

Bestimmung der Lebensdauer des ersten 2^+ -Zustandes in ^{126}Cd unter Verwendung der DSA Methode

Determination of the Lifetime of the first 2^+ -state in ^{126}Cd using the DSA Method
Master-Thesis von Michael Thürauf
Juli 2012



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik
AG Kröll

CERN-THESIS-2012-277
/ / 2012



HIC
for FAIR
Helmholtz International Center



Bundesministerium
für Bildung
und Forschung

Bestimmung der Lebensdauer des ersten 2^+ -Zustandes in ^{126}Cd unter Verwendung der DSA Methode

Determination of the Lifetime of the first 2^+ -state in ^{126}Cd using the DSA Method

Vorgelegte Master-Thesis von Michael Thürauf

1. Gutachten: Prof. Dr. phil. nat. Thorsten Kröll
2. Gutachten: Dr. rer. nat. Marcus Scheck

Tag der Einreichung:

Erklärung zur Master-Thesis

Hiermit versichere ich, die vorliegende Master-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 31. Juli 2012

(Michael Thürauf)



Zusammenfassung

Elektromagnetische Übergangsstärken stellen neben der Anregungsenergie eine exzellente Testmöglichkeit für theoretische Kernmodelle wie z.B. das Schalenmodell dar. Für die damit verbundene Lebensdauer angeregter Zustände gibt es in der Region um den doppelmagischen Kern $^{132}_{50}\text{Sn}_{82}$ wenige direkte Messungen. Als Fortsetzung der Coulombanregungsstudien neutronenreicher Cadmium-Isotope wurde im Rahmen der Kampagne IS477 (Juli 2011) an REX-ISOLDE, CERN, mit dem MINIBALL-HPGe-Array ein Experiment zur Lebensdauerbestimmung in ^{126}Cd durchgeführt. Dabei wurden ^{126}Cd -Ionen auf ein dickes Stopptarget aus Zink geschossen und die aufgenommenen Spektren einer DSAM Analyse mit dem am IKP Darmstadt entwickelten Programm APCAD unterzogen.

Diese Arbeit wird gefördert durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (Nr. 06 DA 9036I), HIC for FAIR und die EU durch ENSAR (Nr. 262010).



Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	7
1.1. Motivation	7
1.2. Cadmium	7
2. Grundlagen	11
2.1. Elektromagnetische Übergänge	11
2.2. Übergangswahrscheinlichkeiten	13
2.3. Coulomb-Anregung	14
2.4. Die DSA Methode	14
2.4.1. Die Stopping-Matrix	15
2.4.2. Die Lineshape	18
2.5. Winkelverteilung	18
3. Das Experiment	21
3.1. Das Primärtarget	21
3.2. Die Massenseparatoren	21
3.3. REXTRAP	22
3.4. EBIS	22
3.5. REX-LINAC	23
3.6. Das MINIBALL-Spektrometer	23
4. Aufbereitung der Daten	25
4.1. Energiekalibrierung	25
4.2. Effizienzkalibrierung	25
4.3. Erstellung der Einzelspektren	28
5. Datenanalyse	33
5.1. Stopping-Matrix	33
5.2. Detektor-Setup und Projektion der Stopping-Matrix	34
5.3. Bestimmung der Detektorresponse-Parameter	34
5.4. Definition der Fitbereiche	36
5.5. Aufruf der Fitroutinen	36
5.6. Ergebnisse	37
6. Schlussbemerkung und Ausblick	43
A. Abbildungsverzeichnis	45
B. Tabellenverzeichnis	47
C. Literaturverzeichnis	49

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Lebensdauer angeregter Kernzustände gehört zu den wichtigsten Observablen, die experimentell zugänglich sind und somit Einblicke in die Kernstruktur ermöglichen. Für Kerne nahe Schalenabschlüssen erwartet man für den ersten angeregten 2^+ -Zustand vergleichsweise kurze Lebensdauern im Bereich von Pikosekunden (10^{-12} s), so dass man für deren Messung auf Methoden wie die „Doppler-Shift Attenuation-Method“ (im Folgenden DSAM genannt) zurückgreifen kann.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Lebensdauer des ersten angeregten 2^+ -Zustandes in ^{126}Cd mittels DSAM zu bestimmen. In der 2009 eingereichten Dissertation von T. Behrens wurde durch sichere Coulomb-Anregung ein $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wert von $0.28(1) e^2 b^2$ in ^{126}Cd ermittelt [1]. Die Anregungsenergie des 2_1^+ -Zustands in ^{126}Cd liegt bei 652 keV [2]. Da der $B(E2)$ -Wert proportional zur reziproken Lebensdauer τ eines Zustandes ist, lässt sich die Lebensdauer zu (12.6 ± 0.5) ps berechnen:

$$B(\sigma l; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f || M(\sigma l) || i \rangle|^2 = C'(\sigma l) \frac{1}{\tau \cdot E_\gamma^{2l+1}} \frac{1}{1 + \alpha_l}, \quad (1.1)$$

wobei α_l der Konversionskoeffizient ist. Dieser Wert für die Lebensdauer soll mit Hilfe der DSA Methode überprüft werden. Zur Analyse wird das von C. Stahl entwickelte Programm APCAD (Analysis Program for Continuous Angle DSAM) [3] verwendet.

1.2 Cadmium

Cadmium befindet sich mit 48 Protonen zwei Protonen unter dem $Z = 50$ -Schalenabschluss, welcher dem gefüllten $\pi(1g_{9/2})$ -Orbital entspricht. Das neutronenreiche $N = 82$ Isotop ^{130}Cd ist ein sogenannter „waiting-point“ des astrophysikalischen r-Prozesses (engl. rapid neutron capture process) der Nukleosynthese [4]. Der r-Prozess findet in einer Umgebung statt, bei der sowohl die Temperatur als auch der Neutronenfluss extrem hohe Werte annehmen, wie es vermutlich im Inneren einer Supernova vom Typ II der Fall ist. Da in einer solchen Umgebung die Neutroneneinfangszeit τ_n sehr viel kleiner ist als die Lebensdauer τ_β für den β -Zerfall des Kerns, lagern sich immer mehr Neutronen an den Kern an. Somit wandert der Kern auf der Nuklidkarte entlang der Isotopenkette in den neutronenreichen Bereich.

Dieser Prozess stoppt aber bei den Schalenabschlüssen der Neutronenschalen, da dort der Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang absinkt und die Niveaudichte klein wird. Bei den Cadmiumisotopen ist dies beim $N = 82$ -Schalenabschluss der Fall.

Abbildung 1.2 verdeutlicht die Entwicklung der Energien des ersten 2^+ -Zustandes und der $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Werte für die Isotopenketten von Zinn ($Z = 50$), Tellur ($Z = 52$), Xenon ($Z = 54$), Barium ($Z = 56$) und Cadmium ($Z = 48$) in der Region um den $N = 82$ Schalenabschluss [5, 6, 7]. Auffällig ist der Abfall der Energie des 2_1^+ -Zustandes in ^{128}Cd gegenüber ^{126}Cd , was mit herkömmlichen Schalenmodellrechnungen nicht erklärt werden kann. Lediglich moderne Beyond-Mean-Field Rechnungen sagen ein solches Verhalten für einen deformierten Cadmiumkern voraus [8]. Abbildung 1.3 vergleicht die derzeit bekannten experimentellen $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte für die Isotopenkette in Cadmium zwischen $N = 70$ und

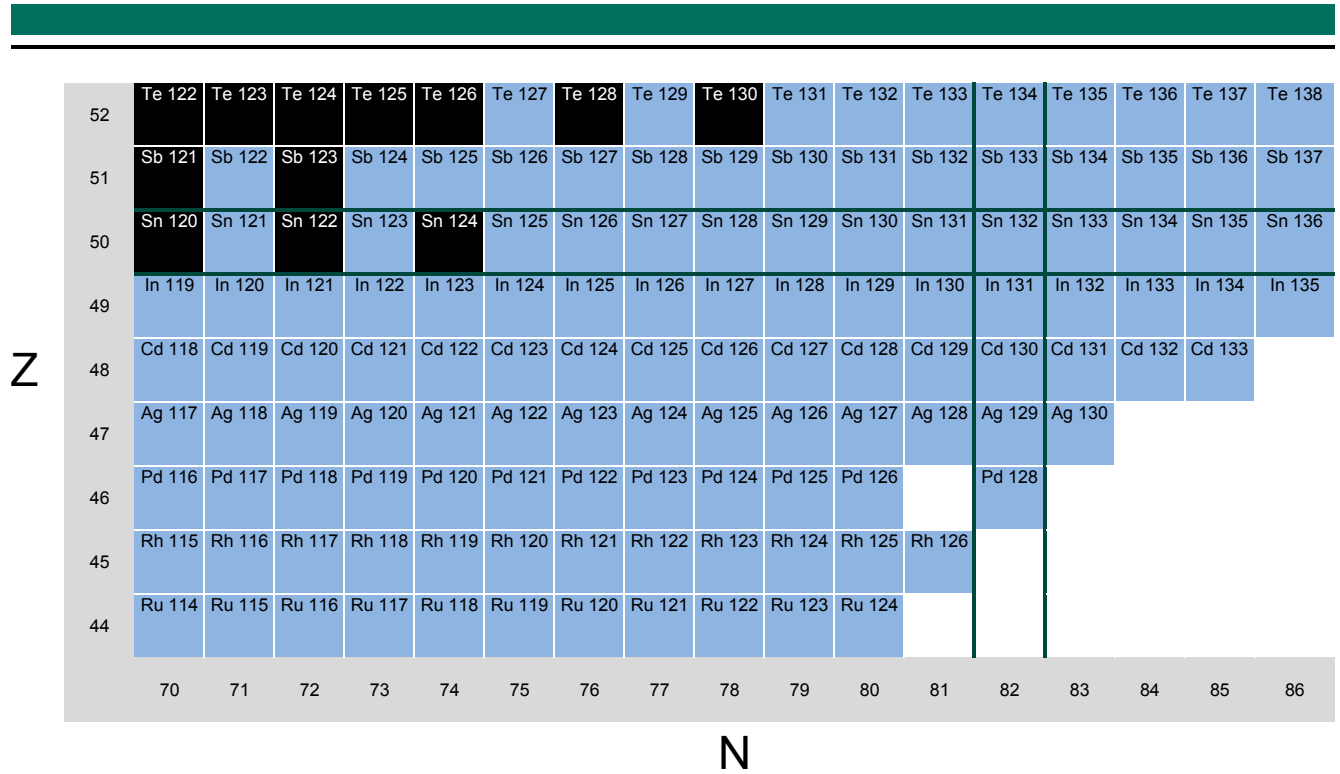


Abbildung 1.1.: Ausschnitt aus der Nuklidkarte um die Region von ^{126}Cd [5].

$N = 78$ mit den theoretischen Berechnungen aus dem Schalenmodell und dem Beyond-Mean-Field Ansatz. Für $N = 80$ und $N = 82$ sind zurzeit in der Cadmiumisotopenkette lediglich theoretische Berechnungen für den $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Wert vorhanden. Die Schalenmodellrechnungen von G.S. Simpson wurden mit der jj45a- und der Napoli-Wechselwirkung unter Verwendung von $e_p = 1.35$ und $e_n = 0.78$ als effektive Ladungen für Protonen und Neutronen berechnet [9]. Alle Werte, die aus dem Schalenmodell stammen, liegen unterhalb der Werte aus der Beyond-Mean-Field Rechnung und der Systematik, die durch die modifizierte Grodzins-Regel gegeben ist. Die *Grodzins-Regel* sagt aus, dass das Produkt aus dem $B(E2)$ -Wert und der Anregungsenergie des ersten 2^+ -Zustandes für Kerne nahe dem Tal der Stabilität einen glatten Verlauf hat. Durch Multiplikation der Gleichung von Grodzins mit einem linearen Term $(N - \tilde{N})$, wobei $\tilde{N}$ die Neutronenzahl des stabilen Isobars ist, konnte die Grodzins-Regel verbessert werden (modifizierte Grodzins-Regel) [10]:

$$E(2_1^+) [\text{keV}] \cdot B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) [\text{e}^2\text{b}^2] = 2.57Z^2A^{-\frac{2}{3}} (1.288 - 0.088(N - \tilde{N})) . \quad (1.2)$$

Die Bestimmung des experimentellen $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wertes von ^{128}Cd wird aktuell von S. Bönig (IKP, TU Darmstadt) durchgeführt [11]. Die $B(E2)$ -Werte von $^{122,124,126}\text{Cd}$ werden von S. Ilieva (IKP, TU Darmstadt) unter Verwendung der Messdaten aus IS411 reanalysiert.

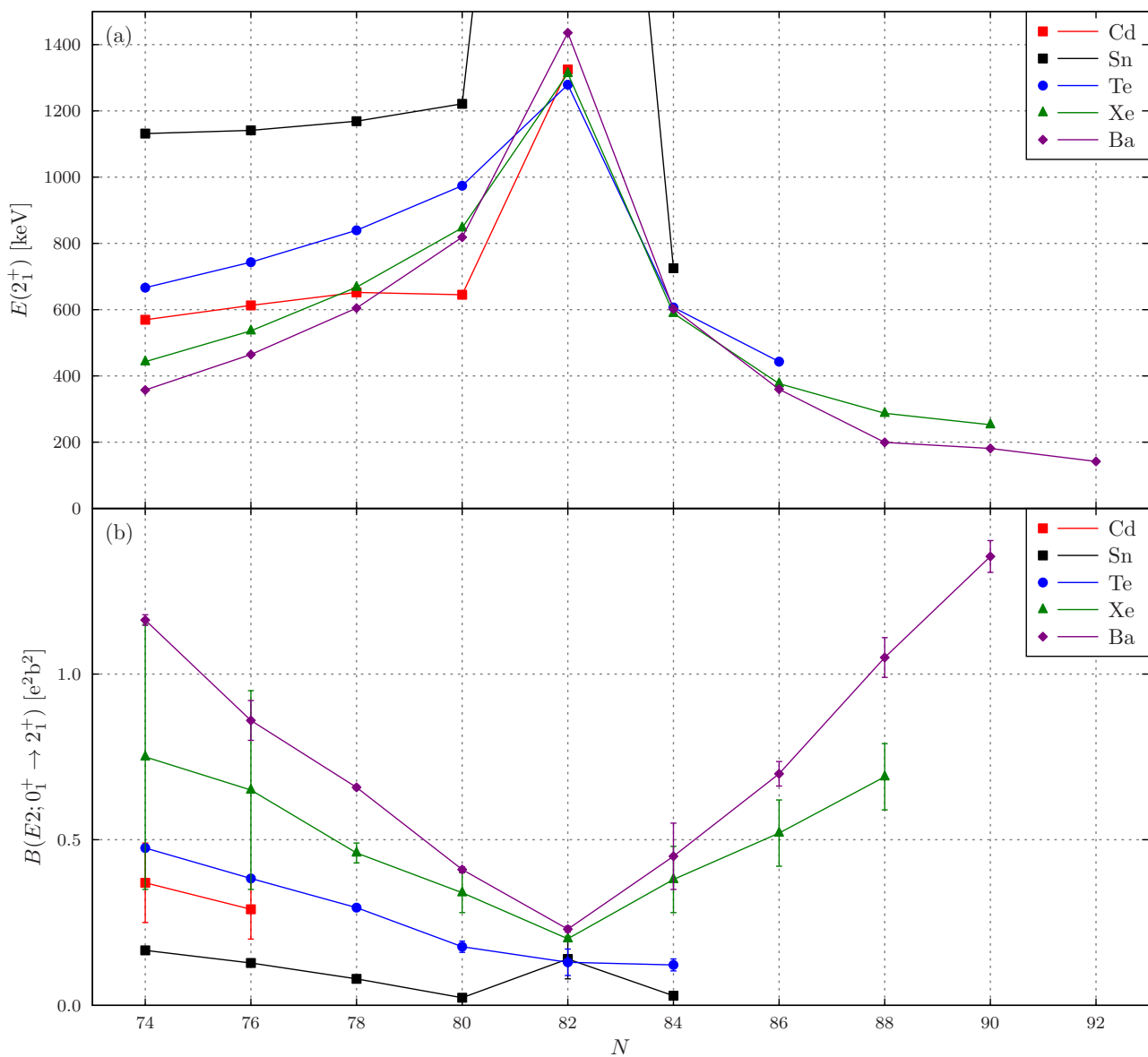


Abbildung 1.2.: Energie (a) des 2_1^+ -Zustandes und $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wert (b) in den Cadmium- ($Z = 48$), Zinn- ($Z = 50$), Tellur- ($Z = 52$), Xenon- ($Z = 54$) und Bariumisotopenketten ($Z = 56$) [5, 6, 7]. Man erkennt in jeder Isotopenkette einen Anstieg der Energie und einen Abfall des $B(E2)$ -Wertes beim Schalenabschluss $N = 82$. Auffällig ist der Abfall der Energie von $^{126}\text{Cd}_{78}$ nach $^{128}\text{Cd}_{80}$.

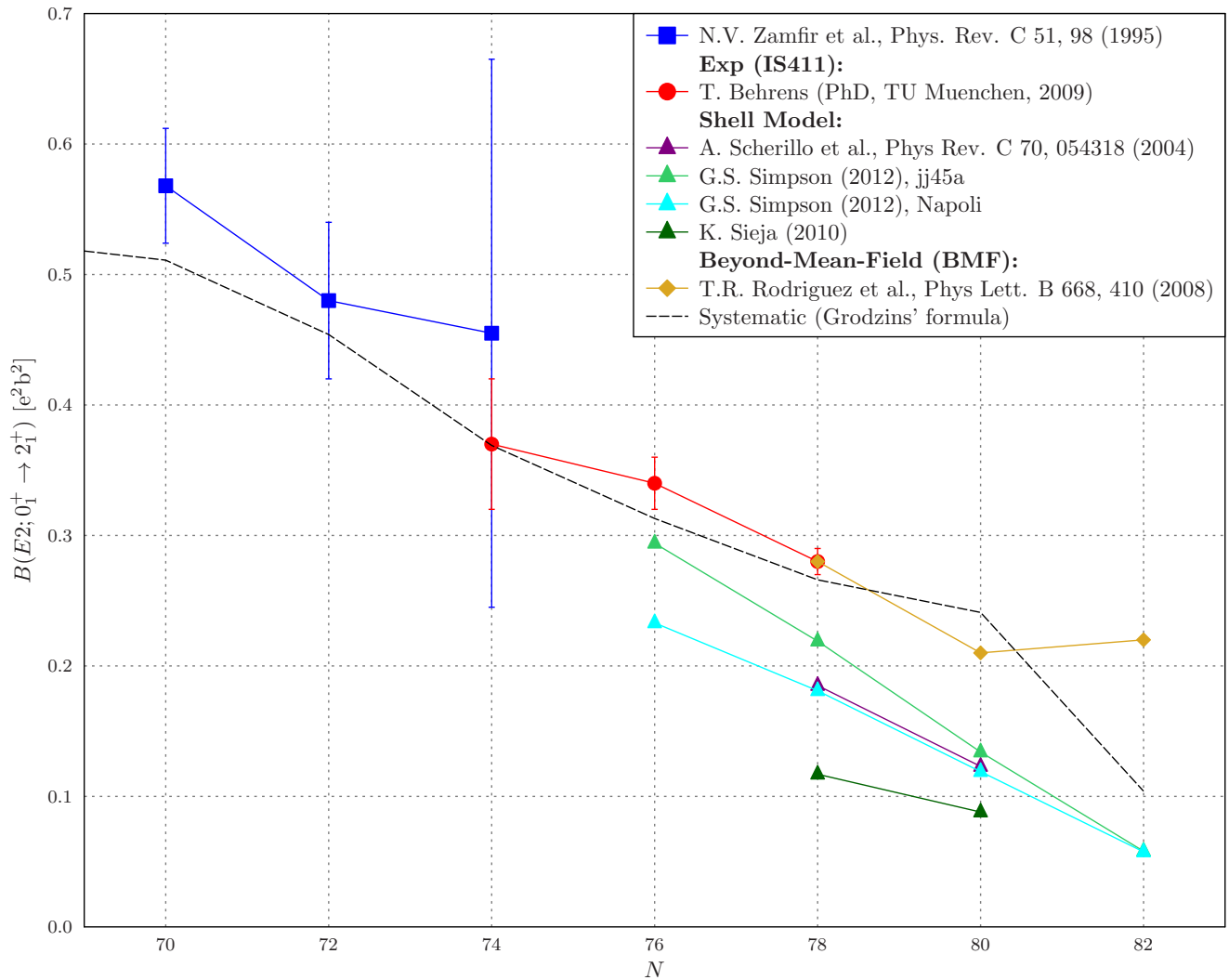


Abbildung 1.3.: Vergleich der $B(E2)$ -Werte in verschiedenen Cadmiumisotopen für $70 \leq N \leq 82$. Die Werte aus den Schalenmodellrechnungen von G.S. Simpson und K. Sieja liegen unterhalb der experimentellen Werte (T. Behrens) und den Werten aus der Grodzins-Regel. Lediglich der Beyond-Mean-Field Ansatz (T.R. Rodriguez) kann die experimentellen Werte bei $N = 78$ reproduzieren.

