

Messung des Ansprechverhaltens von Si-Detektoren für die Betaspektroskopie niedriger Zählraten

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Anne-Sophie Reimer
geboren am 08.03.1993 in Zittau

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2015

Eingereicht am 21. Dezember 2015

1. Gutachter: Prof. Dr. Kai Zuber

2. Gutachter: PD Dr. Daniel Bemmerer

Betreuer: Dr. Alexander Domula

Zusammenfassung

Zusammenfassung

Deutsch

Diese Bachelor-Arbeit befasst sich mit der Charakterisierung der Beta-Kammer des Instituts für Kern- und Teilchenphysik (IKTP). Die Kammer besitzt derzeit vier Silizium-Detektoren. Diese sind in ihrer Energie kalibriert, die Energieauflösung ist erfasst und ihr Vollenergieansprechvermögen bezüglich Elektronen ist bestimmt worden. Um dieses Ziel erreichen zu können, wurden Konversionselektronen verwendet, die sich durch ihre diskreten Energien auszeichnen. Infolge der vergleichsweise guten Energieauflösung im Bereich von 7 keV konnte eine recht genaue Energiekalibration durchgeführt werden.

Für geeignete Anpassungen der aufgenommenen Messspektren musste eine Fitfunktion gefunden werden, die das linksseitige Tailing der Peaks berücksichtigt. Die linksseitige Faltung einer Fermi-Dirac-Stufe mit einer Lorentz- und rechtsseitig mit einer Gaußfunktion lieferte das gewünschte Ergebnis. Zur Ermittlung des Vollenergieansprechvermögens mussten außerdem Korrekturfaktoren aufgrund von Koinzidenzsummation berechnet werden. Dafür ist die Nutzung von Monte-Carlo-Simulationen notwendig gewesen.

Die Messungen sind mit einer *AMOS*-Monte-Carlo-Simulation verglichen worden.

Abstract

English:

This Bachelor thesis deals with the characterization of the beta chamber at the Institut für Kern- und Teilchenphysik (IKTP). At the moment the chamber has four silicon-detectors. These have been energy-calibrated, their energy resolution has been determined and the full energy efficiency for electrons has been ascertained. To accomplish that purpose there were used conversion electrons. These distinguish by their discrete energies. Because of an comparatively good energy resolution of about 7 keV a precise energy calibration was possible.

For a suitable goodness of fit for the measured spectra it was important to find a fit function that considers the sinistral tailing of the peaks. The sinistral convolution of a Fermi-Dirac-distribution with a Lorentzian-distribution and dexter with a Gaussian-distribution gave the requested result. To investigate the full energy efficiency it was necessary to calculate correction factors because of coincidence summation. For that the usage of Monte-Carlo-Simulations was necessary.

The measurements were compared with a *AMOS*-Monte-Carlo-Simulation.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	5
2.1	Konversionselektronen	5
2.2	Wechselwirkungen in Silizium-Detektoren	6
2.3	Ansprechvermögen	7
2.4	Funktionsweise von Silizium-Detektoren	8
2.5	Koinzidenzsummation	9
3	Experiment	11
3.1	Aufbau	11
3.2	Verwendete Kalibrationsnuklide	13
3.3	Durchführung	15
3.3.1	Allgemeines Vorgehen	15
3.3.2	Aufgenommene Impulshöhenhistogramme	15
3.3.3	Bestimmung einer geeigneten Fitfunktion	16
3.4	Verwendete Daten	22
4	Auswertung und Diskussion	23
4.1	Energiekalibration	23
4.2	Energieauflösung des Detektors	25
4.3	Bestimmung des Vollenergieansprechvermögens	29
4.3.1	Quantifizierung der Koinzidenzsummation	29
4.3.2	Bestimmung der Ansprechvermögen für Photonen und niederenergetische Elektronen	32
4.3.3	Eignung der Korrekturfaktoren	34
4.3.4	Verhalten der einzelnen Detektoren	35
5	Zusammenfassung	39
6	Literaturverzeichnis	41

A	Anhang	43
A.1	Wesentliche Emissionen von $^{137}_{55}\text{Cs}$ und Zerfallsschemata	43
A.2	Auger-Elektronen	46
A.3	Zuordnung der Peaks	46
A.4	Verschiedene <i>AMOS</i> -Simulationen für Photonen und Elektronen	50
A.5	Tabellen	52

1 Einleitung

Die Entwicklung von Detektoren für ionisierende Strahlung ist für die Messung der Eigenschaften von Kernzerfällen für weiterführende wissenschaftliche Untersuchungen von zentraler Bedeutung. Die Eigenschaften eines Detektors wie beispielsweise Auflösungs- und Ansprechvermögen bestimmen letztendlich die Eignung dessen für eine Messung und haben maßgeblichen Einfluss auf die Unsicherheit von Ergebnissen.

Der Gegenstand dieser Arbeit - die Beta-Kammer des IKTP soll schlussendlich dazu dienen, Beta-Spektren mit niedrigen Zählraten aufzunehmen. Das nächstliegende Ziel ist dabei die Analyse von Spektren des Nuklids $^{210}_{83}\text{Bi}$. Vorgaben sind eine geringe Unsicherheit und zudem Spektren mit niedrigen Energieschwellen. Um diese Messungen später durchführen zu können, ist es Ziel dieser Arbeit gewesen, den Detektor-Aufbau zu charakterisieren. Dafür sind Konversionselektronen genutzt worden. Der Vorteil ist hierbei, dass diese aufgrund ihrer Entstehungsweise eine scharfe Energie besitzen und die Halbwertsbreite lediglich durch bei der Detektion vorkommende statistische Vorgänge und durch Wechselwirkungen mit zwischenliegenden Materialien vergrößert wird.

