Übergang mit 540 keV

Beginnend bei einem γ - γ - γ -Cube auf (159(Xe); 240(Xe); 540(Xe,Ba,La)) (siehe. Abb. 6.1) wird festgestellt, dass diese Energie koinzident mit zwei Übergängen gesehen wird, die beide aus dem Zerfall von Xenon stammen. Da bei einem γ - γ - γ -Cube lediglich wenige Counts im Bereich von mehreren Zehnern übrig bleiben, ergibt eine Subtraktion des Untergrunds keine sinnvollen Ergebnisse. Es könnte sich bei diesem Peak also auch nur um zufällige Koinzidenzen handeln. Dieser Übergang mit einer Energie von 540 keV wird schließlich in das mögliche Levelschema 6.2 integriert, bei dem jedoch, wie bereits erwähnt, Zweifel bestehen bleiben. Die Übergänge im modifizierten Levelschema in Abbildung 6.2 werden in blau gezeichnet.

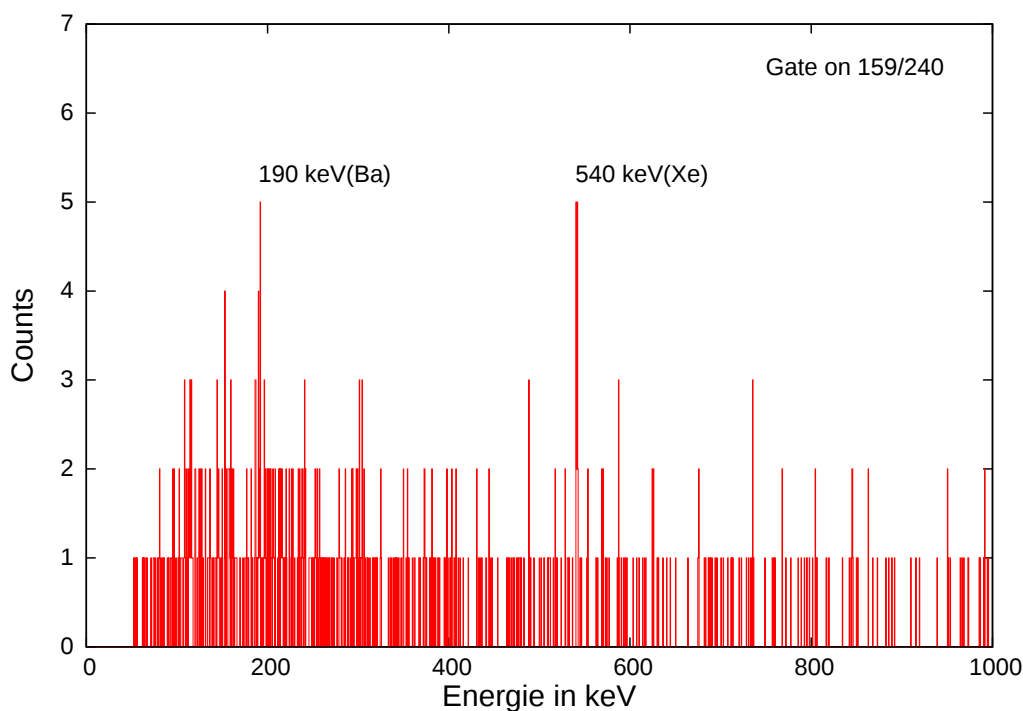


Abbildung 6.1: Spektrum mit Gate auf 159 keV und auf 240 keV.

6.2 Der Übergang mit 398 keV

Ein Gate auf 540 keV liefert einen Peak bei 397 keV (Vgl. [2]). Wird allerdings der Untergrund und auch die γ -Quanten aus Lanthan subtrahiert, indem man auf einen weiteren Übergang in Lanthan mit ähnlicher Intensität gated (zum Beispiel 585 keV), bleibt ein Peak bei 397 keV übrig. Diese Energie passt exakt in den Übergang von 398.8 keV zum Grundzustand. Folglich wird der Übergang mit 398 keV in das modifizierte Levelschema eingebunden.

6.3 Die Übergänge mit 130 keV, 264 keV und 274 keV

Das Gate liefert (275(Xe); 124(Xe), 156(Ba), 240(Xe), 265(?), 570(Ba)).