2 Grundlagen

2.1 Elektromagnetische Übergänge

Angeregte Kerne können in energetisch tiefer liegende Zustände oder den Grundzustand durch Emission von elektromagnetischer Strahlung (Photonen) oder Teilchen wie z.B. Konversionselektronen übergehen. Die Vorgänge, die zur Emission von elektromagnetischer Strahlung führen, können im Rahmen der klassischen Elektrodynamik hinreichend genau beschrieben werden. In der Quantenelektrodynamik (QED) wird der Zusammenhang zwischen dem Strahlungsfeld und Photonen geklärt. Anschaulich bedeutet die Emission von elektromagnetischer Strahlung eine Umverteilung der Ladungs- und Stromverteilung im System bzw. im Kern.

Aus Gründen der Energie-, Drehimpuls- und Paritätserhaltung können für Übergänge zwischen Kernzuständen Auswahlregeln definiert werden [12]:

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

$$|J_i - J_f| \leq l \leq J_i + J_f, \quad (2.2)$$

$$M_i = M_f + m_\gamma, \quad (2.3)$$

$$\pi_i = \pi_f \cdot \pi_\gamma. \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet E die Energie, J den Kernspin, M die Magnetquantenzahl bzgl. des Kernspins und π die Parität der beteiligten Zustände. Der Index i bzw. f unterscheidet die Quantenzahlen vom Anfangs- bzw. Endzustand. Das emittierte Photon ändert den Zustand des Kerns um die Energie E_γ , die Parität π_γ und den Drehimpuls l mit der Projektion m_γ .

In der klassischen Elektrodynamik lässt sich zeigen, dass für elektromagnetische Felder eine Multipolentwicklung durchgeführt werden kann. Wir wollen nun das Strahlungsfeld gemäß der Multipolordnung l entwickeln. Dabei gehen wir von den Maxwell-Gleichungen für den quellenfreien Raum aus

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0, \quad (2.5)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\dot{\vec{B}}}{c}, \quad (2.6)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (2.7)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{\dot{\vec{E}}}{c}. \quad (2.8)$$

Mit dem Ansatz, dass $\vec{E}$ und $\vec{B}$ eine Zeitabhängigkeit gemäß $\exp(i\omega t)$ aufweisen, erhält man

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -i\frac{\omega}{c}\vec{B} = ik\vec{B}, \quad (2.9)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = -i\frac{\omega}{c}\vec{E} = ik\vec{E}. \quad (2.10)$$

Unter Verwendung der Operatoridentität $\operatorname{rot} \operatorname{rot} = \operatorname{grad} \operatorname{div} - \Delta$, wobei Δ der Laplace-Operator ist, erhält man Wellengleichungen für die $\vec{E}$ - und $\vec{B}$ -Felder:

$$(\Delta + k^2)\vec{B} = 0 \quad \vec{E} = \frac{i}{k} \operatorname{rot} \vec{B}, \quad (2.11)$$

$$(\Delta + k^2)\vec{E} = 0 \quad \vec{B} = -\frac{i}{k} \operatorname{rot} \vec{E}. \quad (2.12)$$

Geht man von einem kugelsymmetrischen Problem aus und reduziert die DGL auf ein skalares Feld

$$(\Delta + k^2) \phi = 0, \quad (2.13)$$

so ist die Lösung gegeben durch

$$\phi_{lm} = f_l(kr) Y_{lm}(\vartheta, \varphi). \quad (2.14)$$

Die Wellengleichung und deren Lösung separieren in einen Radialteil f_l , der im Wesentlichen durch sphärische Besselfunktionen wiedergegeben wird und einen Winkelteil, der von den Kugelflächenfunktionen Y_{lm} repräsentiert wird. Für Vektorfelder lassen sich diese Lösungen erweitern:

$$\vec{B}_{lm} = f_l \cdot \vec{l} \cdot Y_{lm}, \quad (2.15)$$

$$\vec{E}_{lm} = f_l \cdot \vec{l} \cdot Y_{lm}. \quad (2.16)$$

Diese Funktionen stellen ein vollständig orthonormiertes System dar und dienen so als Basis für eine Entwicklung gemäß des Drehimpuls l . Für ein beliebiges Magnetfeld lautet diese Entwicklung

$$\vec{B} = \sum_{l,m} \alpha_{lm} f_l \cdot \vec{l} \cdot Y_{lm} - \beta_{lm} \frac{i}{k} \text{rot} (f_l \cdot \vec{l} \cdot Y_{lm}), \quad (2.17)$$

wobei α_{lm} und β_{lm} die Entwicklungskoeffizienten sind [12]. Die Quantenzahl l bezeichnet man auch als Multipolordnung, was nicht mit der Multipolarität 2^l zu verwechseln ist. Bei Termen, die zur Multipolordnung $l = 1$ gehören, spricht man von Dipolstrahlung mit der Multipolarität 2^1 , bei Termen mit $l = 2$ von Quadrupolstrahlung mit der Multipolarität 2^2 , usw. In den meisten Fällen genügt es, die Multipolentwicklung nach der führenden Ordnung abzuberechnen, weil die Übergangsstärke mit wachsender Multipolordnung abnimmt.

Für die exakte Beschreibung der Gammastrahlung ist der Strahlungscharakter von entscheidender Bedeutung. Dabei unterscheidet man zwischen elektrischem und magnetischem Strahlungscharakter, der mit σ bezeichnet wird. Für einen elektrischen Übergang schreibt man $\sigma = E$, für einen magnetischen Übergang entsprechend $\sigma = M$. Der Strahlungscharakter definiert die Richtung des elektrischen Feldvektors bezüglich der z -Achse, wobei $\sigma = E$ bedeutet, dass $\vec{E}$ parallel zu $\vec{e}_z$ und bei $\sigma = M$ entsprechend orthogonal zu $\vec{e}_z$ liegt.

Der Strahlungscharakter und die Multipolordnung legen die Parität der Gammastrahlung fest:

$$\pi_\gamma = \begin{cases} (-1)^l & : \sigma = E \\ (-1)^{l+1} & : \sigma = M \end{cases}. \quad (2.18)$$

Tabelle 2.1 gibt an, bei welchen Übergängen eine Paritätsänderung zwischen Anfangs- und Endzustand eintritt. Die Auswahl der Strahlungsart soll an zwei Beispielen verdeutlicht werden:

- Bei einem Übergang $2^+ \rightarrow 0^+$ folgt aus der Dreiecksungleichung (2.2), dass der einzig mögliche Wert für den Drehimpuls $l = 2$ ist. Da die Paritäten der Zustände sich beim Übergang nicht ändern ($\pi_\gamma = 1$), ist die Strahlungsart $E2$ (elektrischer Quadrupolübergang).
- Bei einem Übergang $3^- \rightarrow 2^+$ sind nach der Dreiecksungleichung mehrere Multipolordnungen beteiligt: $l \in \{1, 2, 3, 4, 5\}$. Da ein Paritätswechsel statt findet ($\pi_\gamma = -1$), kann der Kern über $E1, M2, E3, M4$ oder $E5$ in den 2^+ Zustand übergehen. Dominiert wird das Strahlungsfeld meistens vom elektrischen Dipolübergang $E1$.

L	1	2	3	4	5
$\sigma = E$	ja	nein	ja	nein	ja
$\sigma = M$	nein	ja	nein	ja	nein

Tabelle 2.1.: Paritätsänderung bei elektromagnetischen Übergängen mit dem Strahlungscharakter σ und der Multipolordnung l .

2.2 Übergangswahrscheinlichkeiten

Nach *Fermis Goldener Regel* erhält man für die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen zwei Kernzuständen

$$\lambda(\sigma l; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{\hbar} \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2l+1} |\langle f | M(\sigma l) | i \rangle|^2, \quad (2.19)$$

wobei $M(\sigma l)$ der Multipoloperator mit dem Strahlungscharakter σ und der Multipolordnung l ist [13]. Sowohl der Anfangs- als auch der Endzustand ist $2J + 1$ -fach entartet und man kann häufig nicht feststellen, zwischen welchen Unterzuständen der Übergang stattgefunden hat. Zur Bestimmung der *reduzierten Übergangsstärke* $B(\sigma l; J_i \rightarrow J_f)$ mittelt man daher das Betragsquadrat des Matrixelements über alle Anfangszustände und summiert über alle Endzustände. Es genügt über M_f und m_γ zu summieren, da alle Matrixelemente, bei denen $M_i \neq M_f + m_\gamma$ gilt, Null werden:

$$B(\sigma l; J_i \rightarrow J_f) = \sum_{M_f, m_\gamma} |\langle f | M(\sigma l) | i \rangle|^2. \quad (2.20)$$

Sofern der Multipoloperator einen sphärischen Tensor darstellt und $|i\rangle$ und $|f\rangle$ Eigenzustände zum Drehimpulsoperator sind, lässt sich unter Verwendung des *Wigner-Eckart-Theorems* das Matrixelement faktorisieren [14]:

$$\langle f | M(\sigma l) | i \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J_i + 1}} \langle J_f M_f; l m_\gamma | J_i M_i \rangle \cdot \langle f || M(\sigma l) || i \rangle. \quad (2.21)$$

Der Ausdruck $\langle J_f M_f; l m_\gamma | J_i M_i \rangle$ stellt einen *Clebsch-Gordan-Koeffizienten* dar, der die orientierungsabhängigen Kopplungen enthält. Durch den Faktor $1/\sqrt{2J_i + 1}$ entsteht automatisch die Mittelung über alle Anfangszustände. Das Matrixelement $\langle f || M(\sigma l) || i \rangle$ bezeichnet man als *reduziertes Matrixelement*, welches von den magnetischen Unterzuständen unabhängig ist. Berücksichtigt man, dass für Clebsch-Gordan-Koeffizienten

$$\sum_{m_1, m_2} \langle j_1 m_1; j_2 m_2 | J M \rangle \langle j_1 m_1; j_2 m_2 | J' M' \rangle = \delta_{JJ'} \delta_{MM'} \quad (2.22)$$

gilt, erhält man für die reduzierte Übergangsstärke:

$$B(\sigma l; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f || M(\sigma l) || i \rangle|^2. \quad (2.23)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit λ lässt sich zusammenfassen zu

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = C(\sigma l) E_\gamma^{2l+1} B(\sigma l; J_i \rightarrow J_f), \quad (2.24)$$

wobei die Vorfaktoren $C(\sigma l)$ tabellierte Werte sind, die vom Strahlungscharakter und der Multipolordnung abhängen. Diese Gleichung ist äquivalent zu Gl. (1.1) unter der Bedingung, dass der Konversionskoeffizient $\alpha_l = 0$ und $C' = C^{-1}$ ist.

2.3 Coulomb-Anregung

Die Coulomb-Anregung [15], kurz COULEX, ist in Kernen eine der wichtigsten Spektroskopiemethoden für niedrig liegende Kernzustände. Erstmals beschrieben wurde sie im Jahr 1938 von Victor Weisskopf (1908-2002) und erlangte mit den Veröffentlichungen von Aage Bohr und Ben Mottelson im Jahr 1952, die niedrig liegende Kernanregungszustände als Rotationen und Vibrationen deuteten, weitere Bedeutung [1].

COULEX findet statt, wenn ein Projektil-Kern mit der Kernladungszahl Z_P und der Massenzahl A_P dicht an einem Target-Kern mit der Kernladungszahl Z_T und der Massenzahl A_T vorbei fliegt und einer der beiden Kerne durch Austausch virtueller Photonen angeregt wird. Der Abstand der beiden Kerne muss dabei so groß sein, dass die Kernkraft keinen Einfluss hat und die Art der Wechselwirkung rein elektromagnetischer Natur ist. Die Projektilenergie muss dafür unterhalb der Coulomb-Schwelle liegen. Für diese gilt im Schwerpunktsystem (CM – engl. center of mass)

$$E_{\text{Coulomb}}^{(\text{CM})} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Z_P \cdot Z_T}{r_0 \sqrt[3]{A_P + A_T}}, \quad (2.25)$$

bzw. im Laborsystem

$$E_{\text{Coulomb}}^{(\text{LAB})} = \frac{A_P + A_T}{A_T} \cdot E_{\text{Coulomb}}^{(\text{CM})} \quad (2.26)$$

mit $r_0 = 1.2 \text{ fm}$. Ist dieser Fall realisiert, so spricht man von sicherer („safe“) Coulomb-Anregung. Für die Reaktion $^{126}\text{Cd}(^{64}\text{Zn}, ^{64}\text{Zn})^{126}\text{Cd}$ liegt die Coulomb-Schwelle bei $E_{\text{Coulomb}}^{(\text{LAB})} = 901.74 \text{ MeV}$. Damit liegt die kinetische Energie der Cadmiumionen (2.8 MeV/u) bei ca. 40 % der Coulomb-Schwelle.

Der Wirkungsquerschnitt für die Coulomb-Anregung ist proportional zur Übergangsstärke $B(\sigma l)$ und ist damit auch mit dem Übergangsmatrixelement verknüpft (vgl. Kapitel 2.2). In der Dissertation von T. Behrens wurde der $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wert von ^{126}Cd durch Messung des COULEX-Anregungswirkungsquerschnitts bestimmt. Bei dieser Methode sind sowohl das Übergangsmatrixelement als auch das Quadrupolmoment, welches mit der Deformation des Kerns verknüpft ist, freie Parameter, die simultan bestimmt werden. Bei der direkten Lebensdauerermessung entfällt diese Schwierigkeit und der $B(E2)$ -Wert kann mit Gl. 2.24 direkt aus der Lebensdauer bestimmt werden.

Der Wirkungsquerschnitt für magnetische Anregung ist gegenüber dem der elektrischen Anregung um einen Faktor $\beta^2 = (\frac{v}{c})^2$ geringer, so dass bei COULEX hauptsächlich $\sigma = E$ Übergänge beobachtet werden. Zur numerischen Berechnung der Wirkungsquerschnitte werden häufig Computerprogramme wie CLX [16] oder GOSIA [17] verwendet.

2.4 Die DSA Methode

Zur Lebensdauerbestimmung stehen eine Vielzahl von Methoden zur Verfügung, die jeweils für bestimmte Bereiche der zu messenden Lebensdauer geeignet sind. Neben dem Electronic Timing ($\tau \gtrsim 10 \text{ ps}$) und der Recoil-Distance Doppler-Shift Methode ($1 \text{ ps} \lesssim \tau \lesssim 1000 \text{ ps}$) bietet die Doppler-Shift Attenuation Methode (DSAM) die Möglichkeit, Lebensdauern im Bereich von 1 fs bis 10 ps mit geringen Unsicherheiten zu bestimmen.

Bei der DSA Methode schießt man Projektil-Kerne, deren Lebensdauer man bestimmen möchte, auf ein dickes Target. Mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit gelangt der Projektil-Kern durch COULEX beim Auftreffen auf das Target in einen angeregten Zustand. In diesem Zustand durchwandert er das Targetmaterial und wird abgebremst. Es sei hier erwähnt, dass auch Target-Kerne angeregt werden und als Ejektile das Target verlassen können. Üblicherweise besteht ein Target zur Lebensdauerbestimmung mit DSAM aus mehreren Schichten (Sandwichtarget), bei der die erste dünne Schicht zur

Anregung und die weiteren dicken Schichten zum Abbremsen benutzt werden. Da ein solches Target bei der Messung nicht zur Verfügung stand, wurde ein einschichtiges Target verwendet.

Beim Zerfall in einen tiefer liegenden Zustand oder den Grundzustand kann das Projektil Gammastrahlung emittieren, die je nach Bewegungszustand der Dopplerverschiebung

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \approx E_\gamma (1 + \beta \cos \theta) \quad (2.27)$$

unterliegt. Dabei ist β die Projektilgeschwindigkeit $v(t)$ in Anteilen der Lichtgeschwindigkeit c , θ der Beobachtungswinkel der Strahlung in Bezug auf die Flugrichtung des Projektils und E_γ die Energie der Strahlung im Ruhesystem des Projektils. In dieser Arbeit wird die Trajektorie des Projektils gleich der Strahlachse gesetzt. Man erkennt, dass für $\theta < 90^\circ$ eine Verschiebung zu größeren Energien, für $\theta = 90^\circ$ keine Verschiebung und für $\theta > 90^\circ$ eine Verschiebung zu kleineren Energien auftritt.

Der Zeitpunkt der Emission der Gammastrahlung ist statistischer Natur, so dass einige Kerne bei hohen, einige Kerne bei niedrigen Geschwindigkeiten und einige Kerne bei Stillstand Gammastrahlung emittieren, was zu einer Verschmierung der Peaks führt. Diese Verschmierung wird im Folgenden als *Lineshape* (dt. Linienform) bezeichnet. Abbildung 2.1 zeigt simulierte Gammaspektren, die für einen hypothetischen Übergang bei $E_\gamma = 1250 \text{ keV} \approx E(2_1^+; {}^{114}\text{Sn})$ unter verschiedenen Beobachtungswinkeln zu erwarten sind [3]. Die in diesem Kapitel verwendeten Daten dienen nur zur Demonstration der Methode und haben keinerlei Relevanz für die spätere Auswertung.

Die Form der Lineshape ist sensitiv auf die Lebensdauer des angeregten Zustands im Projektil. Ist beispielsweise die Lebensdauer des angeregten Zustands im Vergleich zum Stoppprozess sehr groß, wird die Gammastrahlung zum Großteil bei niedrigen Geschwindigkeiten oder Stillstand emittiert. Im Spektrum geht die Lineshape in die gewohnte Peakform über. Ist hingegen der angeregte Zustand extrem kurzlebig, findet die Emission der Strahlung vornehmlich bei hohen Geschwindigkeiten statt und die Lineshape wird abhängig vom Winkel eine starke Verschiebung aufweisen. Abbildung 2.2 zeigt die Lineshapes des hypothetischen Übergangs bei $E_\gamma = 1250 \text{ keV}$ für verschiedene Lebensdauern unter einem Beobachtungswinkel von 10° [3].

Um nun die Lebensdauer eines Zustands zu bestimmen, fittet man an die experimentellen Daten die theoretische Lineshape und extrahiert die Lebensdauer aus den Fitparametern. Für diese Aufgabe gibt es bereits etablierte Programme wie den Fortrancode LINESHAPE [18]. Für die Berechnung ist jedoch die Kenntnis des Geschwindigkeitsverlaufs $\vec{v}(t)$ der Projektile im Targetmaterial zu jedem Zeitpunkt t notwendig, was im nächsten Abschnitt diskutiert wird.

2.4.1 Die Stopping-Matrix

Der Abbremsvorgang von Ionen in Materie ist ein statistischer Prozess und kann nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit vorhergesagt werden. Für die Bestimmung der Lebensdauer mittels DSAM ist die Kenntnis der Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(\vec{\beta}, t)$, welche Betrag und Richtung der Geschwindigkeit der Projektile zu jedem Zeitpunkt t enthält, von entscheidender Bedeutung. Diese vierdimensionale Verteilungsfunktion $p(\vec{\beta}, t)$ wird *Stopping-Matrix* genannt.

Für jede Kombination aus Projektil, Target und Strahlenergie muss eine spezielle Stopping-Matrix erstellt werden. Die Berechnung der Stopping-Matrix erfolgt unter Verwendung von Monte-Carlo Simulationen, die mit Hilfe des GEANT4-Toolkits [19] durchgeführt werden können. Das Programm APCAD verfügt über eine Schnittstelle, mit der das GEANT4-Skript zur Berechnung der Stopping-Matrix erstellt werden kann.