Die Energiekalibration des Detektors, die Energieauflösung sowie das Ansprechvermögen in Abhängigkeit der Energie sind zu ermittelnde Größen gewesen. Die Bestimmung erfolgt über die Aufnahme und Analyse von Impulshöhenhistogrammen bekannter Nuklide. Anhand dieser lassen sich Charakteristika des Detektors ablesen. Durch Approximation der Peaks mittels geeigneter Fitfunktionen ist es möglich, die für die Energiekalibration wichtige Peakposition sowie die Anzahl der gezählten Ereignisse zu ermitteln. Dabei ist die Suche nach einer Fitfunktion, die eine gute Annäherung liefert, sehr wichtig. Eventuelle Asymmetrien und Summationseffekte müssen beachtet und in ihrer Ursache verstanden sowie ein gutes Untergrundmodell gefunden werden.

Um anteilige Summationseffekte durch Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen berücksichtigen und quantitativ erfassen zu können, ist es notwendig, das Ansprechverhalten des Detektors auf die verschiedenen Strahlungsarten zu bestimmen sowie die dafür verwendeten Monte-Carlo-Simulationen in ihrer Korrektheit zu überprüfen.

2 Grundlagen

Um einen Detektor für ionisierende Strahlung vollständig verstehen und beschreiben zu können, ist für eine gegebene Quellgeometrie eine Energiekalibration, die Bestimmung des Ansprechvermögens in Abhängigkeit der Energie und Strahlungsart sowie dessen Energieauflösung erforderlich. Für eine Energiekalibration sind monoenergetisch emittierte Teilchen von Vorteil. Konversionselektronen haben diese Eigenschaft.

Radionuklide sind natürlich vorkommende angeregte Kerne. Jene, die geeignete Konversionselektronen emittieren, können damit als Kalibrationsquellen dienen. Gleichzeitig wird die Emission von Konversionselektronen jedoch auch immer von anderen Strahlungsarten begleitet. So erfordert das Bestimmen der Eigenschaften eines Detektors bezüglich Elektronen auch diejenigen bezüglich Gamma- und Röntgenstrahlung sowie Auger-Elektronen, da Koinzidenzsummationen auftreten können.

2.1 Konversionselektronen

Die überschüssige Energie eines angeregten Atomkerns kann durch Kernspaltung, Teilchenemission, innere Paarbildung, Emission von Gammastrahlung und auch durch innere Konversion abgegeben werden. Bei innerer Konversion geht die überschüssige Energie des Kerns durch elektromagnetische Strahlung direkt auf ein Hüllenelektron des Atoms über. Dieses verlässt das Atom und letzteres bleibt als Ion zurück. Diese sogenannten Konversionselektronen besitzen im Gegensatz zur Beta-Strahlung keine kontinuierlich verteilte sondern diskrete Energien.

Die Energie des Konversionselektrons (CE - englisch: Conversion Electron)

$$E_{CE} = E_K - E_B. \quad (2.1)$$

ergibt sich aus der Bindungsenergie E_B sowie der Anregungsenergie des Atomkerns E_K .

Durch die diskreten Anregungszustände des Atomkerns und die diskreten Bindungsenergien der Hüllenelektronen, ist auch die Konversionselektronenergie diskret und zu Elektronen einer Schale existieren mehrere Konversionsenergien. Ein Beispiel für einen Nuklid, das Konversionselektronen emittiert, ist $^{137}_{55}\text{Cs}$ (siehe Abbildung 2.1 sowie Abbildung A.1).

Da Konversionselektronen geladene Teilchen sind und somit direkt ionisierende Strahlung, sind diese leicht durch Halbleiterdetektoren nachweisbar. Elektronen haben im Vergleich zu

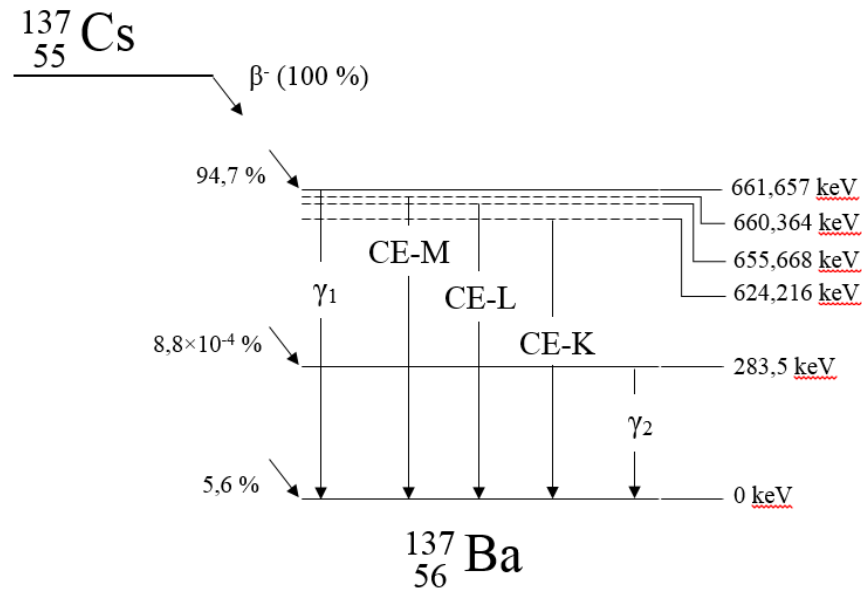


Abbildung 2.1: Modifiziertes Zerfallsschema von $^{137}_{55}\text{Cs}$. Sichtbar sind fiktive Niveaus der Konversionsübergänge. Die Energiedifferenz eines solchen fiktiven Niveaus zu dem darüberliegenden, real existierenden beträgt genau die Bindungsenergie des Elektrons in seiner Schale (siehe auch Abbildung A.1). (Daten aus [1])

Gammastrahlung einen höheren Wechselwirkungsquerschnitt mit Materie. Daher muss, um sie überhaupt in einem Detektor registrieren zu können, darauf geachtet werden, dass das Medium, das die Quelle enthält, die Elektronen nicht bereits vor Auftreffen im Detektor „verschluckt“.