Der Peak bei 265 keV ist unbekannt, also wird darauf ein Gate gesetzt

(265(?); 130(?), 240(Xe), 274(Xe)). Nun befindet sich bereits ein Übergang bei 271 keV im Levelschema und 275 keV liegt nur 4 keV von diesem entfernt. Auch hier kann nicht mit Bestimmtheit gesagt werden, ob es der gleiche Übergang ist oder eventuell ein neuer, unbekannter Übergang. Bei dem Gate auf 270 keV erscheint der Übergang mit der Übergangsenergie von 264 keV nicht. Dies spricht dafür, dass es sich um einen neuen Übergang handelt. Der Übergang mit der Energie von 264 keV kommt also koinzident mit dem Übergang bei der Energie von 275 keV. Weiterhin wird ein Peak bei einer Energie von 130 keV gesehen. Diese Übergangsenergie kann keiner Übergangsenergie einem in Frage kommenden Nuklid zugeordnet werden. Da dieser Übergang ebenfalls koinzident mit dem Übergang bei 265 keV gesehen wird, wird dieser darüber platziert. Hierbei kann jedoch die Reihenfolge der zwei Übergänge auch umgekehrt verlaufen. Der Übergang mit einer Energie von 265 keV wird auch im Levelschema für die durch Spaltung von ^{248}Cm angeregten Zustände von ^{144}Cs beobachtet.