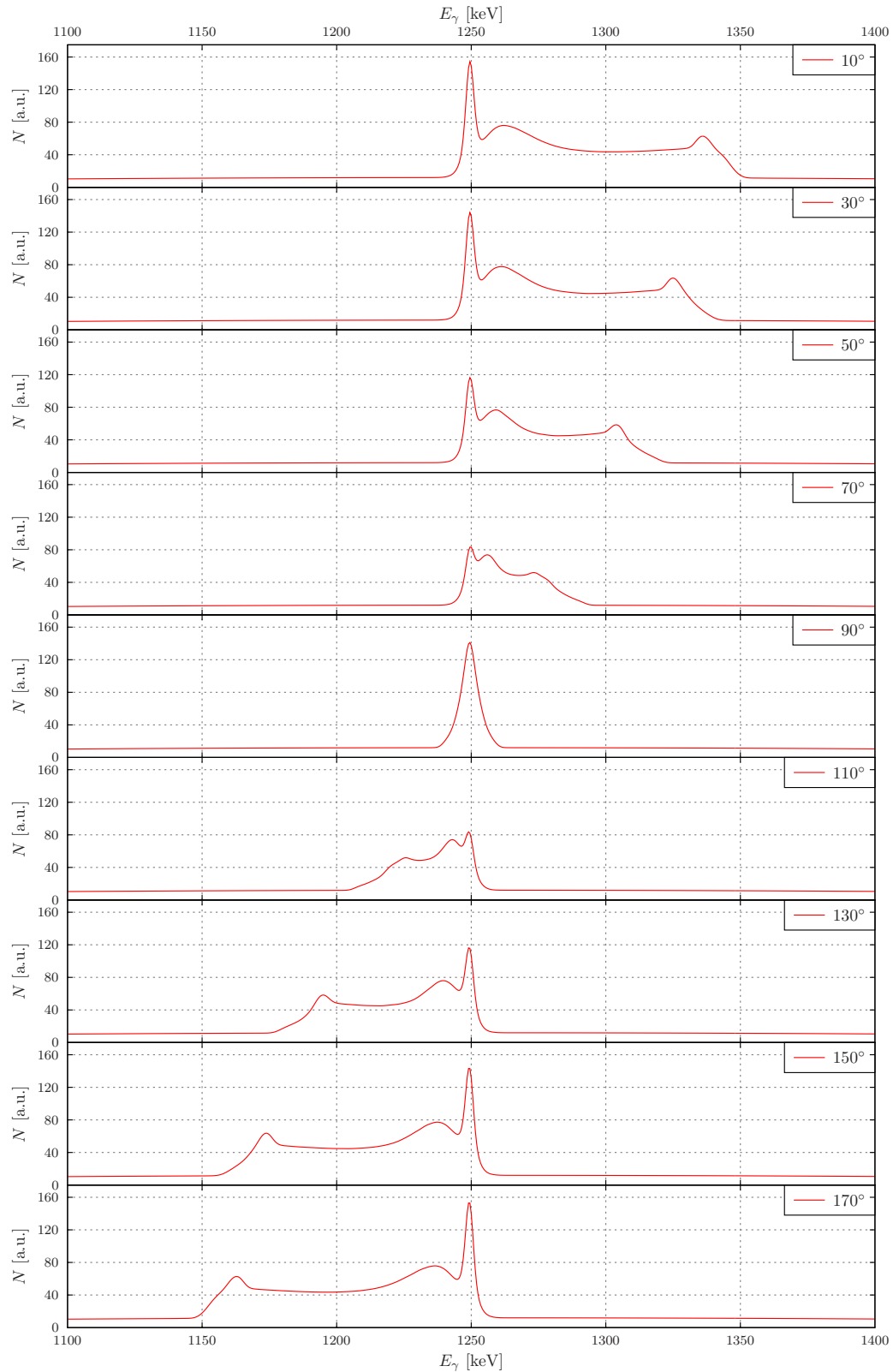


Abbildung 2.1.: Vergleich der Lineshapes von $^{nat}\text{Cu}(^{114}\text{Sn}, ^{114}\text{Sn})^{nat}\text{Cu}$ für verschiedene Beobachtungswinkel. Die Energie des Übergangs wurde willkürlich auf $E = 1250 \text{ keV} \approx E(2_1^+; ^{114}\text{Sn})$ gesetzt. Die Lebensdauer des beobachteten Zustandes ist $\tau = 750 \text{ fs}$ bei einer Projektilenergie von 3.8 MeV/u . Man beachte, dass die Lineshapes symmetrisch um den mittleren Beobachtungswinkel bei 90° verteilt sind und, dass die Lineshape bei 90° keinerlei Verschiebung aufweist [3].

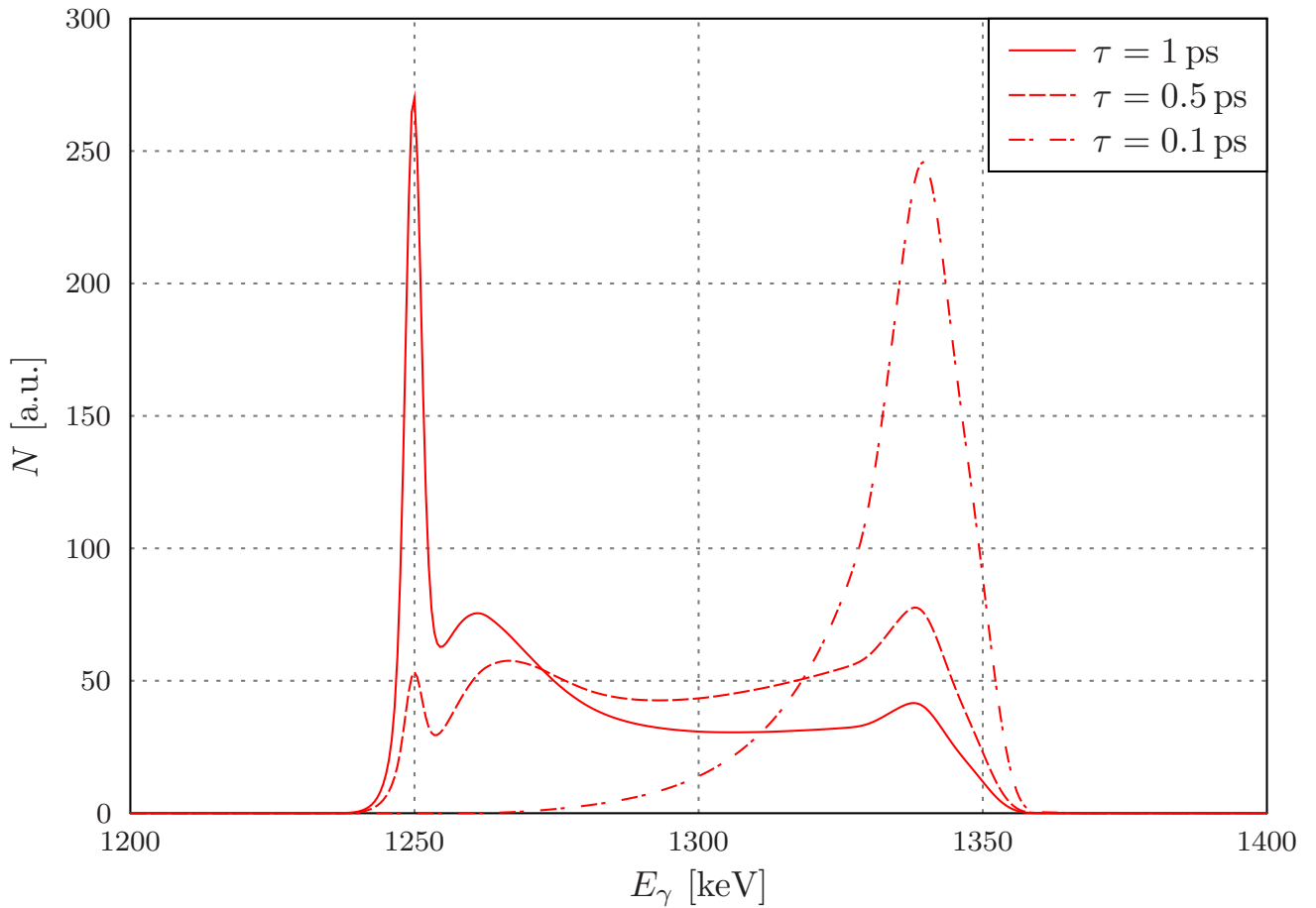


Abbildung 2.2.: Vergleich der Lineshapes von $^{\text{nat}}\text{Cu}(^{114}\text{Sn}, ^{114}\text{Sn})^{\text{nat}}\text{Cu}$ für $\tau = 1 \text{ ps}$, $\tau = 0.5 \text{ ps}$ und $\tau = 0.1 \text{ ps}$ unter einem Beobachtungswinkel von 10° . Die Energie des Übergangs wurde willkürlich auf $E = 1250 \text{ keV} \approx E(2_1^+; ^{114}\text{Sn})$ gesetzt. Die Projektilenergie beträgt 3.8 MeV/u . Man erkennt deutlich, dass die Lineshape sensitiv auf die Lebensdauer des untersuchten Übergangs ist [3].

Zur Berechnung der Dopplerverschiebung muss der Geschwindigkeitsvektor $\vec{\beta}$ von jedem simulierten Ion auf die Beobachtungsrichtung, d.h. die Richtung in welcher der Detektor platziert ist, projiziert werden

$$\tilde{\beta}(t, \vartheta, \varphi) = \vec{\beta} \cdot \vec{e}_r = \vec{\beta} \cdot \begin{pmatrix} \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \\ \sin \vartheta \cdot \sin \varphi \\ \cos \vartheta \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Der Vektor $\vec{e}_r$ ist der Einheitsvektor in Kugelkoordinaten, der in Richtung des Detektors unter dem Polarwinkel ϑ und dem Azimutalwinkel φ zeigt, wobei die z -Achse des Koordinatensystems durch die Strahlachse festgelegt wird. Die resultierende Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(\tilde{\beta}, t)$ bezeichnet man als *projizierte Stopping-Matrix*.

Möchte man nun die Verteilung $B(\tilde{\beta}(t_d, \vartheta, \varphi))$ der Geschwindigkeitsprojektionen $\tilde{\beta}(t_d, \vartheta, \varphi)$ zum Zeitpunkt der Abregung t_d des Projektils bestimmen, benötigt man die Zerfallsfunktion $N(t)$. Im ungefütterten Fall, bei dem keine höherliegenden Zustände angeregt sind, ist dies eine exponentielle Abnahme, so dass $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau)$ gilt:

$$B(\tilde{\beta}(t_d, \vartheta, \varphi)) = \int_0^\infty dt N(t) p(\tilde{\beta}(t, \vartheta, \varphi)). \quad (2.29)$$

2.4.2 Die Lineshape

Wir möchten nun aus der Verteilung $B(\tilde{\beta}(t_d, \vartheta, \varphi))$ die Anzahl der dopplerverschobenen Gammaquanten E'_γ , die in das Raumwinkelement $d\Omega$ unter den Beobachtungswinkeln ϑ (Polarwinkel) und φ (Azimutalwinkel) gestreut werden, bestimmen. Diese Verteilung $\tilde{N}$ hängt dabei noch von der Winkelverteilung $W(\vartheta, \varphi)$ des Strahlungsfeldes und der intrinsischen Effizienz $\varepsilon(E'_\gamma)$ des Gammadetektors ab, so dass gilt

$$\tilde{N}(E'_\gamma, \vartheta, \varphi) d\Omega = B(\tilde{\beta}(t_d, \vartheta, \varphi)) \cdot W(\vartheta, \varphi) \cdot \varepsilon(E'_\gamma) d\Omega. \quad (2.30)$$

Das Spektrum $N(E'_\gamma, \vartheta, \varphi)$, das im Detektor registriert wird, ergibt sich aus einer Faltung des „wahren“ Energiespektrums $\tilde{N}(E'_\gamma, \vartheta, \varphi)$ mit der *Response-Funktion* $R(E)$ des Detektors und Integration über den vom Detektor abgedeckten Raumwinkel

$$N(E'_\gamma, \vartheta, \varphi) = \int_{\Omega_{\text{Detektor}}} d\Omega \int_{-\infty}^{\infty} dE \tilde{N}(E'_\gamma, \vartheta, \varphi) \cdot R(E - E'_\gamma). \quad (2.31)$$

Die Response-Funktion kann im einfachsten Fall durch eine gaußsche Glockenkurve dargestellt werden

$$R(E) = \frac{1}{2\pi\sigma} \exp\left(-\frac{E^2}{\sigma^2}\right), \quad (2.32)$$

wobei σ die Standardabweichung bezeichnet, die proportional zur Halbwertsbreite ist.

2.5 Winkelverteilung

Bei einem elektromagnetischen Übergang von J_i^π nach J_f^π ist die magnetische Projektion m des Photons wegen der Additivität der Magnetquantenzahlen M_f und M_i eindeutig festgelegt. Aus der Multipolordnung l und der Projektion m lässt sich die Intensität des Strahlungsfeldes bestimmen:

$$F_l^m(\vartheta) = \frac{1}{2l(l+1)} \left[(l(l+1) - m(m+1)) |Y_{l, m+1}(\vartheta)|^2 + (l(l+1) - m(m-1)) |Y_{l, m-1}(\vartheta)|^2 + 2m^2 |Y_{l, m}(\vartheta)|^2 \right]. \quad (2.33)$$

Die Kugelflächenfunktionen $Y_{lm}(\vartheta)$ lassen sich durch Legende-Polynome $P_l(\vartheta)$ ausdrücken. Die φ Abhängigkeit der Kugelflächenfunktionen ist nicht von Relevanz, da in Gl. 2.33 nur die Beträge der Kugelflächenfunktion eingehen. Für $F_l^m(\vartheta)$ gelten folgende Symmetrien:

$$F_l^m(\vartheta) = F_l^{-m}(\vartheta), \quad (2.34)$$

$$F_l^m(\vartheta) = F_l^m(\vartheta \pm \pi), \quad (2.35)$$

wobei Letztere aus der Paritätserhaltung folgt. Da beim Übergang $J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$ alle möglichen Kombinationen zwischen M_i und M_f vorkommen können, beobachtet man im Ruhesystem des Kerns eine gemittelte Winkelverteilung

$$W(\vartheta) = \sum_{M_i, M_f} P_{M_i} C_{M_i, M_f}^2 F_l^m(\vartheta) = \sum_{n=0}^{l_{\max}} A_{2n} P_{2n}(\cos(\vartheta)) \quad (2.36)$$

mit dem Clebsch-Gordan-Koeffizienten C_{M_i, M_f} , der die Anteile der jeweiligen Spinkopplungen beschreibt und der Verteilung der M_i -Unterzustände $P(M_i)$. Bei Teilchenstrahlen mit relativistischen Geschwindigkeiten unterliegt die Winkelverteilung dem Lorentzboost. Für einen Übergang $2^+ \rightarrow 0^+$ lassen sich für die Winkelkorrelationskoeffizienten A_{2n} theoretische Werte berechnen, wobei diese an die Verteilung der Unterzustände gekoppelt sind. Nimmt man an, dass alle Anfangszustände gleich wahrscheinlich besetzt wurden, also $P(M_i) = \frac{1}{2J_i+1} = \frac{1}{5}$, so ergibt sich eine isotrope Winkelverteilung. Da COULEX-Übergänge $\Delta M = 0$ bevorzugt und $M_f = 0$ gilt, erhält man mit $P(M_i) = \delta_{M_i 0}$ folgende theoretische Winkelkorrelationskoeffizienten [20]:

$$A_0 = 1, \quad A_2 = \frac{5}{7}, \quad A_4 = -\frac{12}{7}. \quad (2.37)$$

Abbildung 2.3 zeigt die theoretische Winkelverteilung für einen Übergang $2^+ \rightarrow 0^+$ mit den hier angegebenen Winkelkorrelationskoeffizienten. In der Realität weicht die gemessene Winkelverteilung von der theoretischen Winkelverteilung ab, da durch Zerfall höherer Zustände die Annahme $P(M_i) = \delta_{M_i 0}$ ihre Gültigkeit verlieren kann. Der Einfluss des Detektoröffnungswinkels auf die gemessene Winkelverteilung wird in [21] beschrieben. In der späteren Analyse werden die experimentellen Winkelkorrelationskoeffizienten anhand der Gammaspektren bestimmt. Für den Wert der Lebensdauer haben sie keine Relevanz.

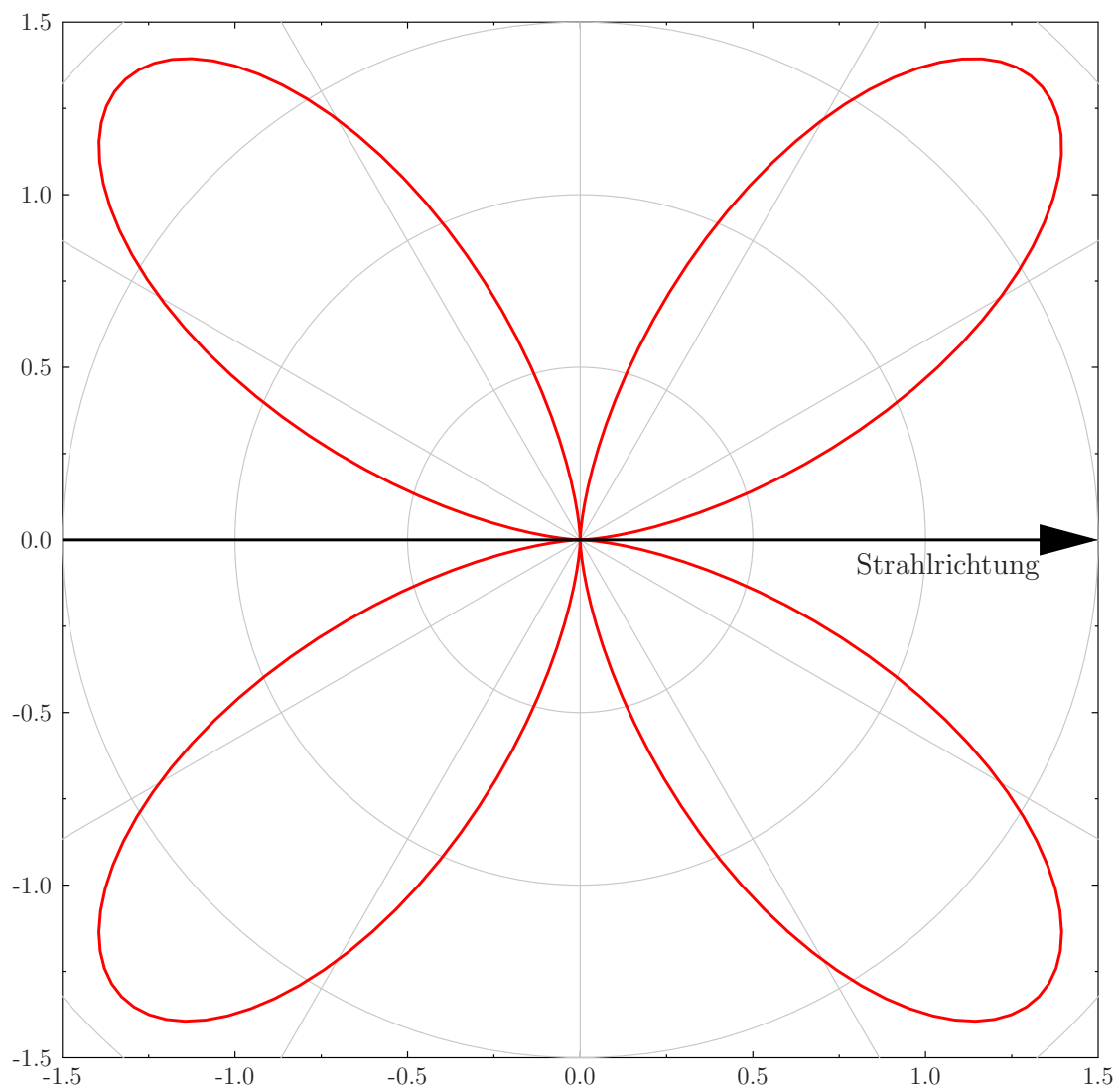


Abbildung 2.3.: Winkelverteilung des elektromagnetischen Strahlungsfeldes für einen Übergang $2^+ \rightarrow 0^+$ unter Verwendung der theoretischen Winkelkorrelationskoeffizienten.

3 Das Experiment

Die in dieser Arbeit analysierten Daten sind an REX-ISOLDE bei CERN (frz. Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf, Schweiz, am MINIBALL-Messplatz im Rahmen der IS477 Kampagne (26. Juli – 05. August 2011) aufgenommen worden. Für Experimente mit Kernen, die weit vom Tal der Stabilität entfernt liegen, den sogenannten exotischen Kernen, gibt es nur wenige Einrichtungen, die sich auf die Produktion von radioaktiven Ionenstrahlen (RIB – radioactive ion beams) spezialisiert haben. Die gängigsten Verfahren zur Produktion radioaktiver Strahlen sind die In-Flight Fragmentation Methode (IF Methode) und das Isotope Separation On-Line Verfahren (ISOL), welches bei REX-ISOLDE angewendet wird. In den folgenden Abschnitten werden der REX-ISOLDE-Aufbau und das MINIBALL-Spektrometer erläutert.

3.1 Das Primärtarget

Bei ISOLDE können radioaktive Strahlen aus mehr als 1000 Isotopen von ca. 60 Elementen erzeugt werden. Hierzu werden Protonen mit einer Energie von ungefähr 1.4 GeV auf ein Primärtarget geschossen, das im vorliegenden Experiment aus Urankarbit und Graphit besteht, da die neutronenreichen Cadmiumisotope im Maximum der Spaltfragmentverteilung von Uran liegen. Beim Auftreffen der Protonen auf das Primärtarget finden verschiedene Kernreaktionen statt, die zu einem bestimmten Anteil das Isotop liefern, das untersucht werden soll. Die Reaktionsprodukte diffundieren durch das Targetmaterial und sind nach dem Austritt aus dem Target ungeladen. Alle möglichen Methoden zur Ionisation zu beschreiben, würde den Rahmen dieser Master-Thesis sprengen, daher soll hier nur die im Experiment angewendete Laserionisation erläutert werden.

Ein Laser (RILIS – Resonant Ionization Laser Ion Source) wird genau so eingestellt, dass er aus der Atomhülle des Elements, das separiert werden soll, ein Elektron entfernt. Dies geschieht in der Regel in mehreren Schritten, so dass im Idealfall nur ein Isotop ionisiert wird. Kontaminanten werden durch den Laser nicht ionisiert, wobei sich thermische Ionisation nicht vermeiden lässt. Die jetzt einfach positiv geladenen Ionen werden von einer 60 kV Hochspannung beschleunigt und gelangen in die Beamline. Abbildung 3.1 verdeutlicht die Vorgänge, die am Primärtarget stattfinden.