Der Konversionskoeffizient ist ein Maß für das Auftreten von Konversionselektronen. Er beschreibt das Verhältnis der Anzahl der durch Konversion emittierten Elektronen zu Gammastrahlung, die den Kern in der gleichen Zeit verlässt, um ihn ebenso abzuregen. (Abschnitt nach [2])

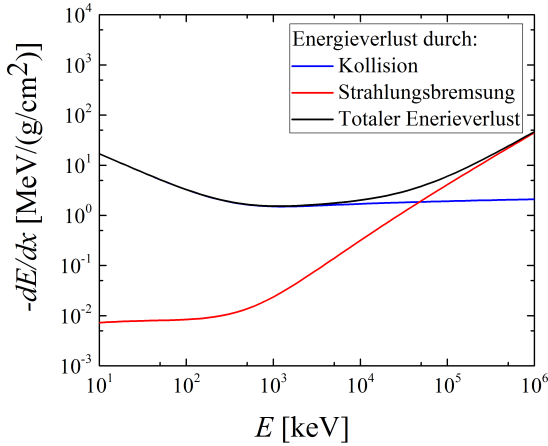
2.2 Wechselwirkungen in Silizium-Detektoren

Bei Eintritt eines Elektrons in einen Silizium-Detektor sind die folgenden Wechselwirkungen möglich: Zunächst kann das Elektron ohne Energieverlust elastisch mit den Atomen des Kristalls streuen. Inelastische Streuung, die mit Energieverlust verbunden ist, entsteht bei Stoßionisation, Bremsstrahlung und Anregung der Atome. Der Energieverlust von Elektronen im Silizium ist im Bereich ihrer Energie von 10 keV bis 1500 keV vor allem durch Stoßionisation und Anregung verursacht (siehe Abbildung 2.2a).

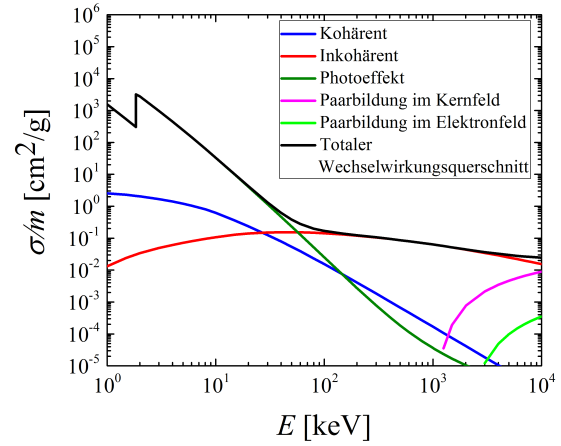
Die wichtigsten Wechselwirkungsarten mit Gamma- und Röntgenstrahlung sind Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung. Beim Photoeffekt werden Elektronen aus der Atomhülle des Wechselwirkungsatoms herausgelöst. Dieser Vorgang dominiert bei niedrigen Energien der Gammastrahlung (siehe Abbildung 2.2b). Beim Compton-Effekt verliert das Gammaquant

Energie durch Herauslösen eines Elektrons aus der Atomhülle. Außerdem verändert sich seine Richtung. Darauf folgend kann es weiter durch den Compton-Effekt oder durch den Photoeffekt wechselwirken.

Paarbildung tritt bei hohen Gamma-Energien auf. Bei dieser Wechselwirkung wird das Gamma-Teilchen im Feld des Atomkerns vernichtet und ein Elektron-Positron-Paar entsteht.



(a) Energieverlust pro Wegstrecke von Elektronen in Silizium in Abhängigkeit ihrer Energie. Bremsstrahlung (rot) tritt stärker bei höheren initialen Elektron-Energien auf. [3]



(b) Wechselwirkungsquerschnitt von Photonen mit Silizium in Abhängigkeit ihrer Energie. Während im niederenergetischen Bereich der Photo- (grün) und Compton-Effekt (rot) dominiert, tritt ab Energien von 1000 keV verstärkt Paarbildung (violett, hellgrün) auf. [4]

Abbildung 2.2: Darstellung der Wechselwirkung und ihrer Einzelbeiträge von a) Elektronen und b) Photonen mit Silizium.

2.3 Ansprechvermögen

Das Ansprechvermögen ist eine zentrale Größe, um Detektoren zu charakterisieren. In dieser Arbeit ist das *Absolute Vollenergieansprechvermögen* für Elektronen bestimmt worden.

Allgemein versteht man unter dem Ansprechvermögen ϵ eines Detektors die Wahrscheinlichkeit, dass ein von einer Quelle emittiertes Teilchen seine Energie im Detektor deponiert und der Messeffekt zu einem Ereignis im Impulshöhenspektrum führt. Für das Elektronansprechvermögen gilt:

$$\epsilon(E_i) = \frac{N_{E_i}}{A \cdot t \cdot \nu(E_i)}, \quad (2.2)$$

dabei bezeichnet E_i die Energie des i-ten Konversionselektrons, N die Zahl der detektierten

Ereignisse, A die Aktivität, t die totzeitkorrigierte Messzeit und ν die Emissionswahrscheinlichkeit des i -ten Konversionselektrons.

Das Ansprechvermögen für Photonen lässt sich analog bestimmen.

Das *Absolute Vollenergieansprechvermögen*, beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein emittiertes Teilchen detektiert wird und im Vollenergiepeak gemessen wird. Eine weitere wichtige Größe ist das *Totale Ansprechvermögen*. Dieses beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass das Teilchen überhaupt im Detektor registriert wird. Dabei werden alle Ereignisse, die im Vollenergiepeak landen betrachtet, aber auch all jene die im vor dem Peak befindlichen Kontinuum gemessen werden. (Abschnitt nach [5])

2.4 Funktionsweise von Silizium-Detektoren

Gegenstand der im nachfolgenden beschriebenen Untersuchungen ist ein Detektoraufbau, der aus PIPS (Passivated Implanted Planar Silicon)-Detektoren besteht.