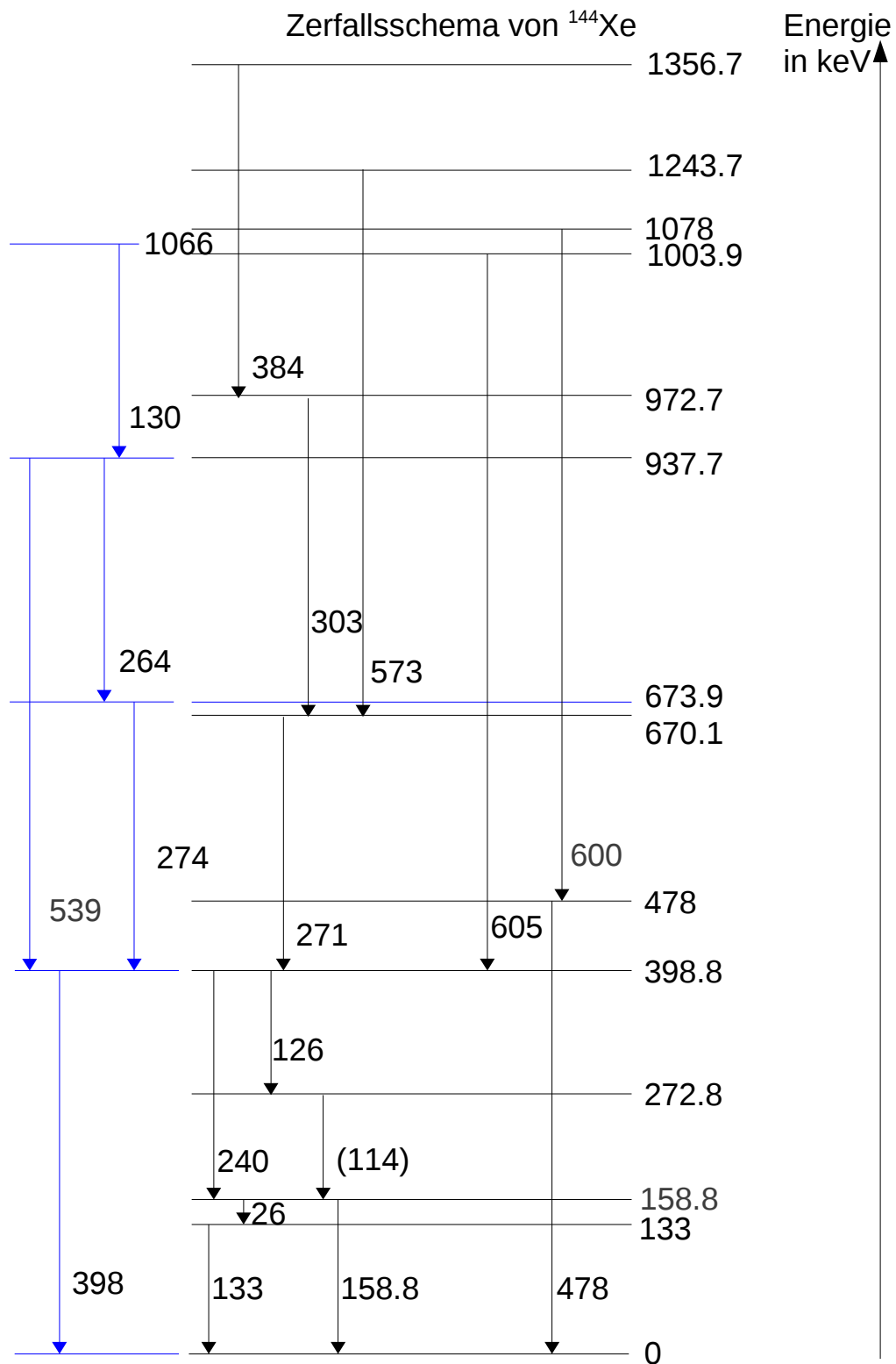


Abbildung 6.2: Modifiziertes Levelschema für ^{144}Cs bevölkert durch einen β^- -Zerfall von ^{144}Xe . Zweifel bestehen, da die Übergänge nicht eindeutig aufgelöst werden können oder auch bei einem anderen Nuklid vorkommen.

7 Verhältnis von γ -Emission zu direktem Zerfall

Die Zerfälle von $^{144}\text{Lanthan}$, $^{144}\text{Barium}$ und $^{144}\text{Cäsium}$ hinterlassen im „Singles“ Spektrum große, eindeutige Peaks und zerfallen zu 100% über einen β^- -Zerfall mit Emission von γ -Quanten [2]. Vom $^{144}\text{Xenon}$ findet man keine großen Peaks. Lediglich wenige kleine Peaks können $^{144}\text{Xenon}$ zugeordnet werden und viele Übergangsenergien werden erst im Spektrum mit Bedingungen (Gates) sichtbar. Dies legt die Vermutung nahe, dass das Xenon zu großen Teilen über einen β^- -Zerfall direkt in den Grundzustand von ^{144}Cs ohne Emission von γ -Quanten zerfällt.

Es wird nun das Verhältnis R von Xenon-Zerfall über die Emission von γ -Quanten zu einem direkten Zerfall ohne γ -Emission bestimmt. Dazu wird als Referenz der Zerfall von Cäsium betrachtet und an die Peaks der drei Grundzustandsübergänge (siehe Tabelle 7.1) im effizienzkalibrierten Spektrum eine Gaußfunktion mit Tv gefittet. Schließlich wird diese Gaußfunktion integriert. Das Ergebnis wird in Tabelle 7.1 dargestellt. Der Fehler beim Integrieren wird von Tv ausgegeben. Analoges Vorgehen bei den zum Grundzustand führenden Übergänge beim Xenon führt zu den Ergebnissen, die in Tabelle 7.2 aufgezeigt werden. Wie bereits in Kapitel 2.4 erwähnt, tritt bei Übergängen dieser Art immer auch Innere Konversion auf. Dies hat zur Folge, dass weniger γ -Quanten gesehen werden, als eigentlich Zerfälle stattgefunden haben. Ebenfalls muss berücksichtigt werden, dass ein Teil des ^{144}Xe bereits beim Ladungsbrüten in der EBIS zerfallen ist. Der Strahl hatte am Target lediglich eine Reinheit P von $P = (65.8 \pm 0.05)\%$ [13]. Es werden damit einhergehend nur 65.8% der Counts von Cäsium berücksichtigt. Das Verhältnis R berechnet sich wie folgt ohne Beachtung der Konversionskoeffizienten:

$$R = \frac{\text{Summe Fläche(Xe)}}{\text{Summe Fläche(Cs)} \cdot P} \quad (7.1)$$

$$:= \frac{x_1}{x_2 \cdot P} = \frac{7460}{34470 \cdot 0.658} = \frac{7460}{22681} = 33\%.$$

Energie in keV	Counts	Konversionskoeffizient(E2)
199	30607 ± 262	0.17
758.9	3647 ± 85	0.0032
1864	216 ± 35	0.0007

Tabelle 7.1: Intensitäten der Übergänge zum Grundzustand von Barium.

Energie in keV	Counts	Konversionskoeffizient(E2)
159	4364 ± 186	0.35
133	290 ± 907	0.66
478	2806 ± 153	0.01

Tabelle 7.2: Intensitäten der Übergänge zum Grundzustand von Cäsium.