Zu Beginn der Strahlzeit für ^{128}Cd hatten wir eine massive Kontamination durch ^{128}Cs im Strahl. Das Cäsium wird beim Austritt aus dem Target thermisch einfach ionisiert und hat somit das gleiche A/q -Verhältnis wie die Cadmiumionen. Bei den ^{126}Cd Runs konnte keine Cäsium-Kontamination mehr festgestellt werden, wobei der Grund hierfür unklar ist. Eine Vermutung legt nahe, dass durch Beschädigung des Primärtargets die Cäsium-Kontaminante entweichen konnte und daher am Messplatz nicht mehr festgestellt wurde. Neben Cadmium besteht die Hauptkontamination aus Indium, welches direkt am Primärtarget erzeugt wird und nicht auf β -Zerfall von Cadmium zurückzuführen ist. Aufgrund des defekten Primärtargets fiel die Statistik vor allem für die ^{126}Cd Runs geringer aus als erwartet.

3.2 Die Massenseparatoren

Um genau das Isotop zu selektieren, mit dem am Messplatz experimentiert werden soll, müssen die Kontaminanten so gut wie möglich entfernt werden. Dies geschieht über Dipolmagnete, die einen monoenergetischen Teilchenstrahl gemäß der spezifischen Ladung A/q trennen. Hierzu gibt es bei ISOLDE zwei Aufbauten: Der General Purpose Separator (GPS)

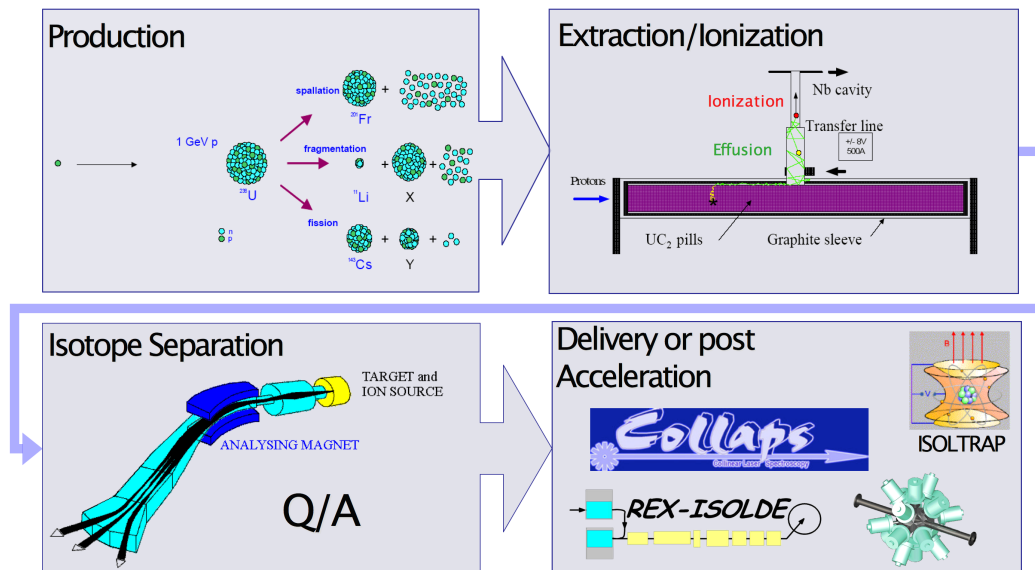


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der Vorgänge am Primärtarget [22]. Beim Auftreffen der Protonen auf das Uran findet Spallation, Fragmentation oder Spaltung (bevorzugt bei der Produktion von Cd-Isotopen) statt. Die Reaktionsprodukte diffundieren durch das Targetmaterial zur Beamline und werden dort zu den Experimentierplätzen beschleunigt.

mit einer relativen Auflösung von $\frac{M}{\Delta M} = 2400$ und der High Resolution Separator (HRS) mit $\frac{M}{\Delta M} \approx 5000$, der beim vorliegenden Experiment verwendet wurde.

3.3 REXTRAP

Die REXTRAP ist eine Penningfalle, welche die kontinuierlich ankommenden Ionen zunächst kühlt (cooling) und zu Bunches zusammenfasst. Dies ist notwendig, um im nächsten Schritt in der EBIS (Electron Beam Ion Source) den Ladungszustand der Ionen zu erhöhen. Das Abbremsen der Ionen geschieht über Kollisionen mit einem Puffergas, bei dem es sich in der Regel um Argon oder Neon unter einem Druck von ca. 10^{-3} mbar handelt.

3.4 EBIS

Die einfach geladenen und gebündelten Ionenpakete werden von der REXTRAP in die EBIS geleitet, wo der Ladungszustand erhöht werden soll, um eine höhere Beschleunigung zu erreichen. Diesen Vorgang nennt man „Ladungsbrüten“. Die Ionen befinden sich dazu in einer weiteren Falle, die aus einem Potentialtopf besteht, an dessen Wänden die Ionen reflektiert werden und einen Elektronenstrahl passieren müssen. Bei einer Kollision der Ionen mit den Elektronen wird mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit der Ladungszustand um eine Elementarladung erhöht. Erreichen die Ionen ein gewähltes Ladungslimit, werden sie in den REX-LINAC eingeschossen. Die Brützeit wird unter anderem von der Lebensdauer der Ionen beeinflusst. Verweilen die Ionen zu lange in der EBIS, haben sie einen hohen Ladungszustand, sind aber unter Umständen bereits zerfallen.

Für die Ionisation in der EBIS ist ein hervorragendes Vakuum erforderlich, das in der Größenordnung von 10^{-10} mbar liegt. Es ist dennoch möglich, dass ein Teil der in der EBIS verbleibenden Gasatome zusammen mit den Strahlionen emittiert und beim Messplatz als Kontaminanten im Strahl detektiert werden.

3.5 REX-LINAC

Bevor der Strahl zum REX-LINAC (linear accelerator) [23] gelangt, wird das Restgas durch einen weiteren Separator getrennt. Da Dipolmagnete nur gemäß $A/q \approx 4$ trennen können, verbleiben Gasatome, die das gleiche A/q -Verhältnis wie die gewünschten Nuklide haben, im Strahl. Üblicherweise sind das Nuklide wie $^{14,15}\text{N}$, $^{16,18}\text{O}$, $^{20,22}\text{Ne}$, $^{12,13}\text{C}$ und $^{36,40}\text{Ar}$.

Nach dem Separator hat der Strahl eine kinetische Energie von etwa 5 keV/u. Im ersten Element des REX-LINAC, dem Radio Frequency Quadrupole (RFQ), werden die Ionen fokussiert und auf 300 keV/u beschleunigt. Im Anschluss befindet sich die Interdigital-H-structure (IH), welche die Ionen auf 1.1-1.2 MeV/u weiter beschleunigt. Das dritte Beschleunigerelement besteht aus drei 7-gap Resonatoren deren Arbeitsfrequenz bei 101.28 MHz liegt. Durch diese Struktur ist es möglich, den Strahl bis zu 2.3 MeV/u zu beschleunigen.

Seit Frühjahr 2004 steht eine weitere Beschleunigerstruktur, der 9-gap Resonator, zur Verfügung, der bei einer Frequenz von 202.56 MHz arbeitet. Damit erreichen die Ionen eine maximale kinetische Energie von 3 MeV/u. Abbildung 3.2 zeigt eine Übersicht der Beschleunigerelemente im REX-LINAC.

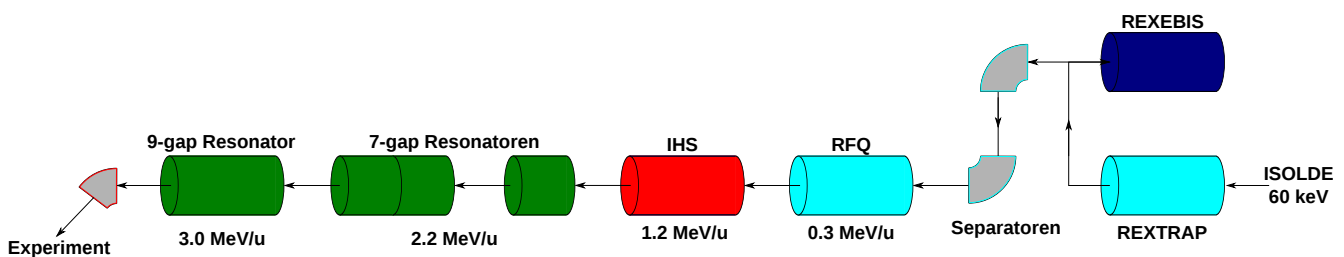


Abbildung 3.2.: Einfach geladene Ionen mit einer Energie von 60 keV werden in der REXTRAP gebündelt, um in der EBIS den Ladungszustand der Ionen zu erhöhen. Im anschließenden REX-LINAC werden die Ionen schrittweise auf 3 MeV/u beschleunigt und danach zum Experimentierplatz geleitet.

3.6 Das MINIBALL-Spektrometer

Nach dem REX-LINAC werden die Ionen zum MINIBALL-Messplatz gelenkt. MINIBALL ist ein Spektrometer, das aus 24 einzeln gekapselten HPGe Detektoren (High Purity Germanium) besteht, die in acht Triple-Clustern angeordnet sind. Die Cluster sind an sechs fahrbaren Bögen um die Targetkammer befestigt. Diese Anordnung erlaubt es bei einem Abstand von ungefähr 10 cm ca. 60 % des vollen Raumwinkels abzudecken. Jeder Kristall ist zudem sechsfach segmentiert.

Germaniumdetektoren haben eine Arbeitstemperatur von ca. 80 K, damit keine freien Ladungsträger im Leitungsband vom Detektormaterial vorhanden sind und das Signalrauschen verringert wird. Um dies zu erreichen werden die Detektoren von einer automatischen Füllanlage mit flüssigem Stickstoff versorgt. Die Füllung findet alle sechs Stunden, also viermal pro Tag, statt.

Im Inneren des Detektors liegt ein elektrisches Feld an, welches von den Elektroden an der Außenseite und im Inneren erzeugt wird. Die Elektrode im Inneren wird *Core* genannt. Wechselwirkt ein Photon mit dem Detektormaterial werden Ladungsträger freigesetzt, die sich je nach Vorzeichen der Ladungsträger entlang der Feldlinien zu den Elektroden bewegen. Am Core und auch am getroffenen Segment kann ein entsprechendes Signal ausgelesen werden, welches Informationen über die deponierte Energie enthält. Jeder Core besitzt eine eindeutige Identifikationsnummer (ID), die in der

Datenaufnahme gespeichert wird (Zählung beginnt bei 0). Die Cores mit den IDs 0 und 22 waren während der Strahlzeit defekt.

In der COULEX-Targetkammer können bis zu sechs Targets auf einer sternförmigen Halterung befestigt werden. Abbildung 3.3 zeigt ein Foto der geöffneten Kammer. Von außen kann man über ein Stellrad die gewünschte Targetposition einstellen, ohne die Kammer zu öffnen. Dahinter befindet sich ein Silizium-Streifen-Detektor (DSSSD – **D**ouble **S**ided **S**ilicon **S**trip **D**etektor), mit dem gestreute Teilchen nachgewiesen werden können. Dieser wurde in der vorliegenden Analyse jedoch nicht verwendet.

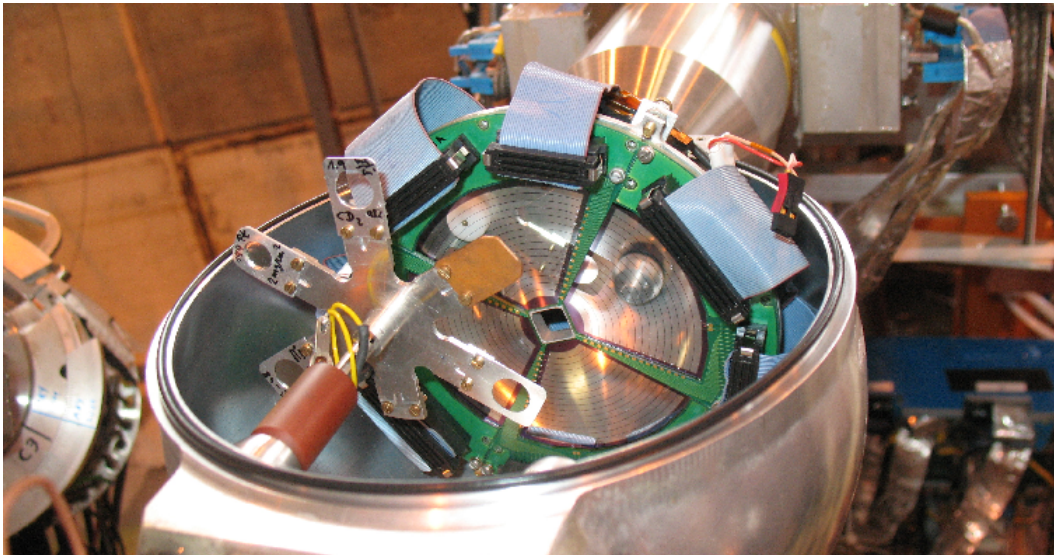


Abbildung 3.3.: Geöffnete Targetkammer des MINIBALL-Aufbaus. Zu erkennen ist die Halterung für die Targets und der Silizium-Streifen-Detektor (DSSSD) für den Nachweis gestreuter Teilchen [24], der aber in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet wurde.

4 Aufbereitung der Daten

Die Datenaufnahmesoftware MARaBOU (**MBS and ROOT Based Online/Offline Utility**) stellt die an MINIBALL aufgenommenen Daten im med-Format (**Miniball Event Data**) bereit. In den med-files wird der komplette Datenstrom, bestehend aus den Ereignissen von Germanium- und Teilchendetektoren zusammen mit dazugehörigen Timestamps (dt. Zeitstempel), abgespeichert. Anhand des Timestamps kann festgelegt werden, welche Ereignisse auf dem Teilchendetektor zu Ereignissen im Germaniumdetektor passen. Diese Aufgabe übernimmt der von O. Niedermaier in der Programmiersprache C++ geschriebene Eventbuilder und konvertiert dabei die med-files in root-files [25], die mit dem von CERN bereitgestellten ROOT-Framework ausgewertet werden.

4.1 Energiekalibrierung

Die von der Messelektronik gelieferten Daten enthalten keine Energiewerte, sondern nur die Kanalnummer des ADC (**Analog Digital Converter**) für jedes Ereignis. Im Allgemeinen besteht zwischen Kanalnummer und Energiewert des Ereignisses idealerweise ein linearer Zusammenhang

$$E = a \cdot x + b, \quad (4.1)$$

wobei x für die Kanalnummer steht.

Am Ende der Strahlzeit wurde an Stelle des Targets eine radioaktive Eichquelle aus ^{133}Ba (Aktivität am 07.06.2010: 9.43 kBq) und ^{152}Eu (Aktivität am 07.06.2010: 20.64 kBq) platziert und das Gammaspektrum der Tochterkerne aufgenommen. Da von beiden Nukliden die Energien der Zerfallslinien bekannt sind, kann eine Zuordnung zwischen Kanalnummer und Energiewert erstellt und in ein Koordinatensystem eingetragen werden (Abb. 4.1). An diese Punkte wird ein Polynom ersten Grades gefittet und so die Parameter a und b aus Gl. (4.1) bestimmt. Dieser Vorgang wird für alle 22 Cores – die Cores 0 und 22 waren während der Strahlzeit defekt – durchgeführt. Die Abweichung der Messwerte von der gefitteten Gerade ist $< 0.8 \text{ keV}$. In der späteren Analyse mit APCAD, wird eine Feinkalibrierung an Hand der Linien von Kontaminanten durchgeführt, damit die Lebensdauer möglichst exakt bestimmt werden kann. Bereits eine geringe Abweichung in der Energiekalibrierung kann zu großen Abweichungen im Ergebnis der DSAM Analyse führen.

4.2 Effizienzkalibrierung

In Kapitel 2.4.2 wurde bereits erwähnt, dass Detektoren eine intrinsische Effizienz ε haben, die von der Energie der Photonen abhängt. Die absolute Effizienz ε_{abs} beschreibt, welcher Anteil der Photonen, die den Detektor treffen, im Kristall ihre volle Energie deponieren und ist gegeben durch

$$\varepsilon_{\text{abs}} = \frac{N_{\gamma}}{A \cdot I_{\gamma} \cdot t_{\text{Messung}}}, \quad (4.2)$$

wobei N_{γ} die Anzahl der registrierten Photonen, A die Aktivität der Eichquelle, I_{γ} die relative Intensität der Peaks im Spektrum und t_{Messung} die Messzeit ist. Für die Effizienzkalibrierung kann die Messung mit der Europiumquelle benutzt

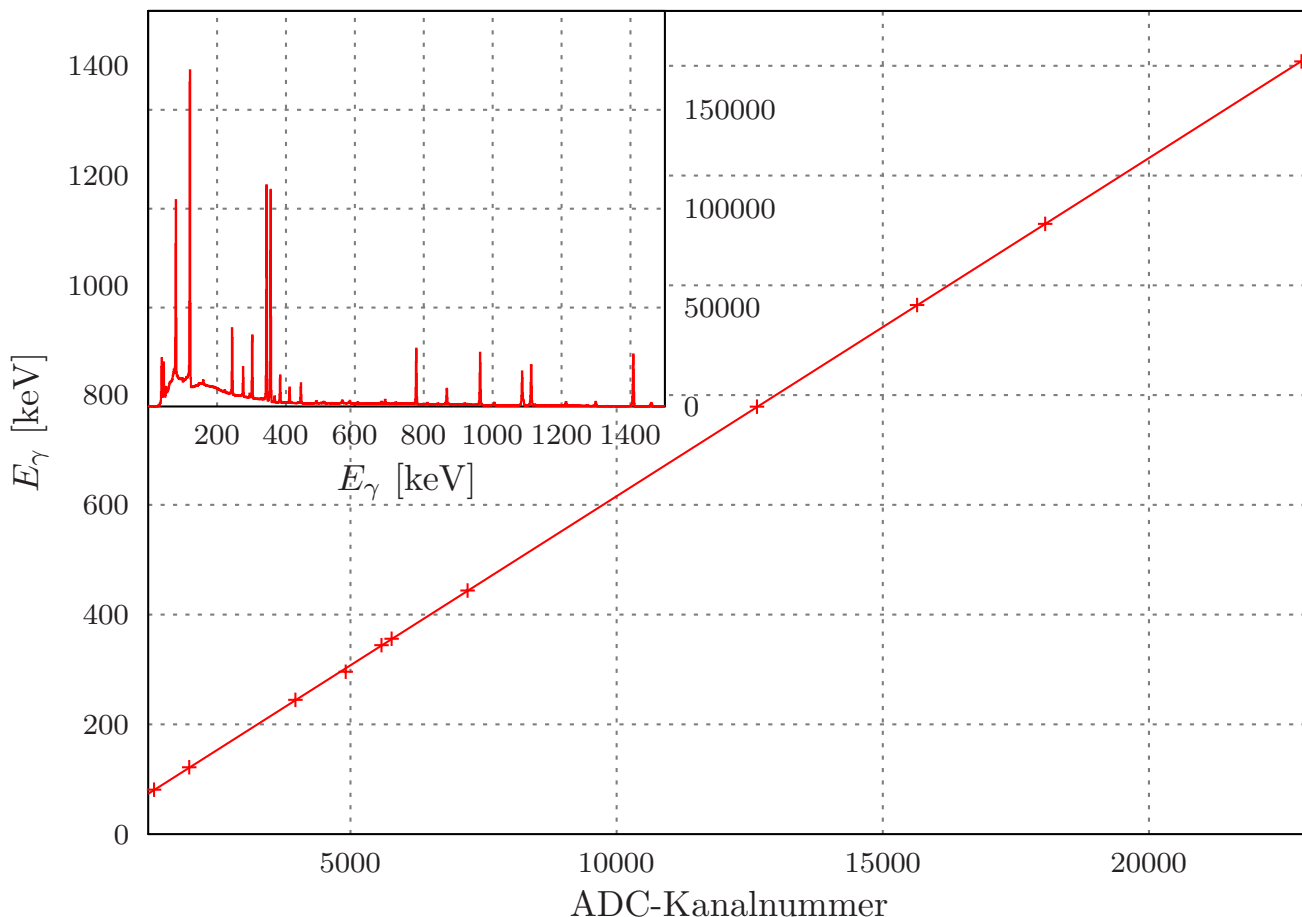


Abbildung 4.1.: Energieeichgerade für Core 1. Die Gerade wurde an die Eichpunkte gefittet. Die Fehler bezüglich der Kanalnummer liegen unterhalb von 1 %. Links oben in der Graphik ist das Spektrum der ^{152}Eu - ^{133}Ba -Quelle zu sehen.

werden. Tabelle 4.1 zeigt eine Liste der Peaks mit den relativen Intensitäten, die zur Effizienzkalibrierung verwendet wurden. Die Größe N_γ wird durch Fit der Peaks im Spektrum und anschließende Integration bestimmt. Zum Fitten wurde das Programm Tv [26] benutzt, da hier die Möglichkeit besteht, eine Gaußfunktion fitten zu lassen, bei der die linke (und/oder rechte) Peakflanke in eine Exponentialfunktion (genannt „Tail“) übergeht.