Silizium ist ein Halbleiter mit einer Bildungsenergie für Elektron-Loch-Paare von 3,67 eV [6]. Wie alle kristallinen Materialien besitzt auch Silizium eine Bandstruktur mit Valenzband, Leitungsband und der dazwischen liegenden Bandlücke. Letztere beträgt bei Raumtemperatur rund 1,1 eV. [6] Diese Energie muss aufgewendet werden (beispielsweise durch thermische Anregung), damit Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband gelangen und zur Leitfähigkeit beitragen können. Um die Leitfähigkeit des Siliziums, welches vier Valenzelektronen hat, zu steigern, werden durch Dotierung Fremdatome in den Kristall eingebracht. Man spricht von n-Dotierung, wenn Elemente der fünften Hauptgruppe (Donatoren), welche fünf Valenzelektronen besitzen eingebracht werden. Dabei nimmt das fünfte Elektron einen Zwischengitterplatz ein, ist somit schwächer gebunden und kann leichter zur Leitfähigkeit im Material beitragen. Im Material besteht also ein Überschuss an negativen Ladungsträgern. p-Dotierung wird durch Elemente der dritten Hauptgruppe (Akzeptoren) realisiert. Da diese Elemente nur drei Valenzelektronen besitzen, entsteht im Gitter ein Loch. Dieses kann durch andere Elektronen aufgefüllt werden, sodass gewissermaßen ein positiver Ladungsstrom stattfindet. [7]

Im Detektor wird p- und n-dotiertes Material in Kontakt gebracht. Dadurch bildet sich im Übergangsbereich eine sogenannte Verarmungszone, in welcher Löcher und überschüssige Elektronen im Gitter rekombinieren und damit in diesem Bereich keine freien Ladungsträger existieren. Ein elektrisches Feld entsteht. Im Wesentlichen basiert nun die Funktionsweise auf der einer Diode. Wenn Spannung so angelegt wird, dass diese in Sperrrichtung geschaltet ist, verstärkt sich das elektrische Feld in der Verarmungszone und letztere vergrößert sich.

Tritt nun ein geladenes Teilchen in den Detektor ein und wechselwirkt inelastisch mit dem

Detektormaterial, so werden Valenzelektronen ins Leitungsband gehoben und es entstehen Elektron-Loch-Paare. Für die Bildung eines Elektron-Loch-Paares ist in Silizium die bereits genannte Energie von 3,67 eV notwendig [6]. Durch die angelegte Spannung und das daraus folgende elektrische Feld, werden die Löcher und Elektronen in der Verarmungszone getrennt und beschleunigt, um weiter zur jeweiligen Elektrode zu driften. Dieser Stromfluss kann gemessen werden und ist proportional zur ursprünglichen Energie des Teilchens. Im nicht-aktiven Bereich des Detektors rekombinieren diese sofort. [7]

Der Vorteil von Halbleiterdetektoren im Vergleich zu gasgefüllten Ionisationsdetektoren ist, dass für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares, um den Faktor 10 weniger Energie vonnöten ist. Die Auflösung ist wesentlich besser, da die Zahl der produzierten freien Ladungsträger um eine Größenordnung höher ist. [7]

2.5 Koinzidenzsummation

Koinzidenzsummation tritt dann auf, wenn die Wahrscheinlichkeit groß ist, dass Teilchen A in einem durch die Zeitauflösung bestimmten Zeitrahmen zusammen mit Teilchen B detektiert wird. Dabei unterscheidet man zwischen wahrer und zufälliger Koinzidenz. Wahre Koinzidenz bezeichnet das Auftreten einer Koinzidenz, die infolge einer einzigen physikalischen Ursache stattfindet. Zufällige Koinzidenz bezeichnet ursächliche Vorgänge, die voneinander unabhängig sind. Bei Untersuchungen mit nahe am Detektor positionierten Quellen sind wahre Koinzidenzen wahrscheinlich.

Zwei Möglichkeiten für Summation existieren: „Summing out“ bezeichnet das Fehlen von Ereignissen in einem Peak. „Summing in“ bezeichnet zusätzliche Ereignisse in einem Peak, die durch „summing out“ aus einem anderen Peak entstehen. [5]

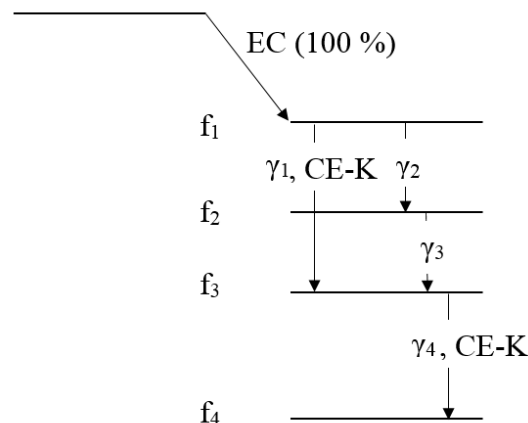


Abbildung 2.3: Modell eines primitiven Zerfallsschemas zur Erläuterung von Summation

Abbildung 2.3 veranschaulicht ein primitives Modell eines Zerfallsschemas. An diesem Beispiel lassen sich Summationseffekte für Konversionsprozesse folgendermaßen erklären:

Das Mutternuklid soll sich in diesem Modell über Elektroneneinfang abregen. Für die γ_1 Linie sollen K-Konversionselektronen existieren, ebenso für die γ_4 . Die Energiedifferenz für den Übergang von f_1 nach f_3 beträgt damit genau die Bindungsenergie des K-Konversionselektrons plus dessen Energie.

Nach Aussenden des K-Konversionselektrons entsteht in der K-Schale eine Vakanz. Das entstandene Loch wird durch Elektronen aus höher gelegenen Schalen aufgefüllt, sodass Röntgenstrahlung entsteht oder ein Auger-Elektron (siehe Anhang, Abbildung A.7) ausgesendet wird. Dies kann ebenso in Kaskaden über die einzelnen Schalen hinweg stattfinden. Diese Prozesse finden im Pico-Sekunden-Bereich statt, sodass der Detektor, dessen Zeitauflösung geringer ist, diese Ereignisse nicht trennen kann und Summation auftritt.