Es emittieren nur 33% des zerfallenden Xenons γ -Quanten. Der Rest zerfällt strahlungslos zum Grundzustand. Für die Fehler erhält man:

$$\Delta x_1 = \sqrt{186^2 + 907^2 + 153^2}, \quad (7.2)$$

$$\Delta x_1 = 938.4,$$

$$\Delta x_2 = \sqrt{(262^2 + 85^2 + 35^2) \cdot 0.658^2 + 0.0005^2 \cdot (30607^2 + 3647^2 + 216^2)},$$

$$\Delta x_2 = 183.4,$$

$$\Delta R = \sqrt{\left(\frac{\Delta x_1}{x_2}\right)^2 + \left(\frac{x_1 \cdot \Delta x_2}{(x_2)^2}\right)^2}, \quad (7.3)$$

$$\Delta R = \pm 4.1\%,$$

$$R = 33\% \pm 4.1\%.$$

Den größten Beitrag zu diesem Fehler liefert die Unsicherheit der Intensität für die Übergangsenergie von 133 keV.

Ein Teil der angeregten Nuklide gibt seine Energie über Konversionselektronen ab. Um auf die korrekte Anzahl der Zerfälle zu kommen, wird der Konversionskoeffizient via Bricc-Programm [11] berechnet. In Tabelle 7.1 und 7.2 werden die Konversionskoeffizienten zu den entsprechenden Energien angegeben. Für die Berechnung mit Beachtung der Konversionskoeffizienten ergibt sich eine höhere Anzahl von Counts, die wie folgt ermittelt wird:

$$x_1 = \sum (1 + \alpha_i) \cdot c_i. \quad (7.4)$$

α steht hier für den Konversionskoeffizienten der entsprechenden Energie und c_i für die zur Übergangsenergie gehörenden Counts. Das Verhältnis mit Berücksichtigung des Konversionskoeffizienten R_{kon} und der Fehler ΔR_{kon} berechnet sich analog. Dies ergibt

$$R_{kon} = 35\% \pm 5\%. \quad (7.5)$$

Wie bereits erwähnt sind die Multipolordnungen der Übergänge im Cäsium unbekannt. Weiterhin ist nur die Multipolordnung des ersten Grundzustandsübergangs im Barium. Die Konversionskoeffizienten unterscheiden sich jedoch stark abhängig von den Multipolordnungen. Für die Berechnungen in diesem Kapitel wird jeweils ein E2-Übergang angenommen, wenn die Multipolordnung des Übergangs unbekannt ist. Es handelt sich hierbei um eine sehr grobe Abschätzung, jedoch wird mit beiden Betrachtungsweisen deutlich, dass nur ein Teil des Xenons beim Zerfall γ -Quanten emittiert. Das Verhältnis R_{kon} unterscheidet sich im Rahmen des Fehlers auch nicht vom Verhältnis R , das ohne Beachtung der Konversionskoeffizienten ermittelt wurde.

Es handelt sich bei ^{144}Cs um einen ungerade-ungerade Kern, also einen Kern mit ungerader Protonen- und ungerader Neutronenzahl. Diese Kerne besitzen durchaus sehr komplizierte Levelschemata mit sehr vielen Anregungszuständen. Eventuell wurden nicht alle Grundzustandsübergänge im Levelschema des ^{144}Cs gefunden, was ebenfalls das oben berechnete Verhältnis erklären kann.