Germaniumdetektoren, die einer hohen Neutronenstrahlung ausgesetzt sind, bekommen Fehlstellen im Kristallgitter, da Neutronen das Gitter durch Stöße mit den Gitteratomen zerstören. Wandern nun die Ladungsträger vom Wechselwirkungspunkt im Detektor zur Kathode bzw. Anode, sammeln sich die Löcher an den Fehlstellen. Dies führt zur einer Verringerung der Signalstärke des Detektors, was im Endeffekt zu einer zu geringen Photopeakenergie führt. Viele Ereignisse mit ursprünglich identischer Energie werden zur energieärmeren Seite verschoben, was man als *Tailing* bezeichnet. Abbildung 4.2 zeigt einen Peak bei 688 keV aus dem β -Zerfall von ^{126}Cd , bei dem der Effekt von Tailing bei der linken Peakflanke zu erkennen ist.

Ein weiterer Faktor, der zu Tailing führen kann, ist eine schlecht eingestellte Elektronik. Falls die Impedanz beim Hauptverstärker nicht korrekt auf das XIA-Modul abgestimmt ist, kommt es zu Reflexionen im Kabel, was bei den Pulsen zu Unter- oder Überschwängern führt. In einem solchen Fall wird die Pulshöhe, die für den Energiewert maßgeblich ist, falsch interpretiert. Die Folge ist Links- bzw. Rechtstailing.

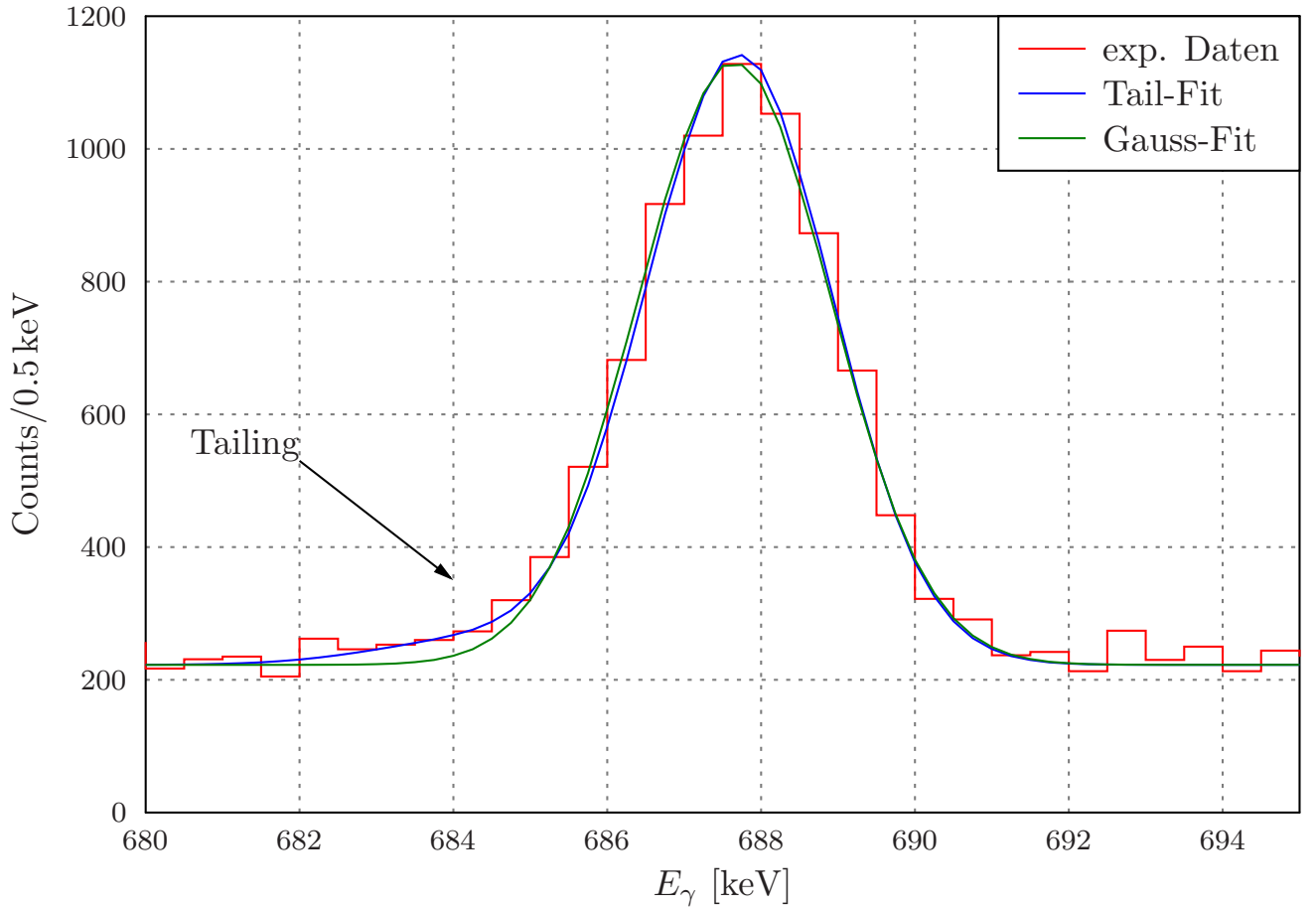


Abbildung 4.2.: Peak bei 688 keV aus dem β -Zerfall von ^{126}Cd . Die Peakform wird durch den Tail-Fit besser wiedergegeben, als durch den Gauss-Fit.

Für die Datenanalyse reicht es aus, eine relative Effizienzkalibrierung bezüglich des Peaks bei 121.78 keV durchzuführen, so dass die Messzeit und die Aktivität der Quelle keine Rolle spielen. Für jeden Peak wird die Fläche N_γ bestimmt und zusammen mit der relativen Intensität I_γ des Peaks die Effizienz berechnet

$$\epsilon_{\text{rel}} = \frac{N_\gamma / I_\gamma}{N_\gamma^{121.78 \text{ keV}} / I_\gamma^{121.78 \text{ keV}}} \quad (4.3)$$

Der Fehler der Effizienz $\Delta\epsilon_{\text{rel}}$ wird durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung aus dem Fehler der Peakfläche ΔN_γ , der auf die Unsicherheit der gefitteten Peak- und Untergrundfunktion zurückzuführen ist und dem Fehler der Intensität ΔI_γ berechnet. Anschließend wird unter Berücksichtigung von $\Delta\epsilon_{\text{rel}}$ pro Core eine relative Effizienzfunktion der Form

$$\epsilon_{\text{rel}}(E) = \exp(p_0 + p_1 \log(E) + p_2 \log^2(E) + p_3 \log^3(E)) \quad (4.4)$$

mit den Fitparametern p_0, p_1, p_2 und p_3 an die Messpunkte gefittet. Die Form der Effizienzfunktion ist dabei empirischer Natur [28]. Abbildung 4.3 zeigt exemplarisch die relative Effizienzkurve für Core 1.

Effizienzkalibrierte Spektren erhält man, indem der Inhalt N_0 von jedem Kanal im unkalibrierten Spektrum durch die Effizienz bei der entsprechenden Energie geteilt wird. Der Fehler ΔN pro Kanal entspricht jetzt nicht mehr $\sqrt{N}$, sondern ergibt sich aus

$$\Delta N = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_0}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{N_0}{\epsilon^2} \Delta\epsilon\right)^2}. \quad (4.5)$$

Energie in keV	rel. Intensität	Tochternuklid
121.78	$(28.58 \pm 0.06) \%$	Sm
244.70	$(7.583 \pm 0.019) \%$	Sm
344.28	$(26.5 \pm 0.4) \%$	Gd
411.12	$(2.234 \pm 0.004) \%$	Gd
443.96	$(3.148 \pm 0.026) \%$	Sm
778.90	$(12.942 \pm 0.019) \%$	Gd
867.38	$(4.245 \pm 0.019) \%$	Sm
964.08	$(14.74 \pm 0.02) \%$	Sm
1112.07	$(13.83 \pm 0.02) \%$	Sm
1408.01	$(21.005 \pm 0.024) \%$	Sm

Tabelle 4.1.: Energien und relative Intensitäten der Zerfallslinien von ^{152}Eu [27]. Anzumerken ist, dass die Photopeaks im Spektrum durch Übergänge in den Tochternukliden entstehen.

Die Unsicherheit der Effizienz ergibt sich aus den Ableitungen der Effizienzfunktion nach den Fitparametern und den Einträgen in der Kovarianzmatrix aus dem Fit:

$$\Delta \varepsilon^2 = \sum_{i,j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_i} \frac{\partial \varepsilon}{\partial p_j} C_{ij}, \quad (4.6)$$

wobei p_i für die Fitparameter und C_{ij} die Elemente der Kovarianzmatrix darstellen. Für Core 1 erhält man für die Effizienz bei der Energie des $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ Übergangs von ^{126}Cd

$$\varepsilon(652 \text{ keV}) = 0.447 \pm 0.002. \quad (4.7)$$

Für die Durchführung der Effizienzkalibrierung wurde das Programm `efficiency` implementiert, welches aus den Fitergebnis-Dateien und den Intensitätsdaten der verwendeten Quelle automatisch die Effizienzfunktionen für jeden Core bestimmt. Das Programm kann über die Kommandozeile gesteuert werden und erzeugt eine ROOT-Datei mit den Effizienzfunktionen. Für die Eingabe der Peakintensitäten ist die Flag „-i“ und für das Einlesen der Tv-Fit-Dateien die Flag „-v“ zu setzen. Das Berechnen der Effizienzen wird mit der Flag „-e“ gestartet.

4.3 Erstellung der Einzelspektren

Da die Lineshape vom Beobachtungswinkel abhängig ist, müssen zunächst für alle 22 Detektoren Gammaspektren erstellt werden. In diesem Schritt findet schon eine erste Bereinigung der Spektren statt, da hier nur Ereignisse berücksichtigt werden, die in dem Zeitfenster liegen, in dem die Cadmium-Ionen am Target erwartet werden. Als Zeitstempel dient die Zeitdifferenz, genannt EBIS-Zeit, zwischen Öffnen des EBIS-Fensters und dem Registrieren des Photons am Detektor. Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung der EBIS-Zeit für ein Gate auf Ereignisse mit $649 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 654 \text{ keV}$. Im rot hinterlegten Bereich ($130 \mu\text{s} < t < 200 \mu\text{s}$) erkennt man den prompten Peak, in dem die Cadmiumereignisse liegen. Abbildung 4.5 zeigt ein Gammaspektrum mit einem Gate auf diesen Zeitbereich. Man erkennt deutlich den Peak bei 652 keV, der vom Übergang $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ in ^{126}Cd stammt. Um sicher zu gehen, dass in einem anderen Zeitbereich keine relevanten Ereignisse liegen, die vom Cadmium stammen, wird zu einem späteren Zeitfenster $600 \mu\text{s} < t < 740 \mu\text{s}$ (blau hinterlegter Bereich) ein Gammaspektrum erstellt. Hier ist kein Peak bei 652 keV zu sehen.

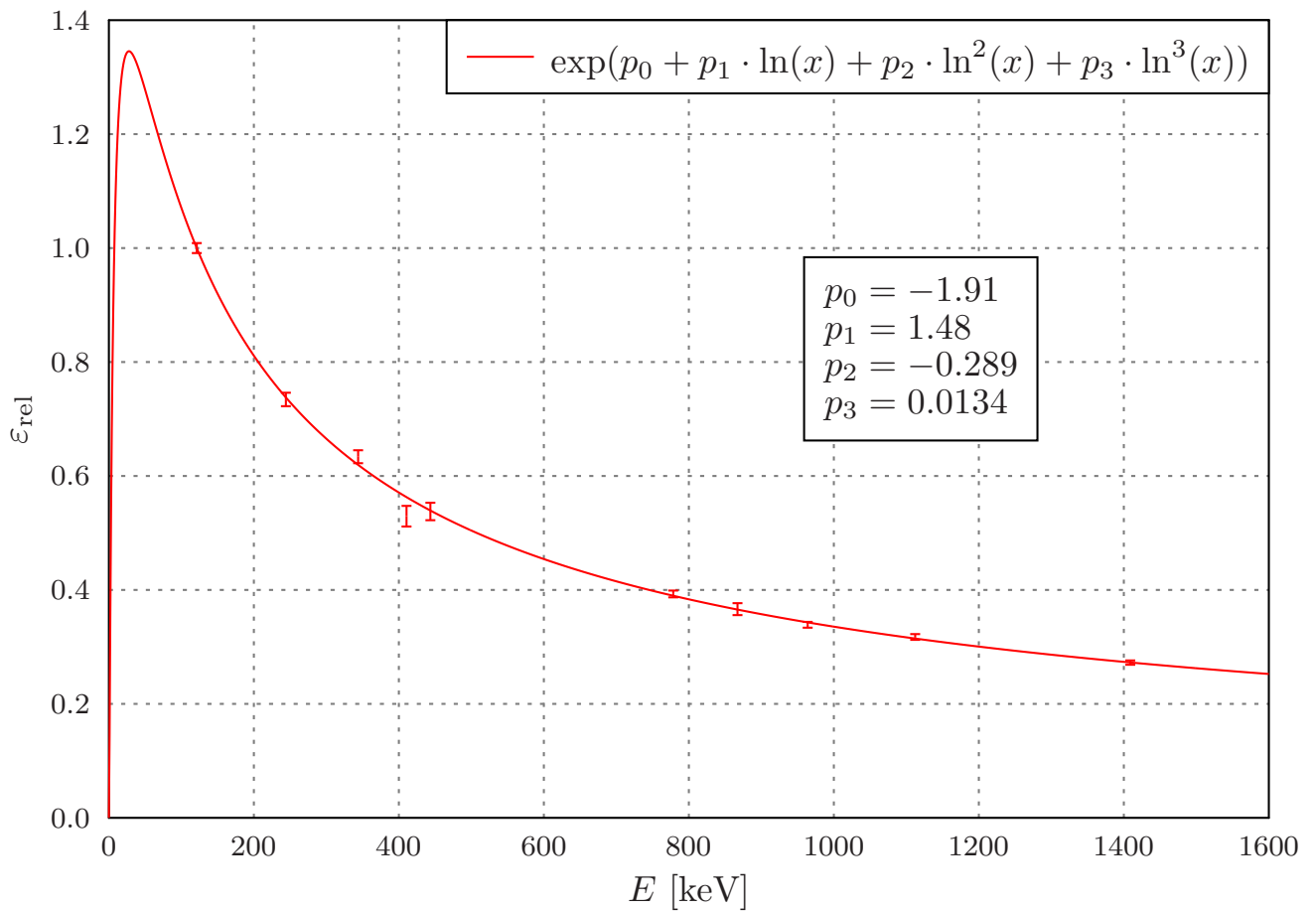


Abbildung 4.3.: Effizienzkurve für Core 1.

In beiden Spektren erkennt man neben dem Annihilationspeak von Elektronen und Positronen bei 511 keV zwei dominierende Peaks von Kontaminanten. Bei 631 keV sieht man den Zerfall von $^{126}\text{In} \xrightarrow{\beta^-} ^{126}\text{Sn}$ ($T_{1/2} = 1.53\text{ s}$) und bei 688 keV den Zerfall $^{126}\text{Cd} \xrightarrow{\beta^-} ^{126}\text{In}$ ($T_{1/2} = 0.515\text{ s}$) [5]. Die Mutternuklide lagern sich mit der Zeit im Target an und zerfallen kontinuierlich.

Das Programm APCAD benötigt zum Einlesen die Spektren im ASCII-Format. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Konverter geschrieben, der die ROOT-Spektren (Objekte der Klasse TH1F: 1-D-Histogramme mit Einträgen vom Typ Float_t) in ASCII-Dateien umwandelt. Dieser Konverter kann auch dazu verwendet werden, um Spektren in andere Analyseprogramme wie Tv einzulesen [26]. Die Möglichkeit, ROOT-Spektren direkt in APCAD einzulesen, befindet sich zurzeit in der Entwicklung.

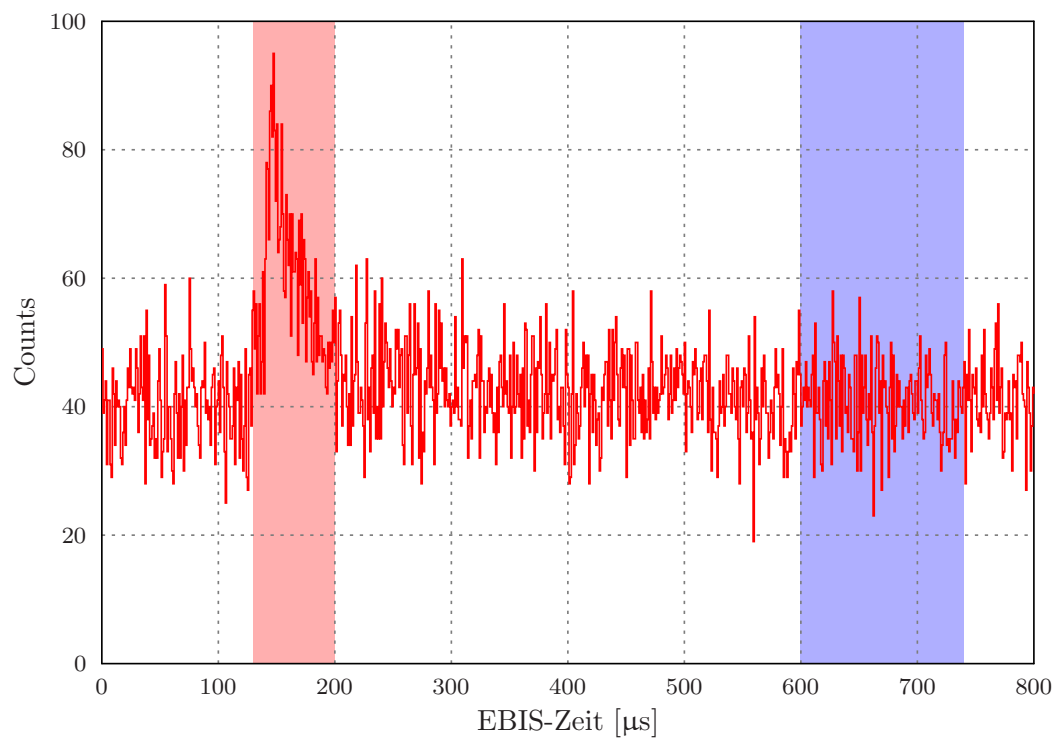


Abbildung 4.4.: Verteilung der EBIS-Zeit (Zeitdifferenz zwischen dem Auskoppeln der Ionen aus der EBIS und der Registrierung des jeweiligen γ -Quants) mit einem Gate für die Gammaenergie $649 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 654 \text{ keV}$. Im rot hinterlegten Bereich sind die Cadmiumereignisse zu finden.

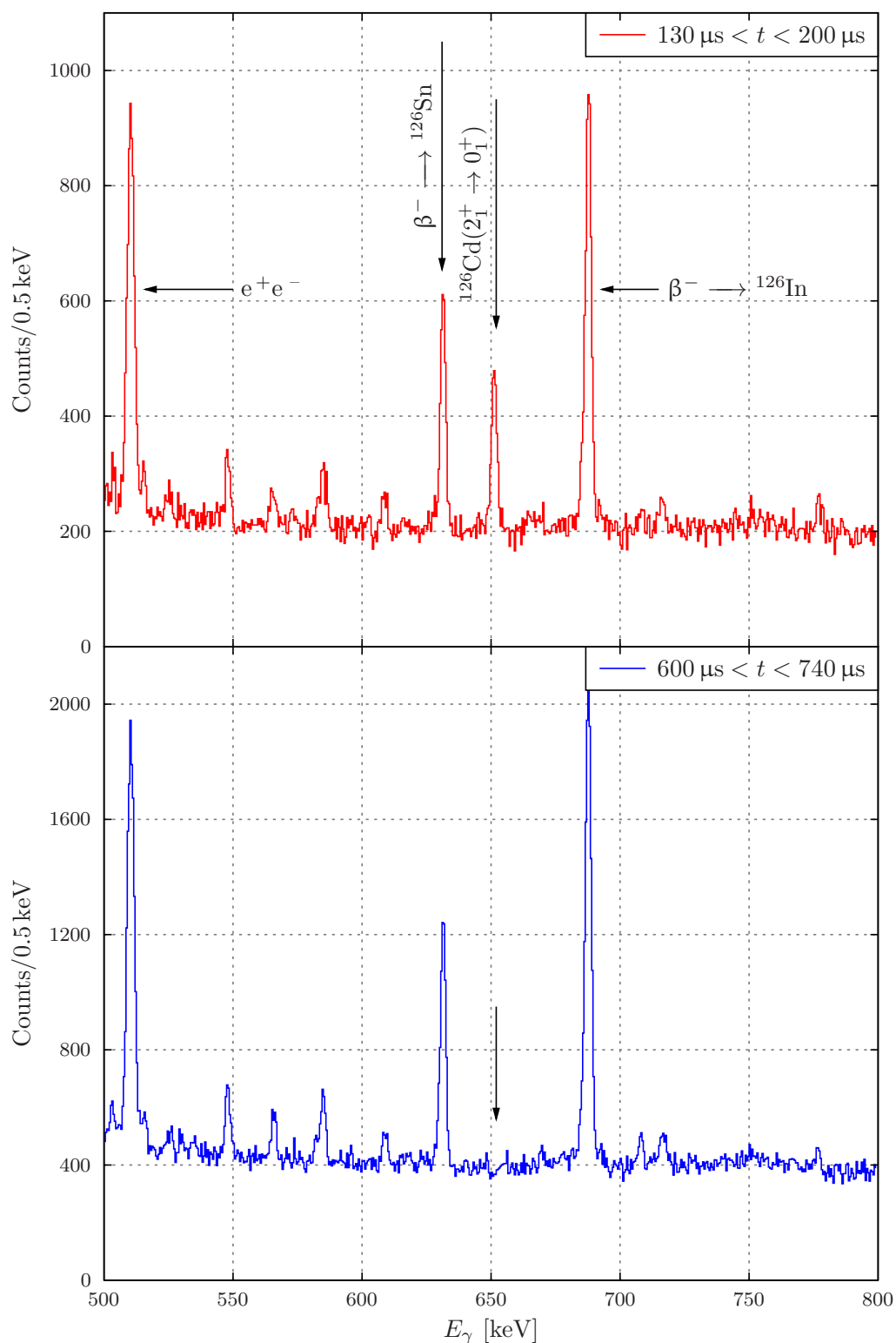


Abbildung 4.5.: Summenspektrum von allen Cores mit unterschiedlichem Gate auf die EBIS-Zeit. Für die Cadmiumereignisse (rot) wurde das Fenster auf $130 \mu\text{s} < t < 200 \mu\text{s}$, für das Kontrollspektrum (blau) auf $600 \mu\text{s} < t < 740 \mu\text{s}$ gesetzt.