Weitere Summation durch Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen kann durch den Elektroneneinfang, der ebenso eine Vakanz mit sich führt, entstehen. Dies gilt jedoch nur, wenn der angeregte Zustand f_1 sehr kurzlebig ist (kleiner als die Zeitauflösung des Detektors). Summation tritt auch mit Gammastrahlung auf, beispielsweise mit jener, die im Modell von f_3 in den Grundzustand führt. Die letzte Summationsmöglichkeit entsteht durch Summation von Konversionselektronen untereinander. Dies gilt jedoch auch nur, wenn der dazwischen liegende Zustand f_3 kurzlebig ist.

Das wirkliche Erzeugen eines Messsignals all jener genannten Summationsmöglichkeiten hängt stark vom Ansprechvermögen des Detektors auf die jeweilige Strahlungs- bzw. Teilchenart ab. Diese gilt es zuallererst zu bestimmen, um Summationskorrekturen vornehmen zu können.

3 Experiment

3.1 Aufbau

In Abbildung 3.1 ist der Aufbau der dieser Arbeit zugrunde liegenden Beta-Kammer dargestellt. Die Kammer bietet die Möglichkeit, in ihrem Inneren Vakuum zu erzeugen, um einerseits den Betrieb der Detektoren im gekühlten Zustand gewährleisten zu können und andererseits Energiedeposition in der Luft zu vermeiden. Am Boden der Kammer befindet sich dafür eine Flanschverbindung. Sechs PIPS-Detektoren können an der Unterseite des Zylinderdeckels befestigt werden (siehe rechtes Bild, Abbildung 3.1). Darunter werden die Kalibrationsquellen mithilfe einer PMMA-Hülse angebracht (siehe Abbildung 3.2). Innerhalb der Kammer besteht die Möglichkeit, einen Probenhalter anzubringen (siehe mittleres Bild, Abbildung 3.1). Bei den Bauteilen der Betakammer ist darauf geachtet worden, dass sie bezüglich natürlicher Radioaktivität kaum Effekte verursachen.

Die PIPS-Detektoren der Firma *CANBERRA* haben eine aktive Oberfläche von 300 mm^2 und eine Verarmungstiefe von 1 mm . Die Dicke der Detektoren ist so gewählt worden, dass bei einer gegebenen Elektron-Energie von ca. 700 keV auf der einen Seite eine hohe Energiedeposition stattfinden kann und auf der anderen Seite Untergrundeffekte aufgrund natürlicher Radioaktivität minimal gehalten werden. Dadurch wird bewerkstelligt, dass die Detektoren keine bzw. kaum Gammastrahlung oder Myonen detektieren. Außerdem dient eine Bleiabschirmung zur Reduktion des Messuntergrunds. Zur Beurteilung der Detektion von kosmogenen Myonen dient ein Myonenveto. [8]

Die an den Detektor angeschlossene Elektronik besteht aus einer Hochspannungsversorgung, einem Vor- und einem Hauptverstärker sowie einem Analog Digital-Wandler. Daran schließt sich ein Computer für die Datenspeicherung und -verarbeitung an.

Das Anlegen der Hochspannung dient dem Silizium-Kristall als Vorspannung, bei welcher eine gute Konstanz wichtig ist. Eine höhere Vorspannung bewirkt geringere Rauschsignale [5]. Für die Kammer wurde eine sehr präzise Hochspannungsquelle *iseg NHQ205M* gewählt, die sich durch sehr geringes Rauschen auszeichnet.

Die Detektoren sind direkt an die SMA-BNC Vakuum-Durchgriffe gekoppelt, um eine minimale Distanz zum externen Vorverstärker zu realisieren. Fast direkt an den SMA-BNC-Vakuum Durchgriffen ist durch 100 mm LEMO-Kabel das Vorverstärker-Modul angeschlossen. Ein

MSI-8 Elektroniksystem von *mesytec* dient diesem Zweck. Es enthält acht Signal-verarbeitende Kanäle. Jeder davon besteht aus einem Vorverstärker-Modul und einem Hauptverstärker. Die angelegte Spannung kann auf alle acht Kanäle aufgespalten werden. Für den Aufbau bei der Entwicklung des Detektors wurde eine Formungszeit von $1\ \mu\text{s}$ gewählt. Die angelegte Spannung betrug 180 V. [8]

Zur Zeit der Anfertigung dieser Arbeit, enthielt die Kammer lediglich vier der sechs möglichen PIPS-Detektoren.