8 Fazit und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit ist das Konstruieren eines Levelschemas bevölkert über den β^- -Zerfall von ^{144}Xe . Bis heute gibt es zu den über einen β^- -Zerfall bevölkerten Energielevels in ^{144}Cs keinerlei Informationen. Probleme traten dadurch auf, dass im Spektrum die Spuren von drei weiteren zerfallenden Nukliden mit hoher Intensität vorhanden sind und die Energielevels im Cäsium bevölkert durch einen β^- -Zerfall nicht bekannt sind. Dadurch war die Suche nach Energien, die im Cäsium liegen, sehr kompliziert. Nachdem die ersten Energien im Cäsium ermittelt waren, wurde daran anknüpfend ein Levelschema konstruiert. Für das in dieser Arbeit erstellte Levelschema wird nicht der Anspruch auf Vollständigkeit erhoben. Es muss mit Bestimmtheit noch um einige Übergangsenergien erweitert werden. Aus dem bereits bekannten Levelschema von ^{144}Cs angeregt durch Spaltung von ^{248}Cm wurde lediglich der Überang mit einer Energie von 263.3 keV in dieser Arbeit beobachtet (Vgl. [3] und Abb 6.2). Aufgrund sehr kleiner Peaks im „Singles“ Spektrum und damit sehr großen Unsicherheiten beim Integrieren (Vgl. Tabelle 7.2), wurden keine Übergangsintensitäten bestimmt. Vielleicht kann mit Hilfe eines anderen Datensatzes, der mehr Statistik und weniger Kontaminanten aufweist, das Levelschema vervollständigt und zum Beispiel Winkelkorrelationen durchgeführt werden, um die Multipolordnungen der Übergänge zu bestimmen. Mit mehr Statistik in den Messdaten könnten vielleicht auch die Übergangsintensitäten bestimmt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] European Organization for Nuclear Research. The Name CERN. <http://public.web.cern.ch/public/en/About/Name-en.html>, 2008. [Online; Stand 23. November 2012].
- [2] A.A. Sonzogni. *Nuclear Data Sheets* 93, page 599, 2001.
- [3] T. Rzača-Urban et al. Near-yrast structure of ^{144}Cs and ^{144}Cs . *Phys. Rev. C*, 80:064317, 2009.
- [4] Brookhaven National Laboratory. Nudat 2. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reCenter.jsp?z=54&n=90>. [Online; Stand 23. November 2012].
- [5] Mayer-Kuckuk. *Kernphysik: Eine Einführung*. Vieweg+Teubner, Stuttgart, 2002.
- [6] Wiedemann Bethge, Walter. *Kernphysik*. Springer, Berlin, 2007.
- [7] Carlos A. Bertulani. *Nuclear Physics in a Nutshell*. Princeton University Press, 2007.
- [8] Paul A. Tipler. *Physik*. Spektrum, Heidelberg, 1994.
- [9] Richard Kroeger. Gamma Ray Tracking at the Naval Research Laboratory. <http://heseweb.nrl.navy.mil/gamma/detector/tracking/GRTatNRL.html>, 2002. [Online; Stand 24. November 2012].
- [10] Georg-August-Universität Göttingen. LP-E2: Compton-Effekt und Gamma-Spektroskopie. <http://lp.uni-goettingen.de/get/text/5339>, 2012. [Online; Stand 24. November 2012].
- [11] T. Kibédi, T.W. Burrows, M.B. Trzhaskovskaya, P.M. Davidson, C.W. Nestor, Jr. . Evaluation of theoretical conversion coefficients using bricc. 589:202–229, 2008.
- [12] Martin Volkmer. *Kernenergie Basiswissen*. Informationskreis KernEnergie, Berlin, 2007.
- [13] Thomas Behrens. *The Evolution of $B(E2)$ Values Around the Doubly-Magic Nucleus ^{132}Sn* . PhD thesis, Technischen Universität München, August 2009.
- [14] European Organization for Nuclear Research. Isolde rilis. <http://isolde-project-rilis.web.cern.ch/isolde-project-rilis/intro/principle.html>. [Online; Stand 23. November 2012].
- [15] D. Habs et al. Nucl. instr. and meth. *Phys. Res. B*, page 139, 1998.
- [16] M. Thürauf. Bestimmung der Lebensdauer des ersten 2^{+} -Zustandes in ^{126}Cd unter Verwendung der DSA Methode. Master-Thesis, TU Darmstadt, Juli 2012. Unveröffentlicht.
- [17] European Organization for Nuclear Research. IH-structure. <https://isolde.web.cern.ch/ISOLDE/REX-ISOLDE/ih.html>, 2010. [Online; Stand 23. November 2012].
- [18] European Organization for Nuclear Research. 7-gap resonators. <https://isolde.web.cern.ch/ISOLDE/REX-ISOLDE/seven.html>, 2010. [Online; Stand 23. November 2012].
- [19] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York, 2000.
- [20] European Organization for Nuclear Research. Target and miniball. <http://isolde.web.cern.ch/isolde/REX-ISOLDE/miniball.html>, 2012. [Online; Stand 23. November 2012].

-
- [21] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch, and H.Wolters. Programm Tv.
- [22] AGDA ARTNA-COHEN. *Nuclear Data Sheets* 79, 1996.