5 Datenanalyse

Die Datenanalyse wird mit dem von C. Stahl entwickelten Programm APCAD (Analysis Program for Continuous Angle DSAM) [3] durchgeführt. APCAD ist ein Programm, das in der Programmiersprache C++ implementiert ist. Es ist in der Lage, für verschiedene Detektorgeometrien Fits für die Lineshape an experimentelle Daten zu erstellen und die Lebensdauer von Kernzuständen zu bestimmen. Anhand der Intensitätsverhältnisse der Spektren untereinander wird eine experimentelle Winkelverteilung bestimmt.

Zur Analyse der Messdaten wurden folgende Schritte durchgeführt:

1. Simulation des Abbremsverhaltens und Erstellen der Stopping-Matrix (vgl. Kapitel 2.4.1)
2. Definition des Detektor-Setups
3. Projektion der Stopping-Matrix (vgl. Kapitel 2.4.1)
4. Bestimmung der Detektorresponse-Parameter
5. Definition der Fit-Bereiche
6. Aufruf der Fitroutinen und Bestimmung der Lebensdauer

APCAD verfügt darüber hinaus über die Möglichkeit, die Trajektorien der Rückstoßkerne in die Berechnung einfließen zu lassen, Kontaminanten im Spektrum sowie die Fütterung des untersuchten Zustandes zu berücksichtigen. Bis auf die Berücksichtigung der Kontaminanten wurden diese Features in der Analyse nicht verwendet, da keine Rückstoßkerne detektiert wurden und wir davon ausgehen können, dass keine höherliegende Zustände in ^{126}Cd in relevantem Umfang bevölkert wurden. Der Peak für den Übergang $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ wäre bei 815 keV [2] zu erwarten, jedoch ist an dieser Stelle kein signifikanter Hinweis auf einen Peak im Spektrum zu erkennen.

5.1 Stopping-Matrix

Das Erstellen der Stopping-Matrix erfolgt durch Simulation mit Hilfe des GEANT4-Toolkits. Mit APCAD hat man die Möglichkeit, ein GEANT4-Skriptfile zu erstellen, in dem die für die Simulation relevanten Parameter gesetzt werden. Tabelle 5.1 zeigt die für die vorliegende Analyse verwendeten Parameter.

Die Simulation berücksichtigt, dass Ionen nicht zwangsläufig angeregt werden. Zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit für eine COULEX-Reaktion greift die Simulation auf das Programm CLX [16] zu, mit dem Wirkungsquerschnitte von COULEX-Reaktionen numerisch berechnet werden können. Der Wirkungsquerschnitt kann, falls man nur am Stoppverhalten von Ionen mit COULEX interessiert ist, bei der Simulation vom Benutzer künstlich hochgesetzt werden, damit weniger Ereignisse simuliert werden müssen.

Eine zu hohe Wahl des Wirkungsquerschnitts führt jedoch zu Fehlern in der Simulation. Die Simulation speichert den aktuellen Zustand des Ions nicht, so dass bei zu hoher Wahl des Wirkungsquerschnitts ein Ion, das sich bereits im 2^+ -Zustand befindet, erneut an der COULEX-Reaktion $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ teilnehmen kann. Ein solches Verhalten ist logischerweise unphysikalisch.

Parameter	Wert
Anzahl der Target-Schichten	1
Targetmaterial	Zink ($^{64}_{30}\text{Zn}_{34}$)
Targetdicke	$14.89 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$
Projekteile	Cadmium ($^{126}_{48}\text{Cd}_{78}$)
Strahlenergie	$2.8 \frac{\text{MeV}}{u} \pm 5\%$
Anzahl der Ionen	10^6
Energiebinning ΔE_{Stopp} des Wq.	25 MeV
Übergang	$0^+ \rightarrow 2^+$
Anregungsenergie	652 keV
Multipolordnung L	2
red. Matrixelement für Übergang	10 eb
Diagonalmatrixelement	0 eb

Tabelle 5.1.: Parameter für das Input-File zur Simulation der Stopping-Matrix mit GEANT4.

Nach der Simulation erhält der Benutzer eine Datei im ROOT-Format, in dem die Ergebnisse der Simulation abgespeichert sind. Abbildung 5.1 zeigt die Verteilung der Projektilgeschwindigkeiten zu einem Zeitpunkt $t = 0.1$ ps, also unmittelbar nach dem Anregungsprozess und zu einem Zeitpunkt $t = 1$ ps, bei dem der Stoppprozess schon fortgeschritten ist. Man kann davon ausgehen, dass die Ionen für $t \geq 3$ ps nach dem Anregen vollständig gestoppt sind.

5.2 Detektor-Setup und Projektion der Stopping-Matrix

Zur Berechnung der theoretischen Lineshape benötigt das Programm Informationen über Position und Größe der verwendeten Germaniumdetektoren. Diese Informationen können aus den experimentellen Daten extrahiert werden, da für jedes Event unter anderem folgende Informationen gespeichert werden: Detektor-ID, Cluster-ID, der Abstand zum Target, sowie der Azimutal- und Polarwinkel. Tabelle 5.2 zeigt eine Übersicht über die Positionen der Detektoren.

Die Form der Detektorkristalle von MINIBALL ist in der Dissertation von D.W. Weisshaar beschrieben [29]. APCAD unterstützt keine hexagonalen sondern nur kreisförmige Detektorfrontflächen, so dass die hexagonale Frontfläche der MINIBALL-Detektoren durch einen Kreis approximiert werden muss. Dazu wurde für den Kreistradius der arithmetische Mittelwert zwischen kleinster und größter Distanz ($r_{\text{max}} = 34.04$ mm) vom Mittelpunkt zum Rand der Detektoröffnung gewählt:

$$\bar{r} = \frac{1}{2} (r_{\text{max}} + r_{\text{min}}) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sqrt{3}}{2} \right) r_{\text{max}} \approx 0.93 r_{\text{max}} = 31.76 \text{ mm}. \quad (5.1)$$

Die Auswirkung eines endlichen Detektoröffnungswinkels auf die Dopplerverbreiterung bzw. die Lineshape ist in [30] nachzulesen. Mit den im Detektor-Setup definierten Beobachtungspositionen kann nun die Stopping-Matrix projiziert werden. Damit dieser Schritt nicht bei jedem Start von APCAD erneut durchgeführt werden muss, besteht die Möglichkeit, die projizierte Stopping-Matrix zu exportieren und bei späteren Analysen wieder einzulesen.

5.3 Bestimmung der Detektorresponse-Parameter

Wechselwirkt ein Photon mit dem Detektormaterial, so ist die von der Elektronik registrierte Energie nicht zwangsweise exakt die Energie des Photons. Durch eine endliche Auflösung des Detektors und Tailing wird die Energie von energetisch

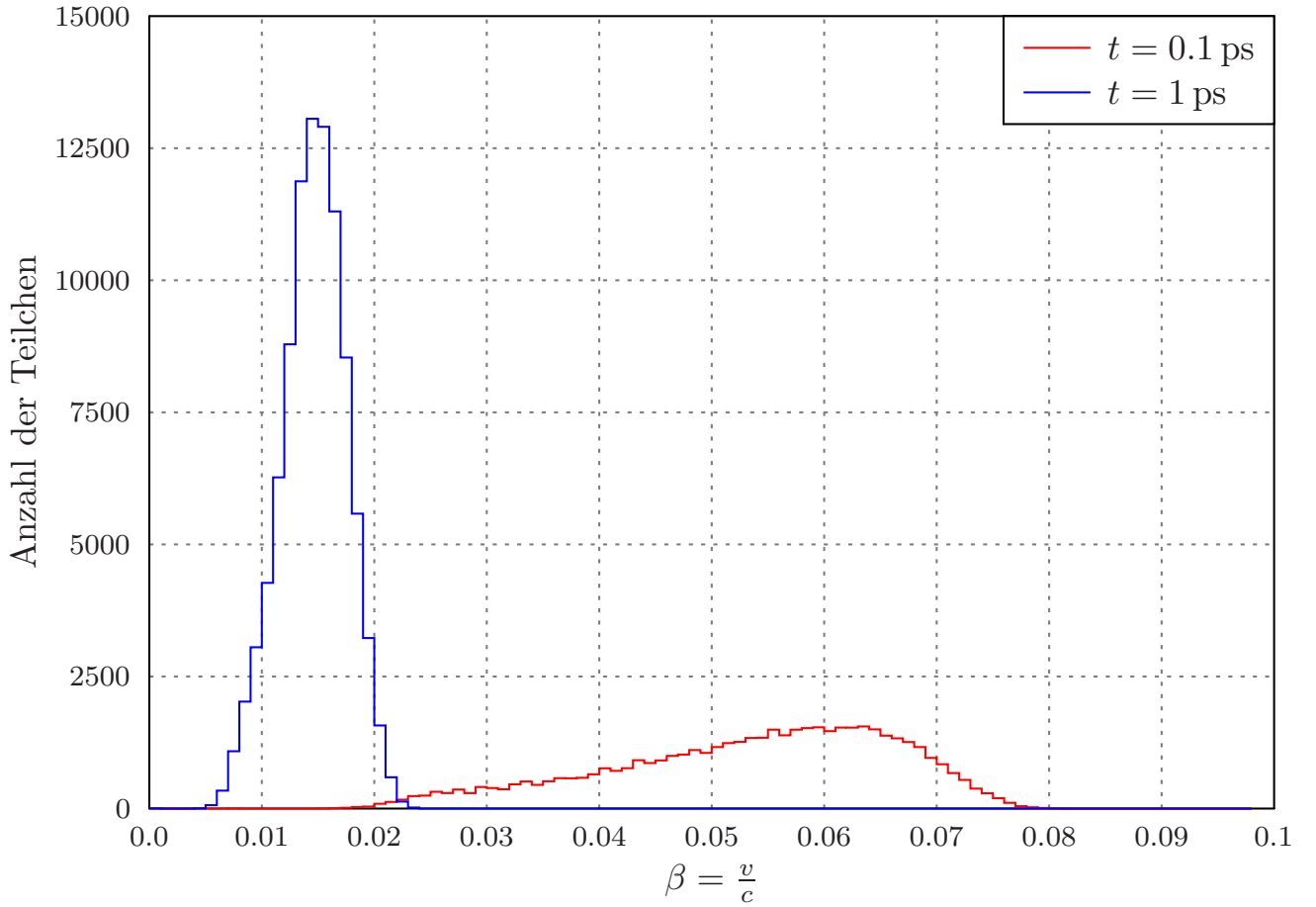


Abbildung 5.1.: Verteilung der Projektilgeschwindigkeiten für $t = 0.1$ ps und $t = 1$ ps nach dem Anregungsprozess.

identischen Photonen unterschiedlichen Kanälen zugeordnet. Dieses Verhalten eines Detektors wird als *Response* (dt. Antwort) bezeichnet und hat Auswirkungen auf die Peakform und damit auf die Lebensdauer. Gleichung (2.32) stellt bereits eine einfache Response-Funktion jedoch ohne Tailing dar. Für die Beschreibung der Response mit Tailing (vgl. Kap. 4.2) ist die HYPERMET-Funktion gut geeignet [31]:

$$R(E) = \frac{1}{2}P_1 \exp\left(\frac{E}{P_2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{E}{\sqrt{2}\sigma P_5} + \frac{\sqrt{2}\sigma P_5}{2P_2}\right) + \frac{1}{2}P_3 \exp\left(\frac{E}{P_4}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{E}{\sqrt{2}\sigma P_6} + \frac{\sqrt{2}\sigma P_6}{2P_4}\right), \quad (5.2)$$

mit den Parametern P_i und σ . Der Wert der Standardabweichung σ wird aus der Halbwertsbreite (*FWHM*) des Peaks ermittelt:

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma. \quad (5.3)$$

Die Halbwertsbreiten für die einzelnen Cores liegen zwischen 2 keV und 3 keV. Für die Bestimmung der Response-Parameter eignen sich am Besten die Linien der γ -Übergänge folgend einem β -Zerfall der Kontaminanten, da wir davon ausgehen können, dass diese in gestopptem Zustand zerfallen und daher nicht der Dopplerverschiebung unterliegen. Durch Fit der Lineshape an die Peaks der Kontaminanten bei 631 keV und 688 keV mit APCAD (Annahme: $\tau \rightarrow \infty$) kann für jeden Detektor ein Satz von Response-Parametern erstellt werden, der in der weiteren Analyse für den Fit der Lineshape an den Cadmiumpeak genutzt wird. Abbildung 5.2 zeigt die Resonse-Funktion für Core 1. Die Response-Funktion kann in einen gaußförmigen Anteil und einen Tailing-Anteil zerlegt werden.

Core-ID	Cluster-ID	ϑ	φ	r in mm
1	1	123.48°	160.37°	123.52
2	1	147.83°	141.19°	123.52
3	2	50.71°	48.96°	126.41
4	2	76.85°	56.39°	126.41
5	2	71.35°	28.93°	126.41
6	3	45.42°	142.06°	124.72
7	3	71.38°	131.80°	124.72
8	3	54.15°	107.86°	124.72
9	4	116.59°	47.35°	123.52
10	4	135.25°	72.81°	123.52
11	4	141.53°	31.76°	123.52
12	5	115.75°	262.36°	123.52
13	5	143.30°	260.79°	123.52
14	5	124.61°	231.99°	123.52
15	6	49.96°	244.42°	123.52
16	6	75.66°	232.99°	123.52
17	6	56.74°	210.87°	123.52
18	7	139.21°	333.26°	127.23
19	7	122.14°	305.63°	127.23
20	7	112.45°	333.83°	127.23
21	8	71.82°	334.95°	123.52
23	8	46.01°	323.38°	123.52

Tabelle 5.2.: Position der verwendeten Detektoren mit Core- und Cluster-ID in Kugelkoordinaten. Der Ursprung entspricht der Mitte des Targets mit der Strahlachse als z -Achse. Für die Unsicherheiten gilt $\Delta\vartheta = \Delta\varphi = 2^\circ$ und $\Delta r = 2$ mm.

5.4 Definition der Fitbereiche

Der Energiebereich, in dem sich der Peak mit der charakteristischen Lineshape befindet, ist nicht für jeden Detektor gleich. Daher muss für jeden der 22 Detektoren der Fitbereich definiert werden. Der Untergrund wird simultan mit dem Fit der Lineshape bestimmt. Der simultane Fit des Untergrundes bietet den Vorteil, dass der Algorithmus flexibler auf Fluktuationen in den Kanalinhalt der Spektren reagieren kann. Ein herkömmlicher Untergrundfit (Polynomfit) mit vorher definierten Untergrundbereichen könnte den Untergrund überschätzen und somit Teile der Lineshape unter den Untergrund setzen. Informationen über die Lebensdauer in diesem Bereich der Lineshape würden verloren gehen. Abbildung 5.3 zeigt exemplarisch die für Core 6 definierten Fitbereiche. Core 6 wurde deshalb ausgewählt, da dieser mit $\vartheta = 45.42^\circ$ den kleinsten Vorwärtswinkel aufweist und damit die Peaks die ausgeprägteste Lineshape haben.

5.5 Aufruf der Fitroutinen

Bevor die Fitroutinen aufgerufen werden, sollten Einschränkungen an manchen Fitparametern vorgenommen werden, damit diese nicht unphysikalische Werte annehmen. Dabei können die Parameter auf einen Wert fixiert oder innerhalb eines wohldefinierten Wertebereichs gefittet werden. Die Einschränkung auf einen Wertebereich wurde bei den Win-

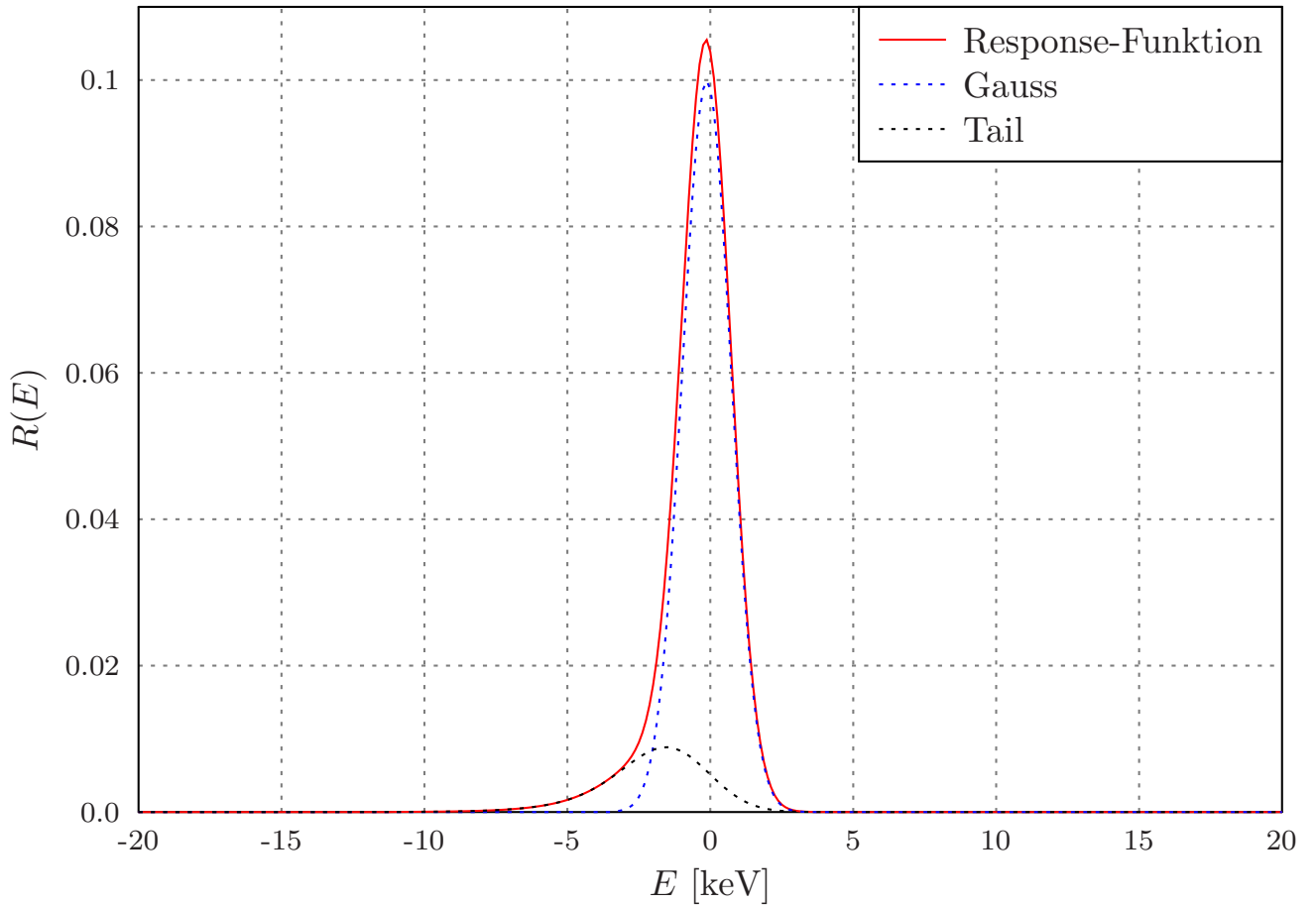


Abbildung 5.2.: Response-Funktion für Core 1. Die Response-Funktion kann in einen Gauß-Teil und einen Tailing-Teil zerlegt werden.

kelverteilungskoeffizienten vorgenommen, wobei die obere Grenze von A_2 und die untere Grenze von A_4 durch die theoretischen Werte aus Gl. (2.37) bestimmt sind.