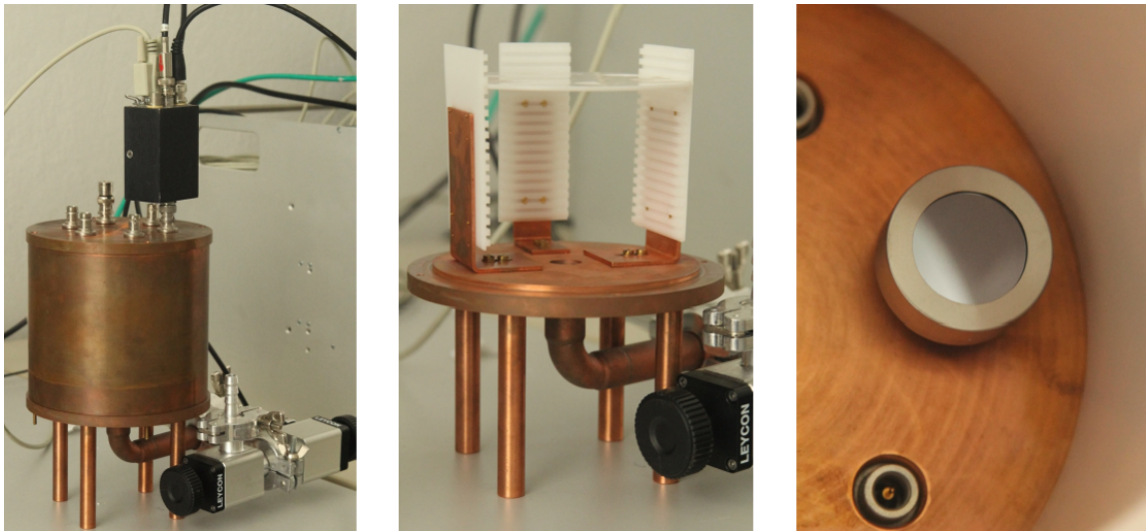
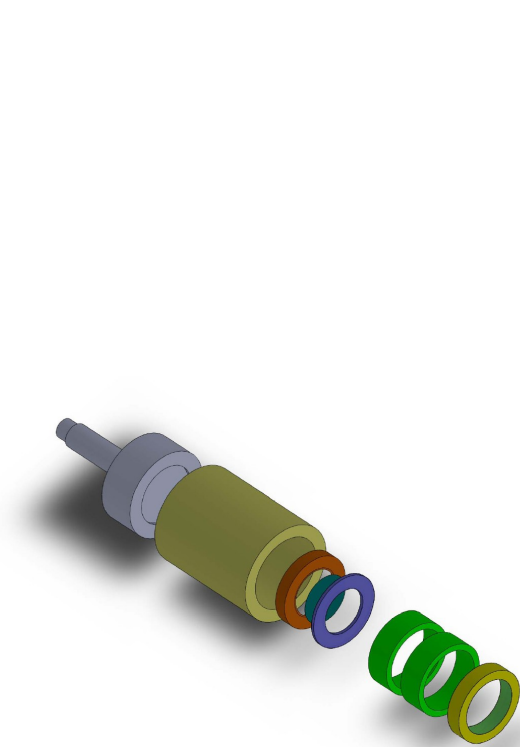
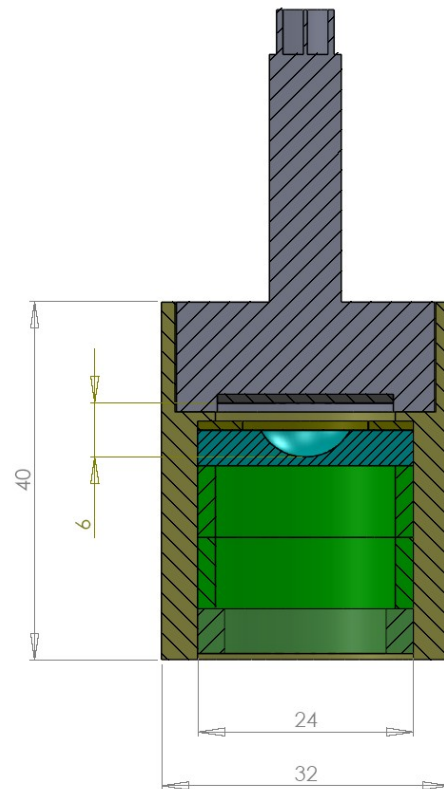


Abbildung 3.1: Aufbau der Beta-Kammer, aus [8]. Im rechten Bild erkennt man einen direkt an den SMA-BNC-Durchgriff gekoppelten PIPS-Detektor. Der Quellhalter (Mitte) wurde für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen nicht benötigt und daher ausgebaut.



(a) Schrägbild der Positionierung der Quelle vor dem Detektor. Eine PMMA-Hülse (graugrün) dient der Anbringung an den Detektor (grau). Innerhalb der Hülse befindet sich die Quelle, welche durch PMMA-Ringe (grün) in ihrer Position festgelegt wird.



(b) Schnitt durch PIPS-Detektor mit vorgelagerter Quelle. Die Quelle (blau) ist in 6 mm Entfernung vor dem PIPS-Detektor (grau) positioniert. Als Befestigungsmedium dient eine PMMA-Hülse (braun). PMMA-Ringe (grün) dienen der Positionsfestlegung der Quelle. Angaben in mm

Abbildung 3.2: Technische Zeichnungen der Quellenposition vor dem PIPS-Detektor. Zur Verfügung gestellt von Dr. A. Domula.

3.2 Verwendete Kalibrationsnuklide

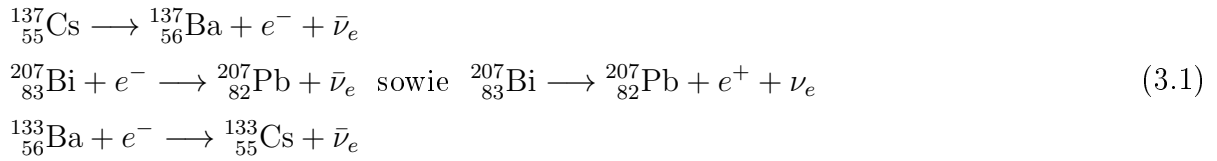
Um einen Detektor mittels Konversionselektronen geeignet in seiner Energie kalibrieren zu können, ist es auf der einen Seite wichtig, einen möglichst großen Energiebereich abzudecken und auf der anderen Seite darauf zu achten, dass die verwendeten Kalibrationsnuklide Konversionselektron-Energien haben, die nicht zu dicht liegen oder, die in ihrer Emissionswahrscheinlichkeit um Größenordnungen unterschiedlich sind. Damit wird gewährleistet, dass sich die entstehenden Konversionspeaks nicht oder nur wenig überlagern und diese somit klar vom Untergrund oder anderen Konversionspeaks trennbar sind. Außerdem ist es notwendig, dass die Nuklide durch Gamma-Strahlung charakterisierbar sind. Dies ist für die Aktivitätsbestimmung erforderlich, die relativ zu Kalibrierstandard-Quellen erfolgt ist.

Um diese Anforderungen einigermaßen erfüllen zu können, wurden drei Kalibrationssonden mit den Nukliden $^{137}_{55}\text{Cs}$, $^{207}_{83}\text{Bi}$ sowie $^{133}_{56}\text{Ba}$ verwendet. In Tabelle 3.1 sind die verwendeten Konversionsenergien aufgeführt.

Nuklid	$^{137}_{55}\text{Cs}$			$^{207}_{83}\text{Bi}$			$^{133}_{56}\text{Ba}$		
	Art	E [keV]	I [%]	Art	E [keV]	I [%]	Art	E [keV]	I [%]
CE-Emissionen	CE-K	624,216	7,79	CE-K	481,6935	1,537	CE-K	240,4143	0,329
	CE-L	655,668	1,402	CE-L	553,8372	0,442	CE-K	266,8662	0,684
	CE-M	660,364	0,3	CE-M	565,8473	0,111	CE-L	297,1365	0,0887
				CE-K	975,651	7,08	CE-K	320,0283	1,309
				CE-L	1047,795	1,84	CE-K	347,8639	0,1506
				CE-M	1059,805	0,44	CE-L	350,2986	0,215
γ -Emissionen	γ	661,637	85,1	γ	569,698	97,75	γ	276,3989	7,16
				γ	1063,656	74,5	γ	302,8508	18,34
							γ	356,0129	62,05
							γ	383,8485	8,94

Tabelle 3.1: Analyse-relevante Konversionselektron- und Gammastrahlungsenergien der verwendeten Nuklide mit Angabe der Intensität pro Kernzerfall. Daten aus [1]

Diese drei Nuklide zerfallen über die folgenden Prozesse (siehe auch Anhang A.1):



Zur Zeit des in Klammern stehenden Referenzdatums beträgt die Aktivität der Kalibrationsnuklide:

$$\begin{aligned}
 A(^{137}_{55}\text{Cs}) &= 14,42 \pm 0,58 \text{ Bq (20.11.2015)} \\
 A(^{207}_{83}\text{Bi}) &= 3,03 \pm 0,02 \text{ Bq (6.11.2015)} \\
 A(^{133}_{56}\text{Ba}) &= 60,23 \pm 2,87 \text{ Bq (19.11.2015)}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Um Verschmierung der Energie der Elektronen zu vermeiden, ist es wichtig, die Ausdehnung der Quelle zu beschränken. Dies bedeutet einerseits einen limitierenden Faktor in der Masse der Probe und daraus folgend jedoch auch der Aktivität. Die Kalibrationsnuklide haben den nachfolgend beschriebenen Aufbau. Für das Material des Quellhalters dient PMMA (Polymethylmethacrylat). Um die Punktförmigkeit der Quelle zu realisieren, wird bei der Probenherstellung ein flüssiger Tropfen mit dem enthaltenen Radionuklid auf eine konkave Vertiefung im PMMA-Probenhalter getropft. Nachdem die Trägerflüssigkeit (z.B. HCl) verdunstet ist, wird die Probe durch eine Mylar-Folie von 5 μm geschützt (siehe Abbildung 3.3). [8]

Im Voranschreiten der Analysen ist außerdem eine im Aufbau wie oben beschriebene $^{242}_{94}\text{Pu}$ -Quelle (Aktivität $A(^{242}_{94}\text{Pu}) = 2,51 \pm 0,14 \text{ Bq (4.12.2015)}$) sowie Quellen des IKTP, die Nuklide



Abbildung 3.3: Aufbau der Kalibrationssonden, aus [8]

$^{241}_{95}\text{Am}$, $^{137}_{55}\text{Cs}$ und $^{133}_{56}\text{Ba}$ verwendet worden. Diese wurden für die Ermittlung des Ansprechvermögens niederenergetischer Auger-Elektronen und Photonen sowie Röntgenstrahlung genutzt. Anhand der Daten konnte die Dicke einer sich auf dem Detektorfenster befindlichen Silberschicht bestimmt und eine geeignete Monte-Carlo-Simulation für das Ansprechverhalten von Photonen und Auger-Elektronen erstellt werden, um damit die Korrekturfaktoren berechnen zu können.

$^{242}_{94}\text{Pu}$ und $^{241}_{95}\text{Am}$ zerfallen zu 100 % über α -Emission (siehe auch Anhang A.1):



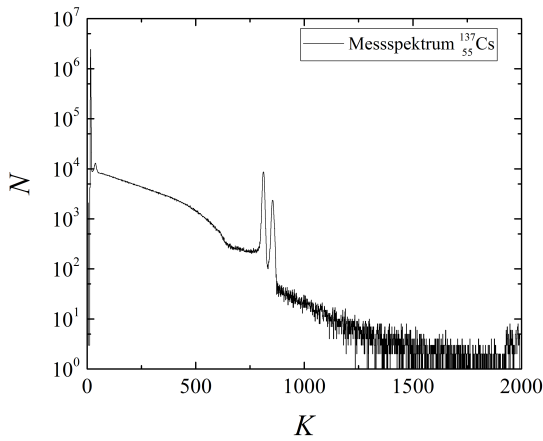
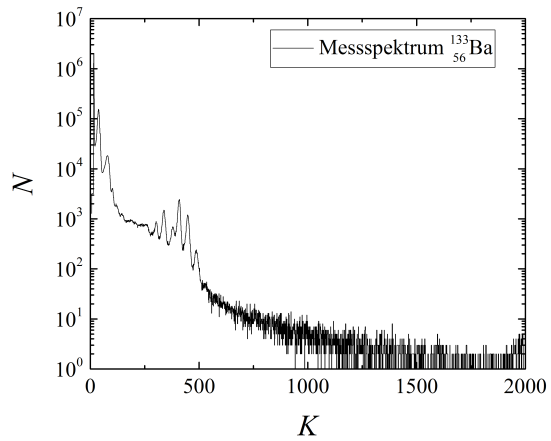
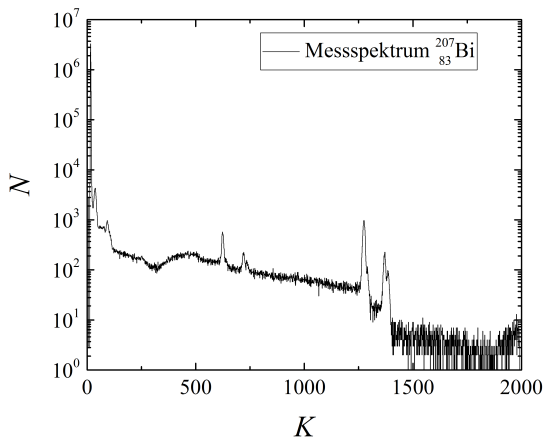
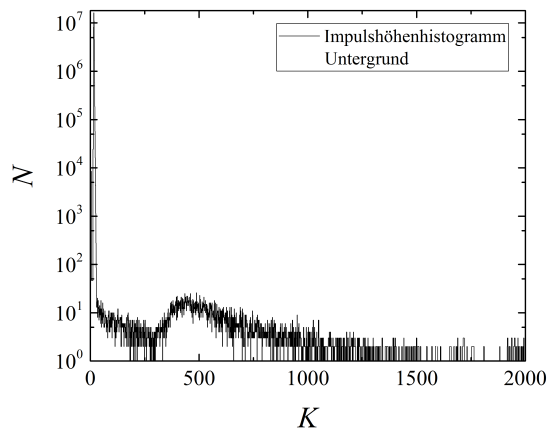
3.3 Durchführung