APCAD ist nun in der Lage, die verbleibenden freien Parameter, wie Lebensdauer, Energie, Peakfläche und Winkelverteilungskoeffizienten, simultan an alle experimentellen Spektren zu fitten. Dabei wird in der χ^2 -Funktion ein Minimum gesucht und der zum Minimum passende Parametersatz $\vec{x}$ ausgegeben. Die χ^2 -Funktion ist gegeben durch

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{f_i(\vec{x}) - y_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (5.4)$$

wobei $f_i(\vec{x})$ die Lineshape im i -ten Kanal zum Parametersatz $\vec{x}$ im Spektrum darstellt und σ_i die Standardabweichung der Messdaten y_i ist. Zur Minimierung der χ^2 -Funktion verfügt APCAD zurzeit über die Fitroutinen SEEK, SIMPLEX, MIGRAD und MINOS [3].

5.6 Ergebnisse

Für die Bestimmung der Lebensdauer wurden Detektoren, bei denen die Peakform durch statistische Schwankungen von APCAD nicht hinreichend genau dargestellt werden konnten, ausgeschlossen. Dies betrifft die Cores mit der ID 14 und 19. Wie man schon am Spektrum zu Core 6 in Abbildung 5.3 erkennen kann, ist die Zählrate der einzelnen Detektoren

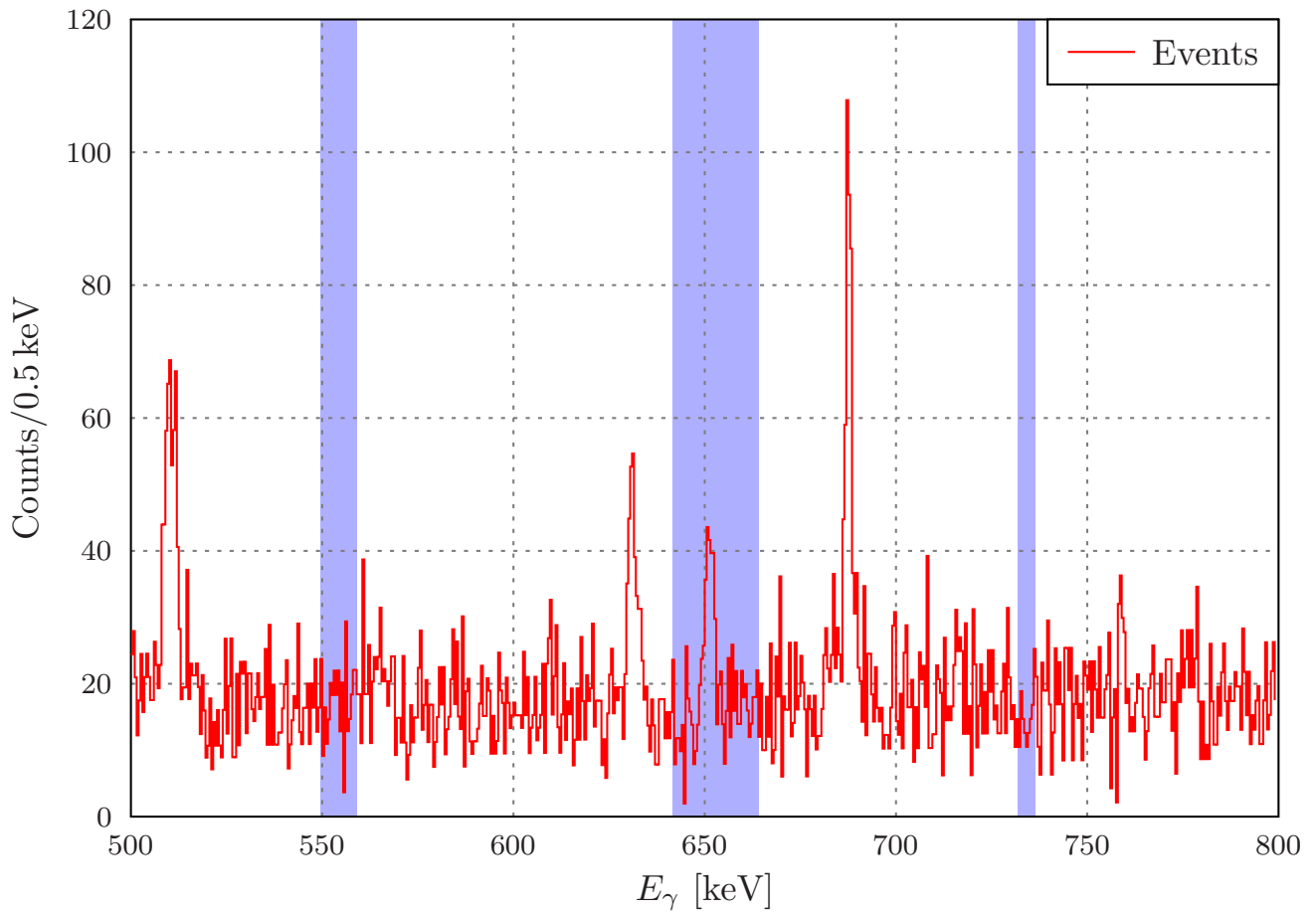


Abbildung 5.3.: Eventspektrum von Core 6 ($\vartheta = 45.42^\circ$) mit Fitbereichen (blau). Die Fitbereiche um 500 keV und 735 keV dienen als Angelpunkt für den Untergrund, so dass keine unrealistischen Untergrundfunktionen gefittet werden.

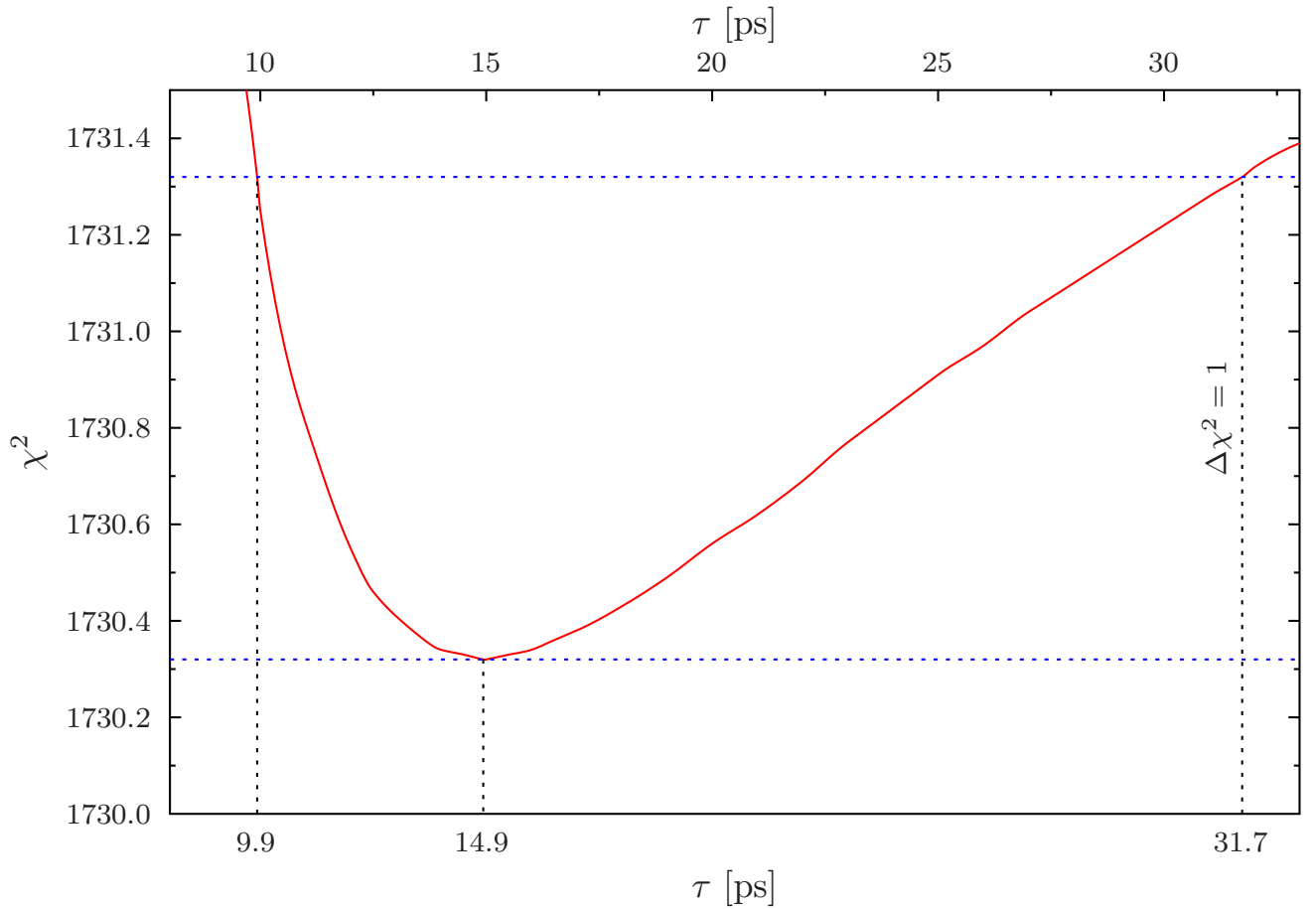


Abbildung 5.4.: χ^2 -Kurve mit Minimum bei $\tau = 14.9$ ps. Bei $\tau = 9.9$ ps und $\tau = 31.7$ ps hat sich der χ^2 -Wert im Vergleich zum Minimum um 1 geändert, was die Fehlergrenzen in τ festlegt.

extrem gering, was eine Bestimmung der Lebensdauer nahezu unmöglich macht. Der durch APCAD unter Verwendung von MINOS ermittelte Wert für die Lebensdauer des ersten 2^+ -Zustandes in ^{126}Cd aufgrund dieser Datenbasis liegt bei:

$$\tau(2_1^+) = 14.9_{-5.0}^{+16.8} \text{ ps}. \quad (5.5)$$

Per Definition sind die Fehlergrenzen durch eine Änderung des χ^2 -Wertes um 1 festgelegt. Abbildung 5.4 zeigt die χ^2 -Kurve für die Lebensdauern zwischen 8 ps und 32 ps. Man erkennt das Minimum der χ^2 -Kurve bei $\tau = 14.9$ ps mit einem χ^2 von 1730.32. Die Grenze von $\chi^2 = 1731.32$ wird bei $\tau = 9.9$ ps und bei $\tau = 31.7$ ps durchbrochen und legt damit die Fehlergrenzen für die Lebensdauer fest.

Da die Stopping-Power von Zink nicht bekannt ist, wurden bei der Simulation der Stopping-Matrix geschätzte Werte für die Stopping-Power verwendet. Die Stopping-Power hat aber Einfluss auf die ermittelte Lebensdauer. Nimmt man im Modell eine größere Stopping-Power als in der Realität an, so ist in der Rechnung der Anteil der gestoppten Ionen zu groß und beim Fit der Lineshape resultiert eine zu kleine Lebensdauer. Bei einer zu kleinen Stopping-Power erhält man entsprechend eine zu große Lebensdauer. Da keine experimentellen Werte für die Stopping-Power vorhanden sind, wurden zwei weitere Stopping-Matrizen simuliert, bei denen die Stopping-Power um 5 % hoch- bzw. herunterskaliert wurden. Aus den Fits der Lineshape mit diesen Stopping-Matrizen erhält man die Lebensdauern:

$$\tau_{\uparrow}(2_1^+) = 14.2_{-5.0}^{+13.8} \text{ ps}, \quad (5.6)$$

$$\tau_{\downarrow}(2_1^+) = 15.6_{-5.3}^{+17.3} \text{ ps}, \quad (5.7)$$

wobei $\uparrow$ den Wert mit der hochskalierten Stopping-Matrix und $\downarrow$ den Wert mit der herunterskalierten Stopping-Matrix beschreibt. Die Messunsicherheiten bezüglich des Modells werden anhand der Differenz zwischen τ und $\tau_{\uparrow}$ bzw. $\tau_{\downarrow}$ bestimmt und man erhält

$$\tau(2_1^+) = (14.9^{+16.8}_{-5.0})_{\text{Stat}} \pm 0.7_{\text{Modell}} \text{ ps} \quad (5.8)$$

für die Lebensdauer. Da für die Analyse nur eine kleine Datenbasis zur Verfügung steht und sich die Lebensdauer in einem Bereich befindet, in dem DSAM kaum verlässliche Ergebnisse liefert, ist es sinnvoll an dieser Stelle nur eine untere Grenze für die Lebensdauer anzugeben:

$$\tau(2_1^+) \geq 9.9 \text{ ps}. \quad (5.9)$$

Aus der unteren Grenze für die Lebensdauer lässt sich eine obere Grenze für die Übergangsstärke berechnen:

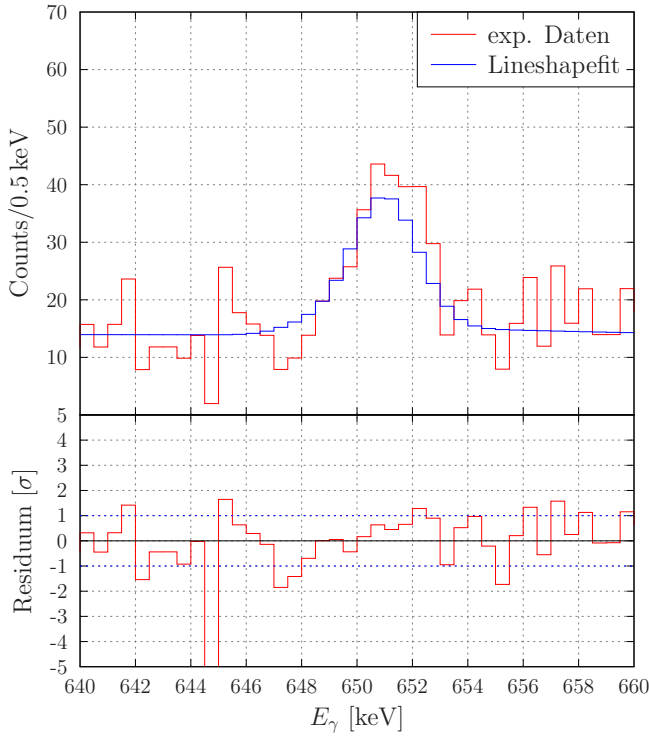
$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) \leq 0.346 e^2 b^2. \quad (5.10)$$

Diese obere Grenze schließt sowohl den derzeit bekannten experimentellen $B(E2)$ -Wert von T. Behrens als auch die theoretischen $B(E2)$ -Werte aus der Beyond-Mean-Field-Rechnung und dem Schalenmodell ein (vgl. Abb. 1.3).

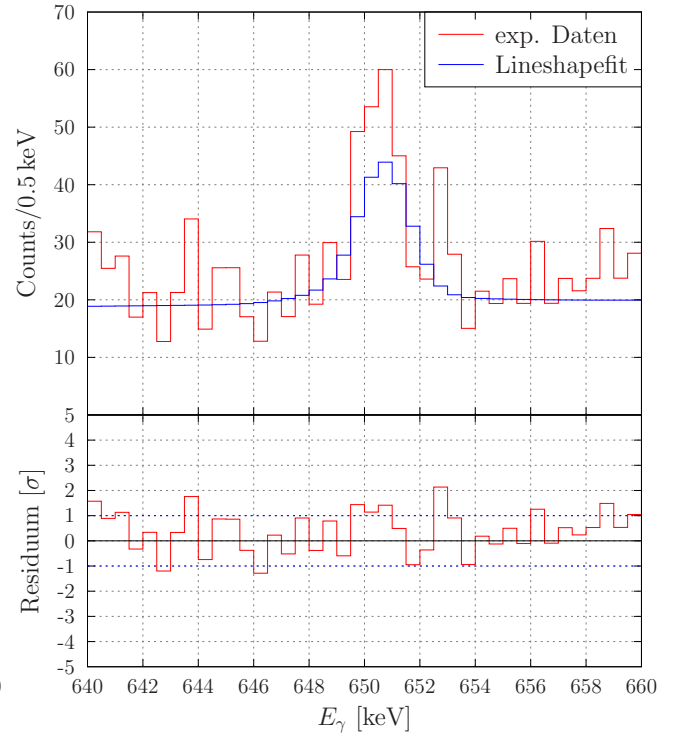
Abbildung 5.5 zeigt die Ergebnisse des Fits der Lineshape an die experimentellen Daten für zwei Detektoren unter Vorwärtswinkeln und zwei Detektoren unter Rückwärtswinkeln. Unterhalb der Spektren sind die Residuen der Fits gezeigt, die ein Maß für die Güte der Fits darstellen. Für das Residuum des i -ten Kanals gilt

$$\text{Res}_i = \frac{|f_i(\vec{x}) - y_i|}{\sigma_i}, \quad (5.11)$$

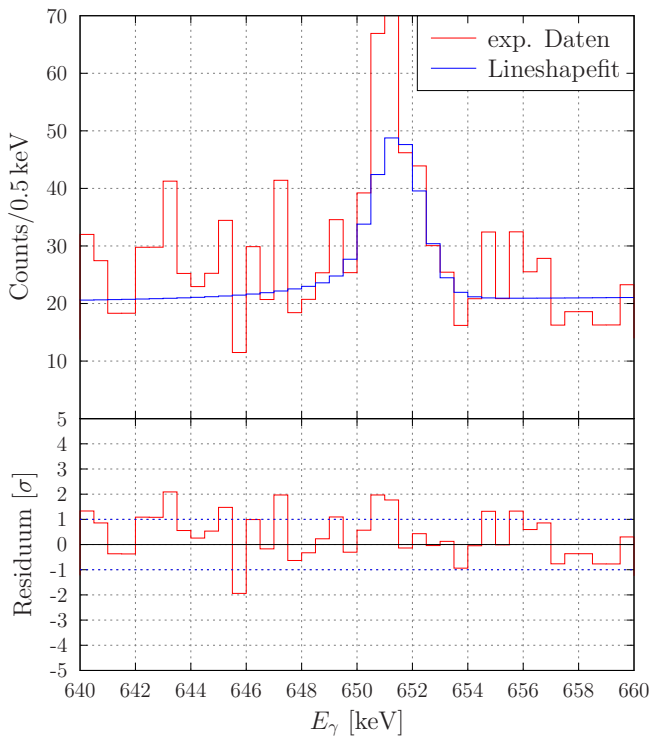
wobei $f_i(\vec{x})$ die Lineshape zum Parametersatz $\vec{x}$ und y_i die Messwerte mit der Standardabweichung σ_i bezeichnet.



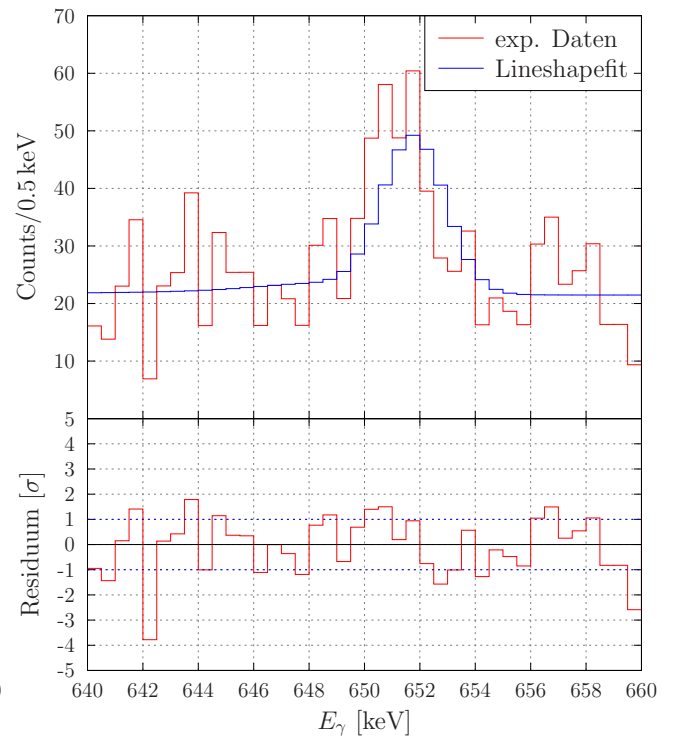
(a) $\vartheta = 45.42^\circ$



(b) $\vartheta = 71.81^\circ$



(c) $\vartheta = 123.48^\circ$



(d) $\vartheta = 143.30^\circ$

Abbildung 5.5.: Spektrum (rot) ausgewählter Cores unter dem Beobachtungswinkel ϑ und gefitteter Lineshape (blau). Unter dem Spektrum sind die Residuen der Fits gezeigt.



6 Schlussbemerkung und Ausblick

Die Kenntnis von Lebensdauern und die damit verbundenen Übergangsstärken in neutronenreichen Cadmiumisotopen sind essentiell für die Beschreibung des astrophysikalischen r-Prozesses der Nukleosynthese. Das Interessante an der Cadmiumisotopenkette ist, dass die Anregungsenergie des ersten 2^+ Zustandes in ^{126}Cd größer ist als in ^{128}Cd , was der Systematik in der Region um dem doppelmagischen Kern ^{132}Sn widerspricht. Die Bestimmung des $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wertes in ^{128}Cd und die damit verbundene Frage, wie kollektiv dieser Kern ist, wird zurzeit von S. Bönig, TUD, untersucht. Der $B(E2)$ -Wert für den gleichen Übergang in ^{126}Cd wurde bereits aus der Anregungswahrscheinlichkeit ermittelt, wofür man jedoch Informationen über die Quadrupoldeformation des Kerns benötigt.

In meiner Master-Arbeit habe ich den Ansatz verfolgt, die Übergangsstärke in ^{126}Cd aus der direkten Messung der Lebensdauer des ersten 2^+ -Zustandes unter Verwendung der DSA Methode und damit modellunabhängig zu bestimmen. Bei meiner Analyse habe ich das neu entwickelte Programm APCAD von C. Stahl, TUD, verwendet und folgenden Wert für die Lebensdauer erhalten:

$$\tau = 14.9^{+16.8}_{-0.7} \text{ ps} . \quad (6.1)$$

Der korrespondierende Wert für die reduzierte Übergangsstärke liegt bei

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.230^{+0.116}_{-0.122} e^2 b^2 , \quad (6.2)$$

wobei die obere (untere) Fehlergrenze durch eine $B(E2)$ -Wert-Berechnung mit der unteren (oberen) Fehlergrenze von τ bestimmt wurde. Dieser Wert passt gut zu den Schalenmodell-Rechnungen von G.S. Simpson mit der jj45a-Wechselwirkung, doch es stellt sich die Frage, in wie weit man dem Wert für die Lebensdauer trauen kann. Aufgrund der im Experiment gemessenen geringen Statistik, die auf Probleme mit dem Primärtarget zurückzuführen sind, kann für die Lebensdauer des ersten 2^+ -Zustandes nur eine untere Grenze angegeben werden. Die für $\tau = 14.9 \text{ ps}$ resultierende Lineshape lässt sich mit dem Auge kaum von einer Lineshape unterscheiden, die zu $\tau \rightarrow \infty$ passt. Für $\tau \rightarrow \infty$ wächst der χ^2 -Wert gegenüber dem Minimum lediglich um 12, was darauf hindeutet, dass die χ^2 -Funktion für große Lebensdauern einen flachen Verlauf hat und damit insensitive auf die Lebensdauer ist.

Bei Lebensdauern $\tau > 12 \text{ ps}$ befindet man sich im Grenzbereich, in dem DSAM verlässliche Ergebnisse liefert. Zwar sind bereits DSAM-Analysen an Zuständen mit Lebensdauern um 10 ps erfolgreich mit dem MINIBALL-Aufbau durchgeführt worden [32], jedoch ist auf Grund der Datenbasis bei der vorliegenden Messung eine exakte Bestimmung der Lebensdauer nicht möglich. Mit der Lebensdauer aus dem $B(E2)$ -Wert von Behrens, läge man noch eher im Bereich für DSAM, doch zeigen aktuelle Forschungsergebnisse, dass der $B(E2)$ -Wert vermutlich kleiner ausfällt als in der Analyse von Behrens. Für die Zukunft wäre eine erneute Messung mit der Recoil-Distance Doppler-Shift Methode sinnvoll, die in diesem Bereich der Lebensdauer sensitiv ist. Der Aufbau hierfür ist technisch sehr aufwendig und aktuell bei REX-ISOLDE nicht verfügbar, befindet sich aber in Planung. Nach dem Ausbau von ISOLDE zu HIE-ISOLDE (geplant: 2013–2015) können höhere Beamenergien erreicht werden, mit denen solche Messung effizienter und mit besserer Statistik durchgeführt werden können. Eventuell ist man mit höheren Beamenergien, ausreichender Statistik und einem Zweischichttarget aus einer dünnen Zinkschicht zur Anregung und einem leichten Stopper in der Lage, DSAM an ^{126}Cd durchzuführen.

Wie schon in der Einleitung erwähnt werden die Messdaten von $^{122,124,126}\text{Cd}$ von S. Ilieva, TUD, aktuell reanalysiert. Aus dieser Reanalyse erhält man für ^{126}Cd unter der Annahme, dass das diagonale Matrixelement $M_{22} = \langle 2^+ | M(E2) | 2^+ \rangle$ verschwindet, ein vorläufiges Übergangsmatrixelement von

$$\langle 2^+ | M(E2) | 0^+ \rangle = M_{20} = 0.402 \text{ eb} \Rightarrow B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = M_{20}^2 = 0.161 \text{ e}^2 \text{ b}^2. \quad (6.3)$$

Verwendet man den von G.S. Simpson ermittelten theoretischen Wert für das Quadrupolmoment $Q_{\text{spec}} = 0.0938 \text{ eb}$ aus der Schalenmodell-Rechnung mit der jj45a-Wechselwirkung und berechnet damit das diagonale Matrixelement M_{22} , so erhält man für die Übergangsstärke

$$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 0.158 \text{ e}^2 \text{ b}^2. \quad (6.4)$$

Beide Werte weichen stark von der Übergangsstärke ab, die Behrens aus dem gleichen Datensatz ermittelt hat, wobei er $M_{22} = 0 \text{ eb}$ angenommen hat. Diese Tatsache und die Modellabhängigkeit der theoretischen Vorhersagen unterstreichen die Notwendigkeit einer modellunabhängigen Messmethode wie die Lebensdauermessung mit DSAM für die Bestimmung der Übergangsstärke. Tabelle 6.1 zeigt eine Übersicht der $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte für ^{126}Cd (vgl. Abb. 1.3) und vergleicht diese mit den aktuellen Analysen.

$B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) [\text{e}^2 \text{ b}^2]$	
Experiment (IS411)	
T. Behrens (PhD, TU München, 2009)	0.28(1)
Schalenmodell	
A. Scherillo et al., Phys Rev. C 70, 054318 (2004)	0.185
G.S. Simpson (2012), jj45a	0.219
G.S. Simpson (2012), Napoli	0.181
K. Sieja (2010)	0.117
Beyond-Mean-Field	
T.R. Rodriguez et al., Phys Lett. B 668, 410 (2008)	0.28
Systematik	
Grodzins-Regel	0.266
aktuelle Analysen	
S. Ilieva, $Q_{\text{spec}} = 0.0938 \text{ eb}$	0.158
diese Arbeit	≤ 0.346

Tabelle 6.1.: Übersicht der $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte für ^{126}Cd .

A Abbildungsverzeichnis

1.1. Ausschnitt aus der Nuklidkarte um die Region von ^{126}Cd [5].	8
1.2. Energie (a) des 2_1^+ -Zustandes und $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Wert (b) in den Cadmium- ($Z = 48$), Zinn- ($Z = 50$), Tellur- ($Z = 52$), Xenon- ($Z = 54$) und Bariumisotopenketten ($Z = 56$) [5, 6, 7]. Man erkennt in jeder Isotopenkette einen Anstieg der Energie und einen Abfall des $B(E2)$ -Wertes beim Schalenabschluss $N = 82$. Auffällig ist der Abfall der Energie von $^{126}\text{Cd}_{78}$ nach $^{128}\text{Cd}_{80}$	9
1.3. Vergleich der $B(E2)$ -Werte in verschiedenen Cadmiumisotopen für $70 \leq N \leq 82$. Die Werte aus den Schalenmodellrechnungen von G.S. Simpson und K. Sieja liegen unterhalb der experimentellen Werte (T. Behrens) und den Werten aus der Grodzins-Regel. Lediglich der Beyond-Mean-Field Ansatz (T.R. Rodriguez) kann die experimentellen Werte bei $N = 78$ reproduzieren.	10
2.1. Vergleich der Lineshapes von $^{\text{nat}}\text{Cu}(^{114}\text{Sn}, ^{114}\text{Sn})^{\text{nat}}\text{Cu}$ für verschiedene Beobachtungswinkel. Die Energie des Übergangs wurde willkürlich auf $E = 1250 \text{ keV} \approx E(2_1^+; ^{114}\text{Sn})$ gesetzt. Die Lebensdauer des beobachteten Zustandes ist $\tau = 750 \text{ fs}$ bei einer Projektilenergie von 3.8 MeV/u . Man beachte, dass die Lineshapes symmetrisch um den mittleren Beobachtungswinkel bei 90° verteilt sind und, dass die Lineshape bei 90° keinerlei Verschiebung aufweist [3].	16
2.2. Vergleich der Lineshapes von $^{\text{nat}}\text{Cu}(^{114}\text{Sn}, ^{114}\text{Sn})^{\text{nat}}\text{Cu}$ für $\tau = 1 \text{ ps}$, $\tau = 0.5 \text{ ps}$ und $\tau = 0.1 \text{ ps}$ unter einem Beobachtungswinkel von 10° . Die Energie des Übergangs wurde willkürlich auf $E = 1250 \text{ keV} \approx E(2_1^+; ^{114}\text{Sn})$ gesetzt. Die Projektilenergie beträgt 3.8 MeV/u . Man erkennt deutlich, dass die Lineshape sensitiv auf die Lebensdauer des untersuchten Übergangs ist [3].	17
2.3. Winkelverteilung des elektromagnetischen Strahlungsfeldes für einen Übergang $2^+ \rightarrow 0^+$ unter Verwendung der theoretischen Winkelkorrelationskoeffizienten.	20
3.1. Schematische Darstellung der Vorgänge am Primärtarget [22]. Beim Auftreffen der Protonen auf das Uran findet Spallation, Fragmentation oder Spaltung (bevorzugt bei der Produktion von Cd-Isotopen) statt. Die Reaktionsprodukte diffundieren durch das Targetmaterial zur Beamline und werden dort zu den Experimentierplätzen beschleunigt.	22
3.2. Einfach geladene Ionen mit einer Energie von 60 keV werden in der REXTRAP gebündelt, um in der EBIS den Ladungszustand der Ionen zu erhöhen. Im anschließenden REX-LINAC werden die Ionen schrittweise auf 3 MeV/u beschleunigt und danach zum Experimentierplatz geleitet.	23
3.3. Geöffnete Targetkammer des MINIBALL-Aufbaus. Zu erkennen ist die Halterung für die Targets und der Silizium-Streifen-Detektor (DSSSD) für den Nachweis gestreuter Teilchen [24], der aber in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet wurde.	24
4.1. Energieeichgerade für Core 1. Die Gerade wurde an die Eichpunkte gefittet. Die Fehler bezüglich der Kanalnummer liegen unterhalb von 1% . Links oben in der Graphik ist das Spektrum der ^{152}Eu - ^{133}Ba -Quelle zu sehen.	26
4.2. Peak bei 688 keV aus dem β -Zerfall von ^{126}Cd . Die Peakform wird durch den Tail-Fit besser wiedergegeben, als durch den Gauss-Fit.	27
4.3. Effizienzkurve für Core 1.	29

4.4. Verteilung der EBIS-Zeit (Zeitdifferenz zwischen dem Auskoppeln der Ionen aus der EBIS und der Registrierung des jeweiligen γ -Quants) mit einem Gate für die Gammaenergie $649\text{ keV} \leq E_\gamma \leq 654\text{ keV}$. Im rot hinterlegten Bereich sind die Cadmiumereignisse zu finden.	30
4.5. Summenspektrum von allen Cores mit unterschiedlichem Gate auf die EBIS-Zeit. Für die Cadmiumereignisse (rot) wurde das Fenster auf $130\text{ }\mu\text{s} < t < 200\text{ }\mu\text{s}$, für das Kontrollspektrum (blau) auf $600\text{ }\mu\text{s} < t < 740\text{ }\mu\text{s}$ gesetzt.	31
5.1. Verteilung der Projektilgeschwindigkeiten für $t = 0.1\text{ ps}$ und $t = 1\text{ ps}$ nach dem Anregungsprozess.	35
5.2. Response-Funktion für Core 1. Die Response-Funktion kann in einen Gauß-Teil und einen Tailing-Teil zerlegt werden.	37
5.3. Eventspektrum von Core 6 ($\vartheta = 45.42^\circ$) mit Fitbereichen (blau). Die Fitbereiche um 500 keV und 735 keV dienen als Angelpunkt für den Untergrund, so dass keine unrealistischen Untergrundfunktionen gefittet werden.	38
5.4. χ^2 -Kurve mit Minimum bei $\tau = 14.9\text{ ps}$. Bei $\tau = 9.9\text{ ps}$ und $\tau = 31.7\text{ ps}$ hat sich der χ^2 -Wert im Vergleich zum Minimum um 1 geändert, was die Fehlergrenzen in τ festlegt.	39
5.5. Spektrum (rot) ausgewählter Cores unter dem Beobachtungswinkel ϑ und gefitteter Lineshape (blau). Unter dem Spektrum sind die Residuen der Fits gezeigt.	41

B Tabellenverzeichnis

2.1. Paritätsänderung bei elektromagnetischen Übergängen mit dem Strahlungscharakter σ und der Multipolordnung l	13
4.1. Energien und relative Intensitäten der Zerfallslinien von ^{152}Eu [27]. Anzumerken ist, dass die Photopeaks im Spektrum durch Übergänge in den Tochternukliden entstehen.	28
5.1. Parameter für das Input-File zur Simulation der Stopping-Matrix mit GEANT4.	34
5.2. Position der verwendeten Detektoren mit Core- und Cluster-ID in Kugelkoordinaten. Der Ursprung entspricht der Mitte des Targets mit der Strahlachse als z -Achse. Für die Unsicherheiten gilt $\Delta\vartheta = \Delta\varphi = 2^\circ$ und $\Delta r = 2\text{ mm}$	36
6.1. Übersicht der $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ -Werte für ^{126}Cd	44



C Literaturverzeichnis

- [1] T. Behrens. *The Evolution of the $B(E2)$ Values Around the Doubly-Magic Nucleus ^{132}Sn* . Dissertation, Technische Universität München, August 2009. Unveröffentlicht.
- [2] T. Kautzsch, W.B. Walters, M. Hannawald, K.-L. Kratz, V.I. Mishin, V.N. Fedoseyev, W. Böhmer, Y. Jading, P. Van Duppen, B. Pfeiffer, A. Wöhr, P. Möller, I. Klöckl, V. Sebastian, U. Köster, M. Koizumi, J. Lettry, H.L. Ravn, and the ISOLDE Collaboration. New states in heavy Cd isotopes and evidence for weakening of the $N = 82$ shell structure. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 9:201–206, 2000. 10.1007/s100500070038.
- [3] C. Stahl. Winkel-kontinuierliches DSAM: Lebensdauer-Messungen mit ortssensitiven Detektorsystemen. Master-Thesis, Technische Universität Darmstadt, October 2011. Unveröffentlicht.
- [4] Th. Kröll, R. Krücken, T. Behrens, V. Vildenstein, T. Faestermann, R. Gernhäuser, M. Mahgoub, P. Maierbeck, K. Wimmer, P. Thirolf, D. Habs, R. Lutter, P. Reiter, N. Warr, A. Blazhev, J. Iwanicki, M. Zielinska, F. Wenander, J. Van de Walle, D. Voulot, J. Cederkäll, G. Georgiev, S. Franchoo, U. Köster, L. Fraile, P. Butler, P. Van Duppen, M. Huyse, A. Ekström, T. Davinson, A. Jungclaus, J.L. Egido, V. Modamio, T. Rodriguez, G. Lo Bianco, S. Nardelli, A. Görgen, and W. Korten. Approching the r-process “waiting point“ nuclei below ^{132}Sn : quadrupole collectivity in ^{128}Cd . *Letter of Clarification for proposal CERN-INTC-2007-013 INTC-P-223 to the INTC Comittee*, October 2008.
- [5] Brookhaven National Laboratory NNDC. Evaluated nuclear structure data file, 2012. [Online; Stand 21. Juni 2012].
- [6] S. Raman, C.W. jr. Nestor, and P. Tikkanen. TRANSITION PROBABILITY FROM THE GROUND TO THE FIRST-EXCITED $2+$ STATE OF EVEN–EVEN NUCLIDES. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 78(1):1–128, 2001.
- [7] D.C. Radford et al. Coulomb excitation and transfer reactions with neutron-rich radioactive beams. *Eur. Phys. J. A* 25, s01, pages 383–387, 2005.
- [8] T.R. Rodríguez, J.L. Egido, and A. Jungclaus. On the origin of the anomalous behaviour of excitation energies in the neutron-rich Cd isotopes. *Physics Letters B*, 668(5):410–413, 2008.
- [9] G.S. Simpson. Private Mitteilung, 2012.
- [10] T. Kröll et al. Coulomb Excitation of Neutron-Rich Cd Isotopes at REX-ISOLDE. *CP802, Exotic Nuclear Systems*, page 283, 2005.
- [11] S. Bönig. Probing the Quadrupole Collectivity of ^{128}Cd using Coulomb Excitation. In preparation.
- [12] T. Mayer-Kuckuk. *Kernphysik*, volume 7. Teubner Stuttgart Leipzig Wiesbaden, 2002.
- [13] K.S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*, volume 1. John Wiley & Sons, 1987.
- [14] J.J. Sakurai. *Advanced Quantum Mechanics*, volume 1. Addison-Wesley Publishing Company, 1967.
- [15] K. Alder and A. Winther. *Coulomb Excitation: A Collection of Reprints*. Academic Press, 1966.
- [16] A. Winther and J. de Boer. A Computer Program for Multiple Coulomb Excitation. *Academic Press*, page 303, 1966.

-
- [17] T. Czosnyka, D. Cline, and C.Y. Wu. *Coulomb Excitation Data Analysis Code; GOSIA*. Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, 2008.
- [18] J.C. Wells and N.R. Johnson. “LINESHAPE”: A Computer Programm for Doppler-broadened Lineshape Lifetime Analysis. *ORNL Physics Division Progress Report for Ending September 30*, 1991.
- [19] G. Collaboration, S. Agostinelli, et al. GEANT4: A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 506(25):0, 2003.
- [20] K. Siegbahn. *Alpha, beta- and gamma-ray spectroscopy*, volume 2. North-Holland Publishing Company Amsterdam, 1966.
- [21] M. E. Rose. The Analysis of Angular Correlation and Angular Distribution Data. *Phys. Rev.*, 91:610–615, Aug 1953.
- [22] The ISOLDE webpage. The ISOLDE facility, 2011. [Online; Stand 19. Januar 2012].
- [23] D. Habs, O. Kester, K. Rudolph, P. Thirolf, G. Hinderer, E. Nolte, G. Bollen, H. Raimbault-Hartmann, H. Ravn, F. Ames, L. Liljebj, K.G. Rensfelt, D. Schwalm, R. von Hahn, R. Repnow, A. Schempp, U. Ratzinger, P. Van Duppen, M. Huyse, and G. Walter. The REX-ISOLDE project. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 126(1–4):218–223, 1997.
- [24] C. Bauer. Coulomb excitation of ^{140}Nd and further experiments. Präsentation, September 2011.
- [25] N. Warr. *Miniball Offline MED to Root convertor Internals*, March 2009.
- [26] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch, and H. Wolters. Programm Tv. Institut für Kernphysik, Köln.
- [27] S.Y.F. Chu, L.P. Ekström, and R.B. Firestone. The Lund/LBNL Nuclear Data Search, 2012. [Online; Stand 13. April 2012].
- [28] C. Bauer. Der $g(2^+)$ -Faktor im Radionuklid ^{140}Ba – Erste Anwendung der „Recoil-in-Vacuum“ Technik an REX-ISOLDE. Master-thesis, Technische Universität Darmstadt, August 2009. Unveröffentlicht.
- [29] D.W. Weisshaar. *MINIBALL Ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren*. Dissertation, Universität zu Köln, June 2002. Unveröffentlicht.
- [30] D. Schwalm, A. Bamberger, P.G. Bizzeti, B. Povh, G.A.P. Engelbertink, J.W. Olness, and E.K. Warburton. Reorientation measurements using the doppler-shift method: static quadrupole moments of ^{20}Ne , ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{26}Mg and ^{28}Si . *Nuclear Physics A*, 192(3):449 – 495, 1972.
- [31] R.G. Helmer and M.A. Lee. Analytical functions for fitting peaks from Ge semiconductor detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 178(2–3):499 – 512, 1980.
- [32] C. Bauer, T. Behrens, V. Bildstein, A. Blazhev, B. Bruyneel, J. Butterworth, E. Clément, L. Coquard, J.L. Egido, A. Eckström, C.R. Fitzpatrick, C. Fransen, R. Gernhäuser, D. Habs, H. Hess, J. Leske, T. Kröll, R. Krücken, R. Lutter, P. Marley, T. Möller, T. Otsuka, N. Patronis, A. Petts, N. Pietralla, T.R. Rodriguez, N. Shimizu, C. Stahl, I. Stefanescu, T. Stora, P.G. Thirolf, D. Voulot, J. van de Walle, N. Warr, F. Wenander, and A. Wiens. Prolate shape of ^{140}Ba from a first combined Doppler-shift and Coulomb-excitation measurement at REX-ISOLDE. In preparation.

D Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ohne die großartige Unterstützung der Vielen, die mir geholfen haben, wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. Thorsten Kröll und Dr. Marcus Scheck für die Betreuung und die vielen Diskussionen auch außerhalb der Physik. Besonders hervorheben möchte ich das Engagement von Christan Stahl, der mir bei Fragen zu DSAM und bei der Arbeit mit seinem Programm tatkräftig geholfen hat. Auch möchte ich an dieser Stelle nicht die Unterstützung der Arbeitsgruppe Kröll und der MINIBALL-Gruppe vergessen, die bei Fragen immer ein offenes Ohr hatten.

Zum Schluss möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mich vom Anfang bis zum Ende in meinem Studium unterstützt haben.