3.3.1 Allgemeines Vorgehen

Für die Bestimmung der Energiekalibration und des Ansprechvermögens, sind drei verschiedene Kalibrationssonden verwendet worden. Um eine geeignete Statistik zu erreichen, wurden diese fünf bis zwölf Tage lang von jedem Detektor gemessen. Anschließend ist eine Peakanalyse mit Bestimmung der Fitfunktion und Berechnung von Peaklage und Peakfläche durch das Analyseprogramm *Origin* erfolgt. Letztere dienen der Energie-Kanal-Zuordnung sowie der Berechnung des Vollenergieansprechvermögens. Zusätzlich wurden die genauen Aktivitäten der Kalibrationssonden bestimmt. Die Aktivitätsbestimmung erfolgte relativ zueinander mittels Kalibrierstandards. Aufgrund auftretender Summationseffekte mussten Korrekturfaktoren berechnet werden.

3.3.2 Aufgenommene Impulshöhenhistogramme

Die folgenden Impulshöhenhistogramme (Abbildung 3.4) sind innerhalb vier verschiedener Messungen durch Detektor 4 aufgenommen worden. Hierbei ist N über dem Kanal logarithmisch aufgetragen worden. (Die genaue Zuordnung der Peaks ist in Anhang A.3 ersichtlich.)

(a) $^{137}_{55}\text{Cs}$ -Impulshöhenhistogramm(b) $^{133}_{56}\text{Ba}$ -Impulshöhenhistogramm(c) $^{207}_{83}\text{Bi}$ -Impulshöhenhistogramm

(d) Impulshöhenhistogramm des Untergrundes. Deutlich zeigt sich das Ansprechen des Detektors auf Myonen, die den Hauptteil des Messuntergrundes ausmachen.

Abbildung 3.4: Aufgenommene Impulshöhenhistogramme für Detektor 4 mit a) $^{137}_{55}\text{Cs}$, b) $^{133}_{56}\text{Ba}$, c) $^{207}_{83}\text{Bi}$, d) aufgenommenes Untergrundspektrum. Die Auftragung von N erfolgt über der Kanalnummer.

3.3.3 Bestimmung einer geeigneten Fitfunktion

Bei einigen der verwendeten Nuklide liegen die Konversionspeaks so dicht beieinander, dass die Anpassung mittels Multi-Peak-Fits durchgeführt werden muss auch, um den Untergrund geeignet einbeziehen zu können. Weiterhin ist der Untergrund nicht durch eine einfache lineare Funktion darstellbar sondern weist eine stufenförmige Struktur auf. Bei Betrachtung der Impulshöhenhistogramme ist außerdem deutlich geworden, dass eine Näherung mit einer reinen Gauß-Verteilung eher ungeeignet ist, da der Verlauf asymmetrisch ist und linksseitig ein Tailing aufweist.

Eine von Doniach Sunjic entwickelte Funktion

$$DS(x, \alpha, F, E) = \frac{\cos\left(\frac{\pi\alpha}{2} + (1 - \alpha) \cdot \arctan\left(\frac{x-E}{F}\right)\right)}{(F^2 + (x - E)^2)^{\frac{1-\alpha}{2}}} \quad (3.4)$$

beschreibt die beste Übereinstimmung. E beschreibt dabei das Peakzentrum, F ist vergleichbar mit der Halbwertsbreite und α beschreibt einen freien Parameter. [9]

Um dennoch ein einfaches, leicht integrierbares und vor allem physikalisch sinnvolles Modell nutzen zu können, liefert eine Überlagerung aus Normalverteilung und Lorentz-Verteilung eine gute Näherung. Dabei realisiert die jeweilige Faltung der zwei Verteilungen mit einer Fermi-Dirac-Stufenfunktion das Ausbilden der Asymmetrie (siehe Abbildung 3.5). Links vom Peakzentrum dominiert dabei die Lorentz-Verteilung, die das Tailing realisiert und rechts die Gauß-Verteilung. Als Untergrundmodell dient eine Überlagerung aus Stufenfunktion und linearer Funktion. Für Summationspeaks, die durch Röntgenstrahlung und Auger-Elektronen entstehen, werden zur Vereinfachung und Parameterreduktion reine Normalverteilungen verwendet.

Gleichung 3.5 illustriert dieses Modell für einen einzelnen Peak:

$$\begin{aligned} y(x) = & y_0 \\ & + m \cdot x \\ & + Y \cdot \left(\frac{1}{1 + e^{\frac{(x-x_c)}{\mu_U}}} \right) \\ & + \frac{A_S}{w_S \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}}} \cdot e^{-2\left(\frac{x-x_S}{\omega_S}\right)^2} \\ & + \left(1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{x-x_c}{\mu}}} \right) \cdot \frac{A_G}{\omega_G \cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}}} e^{-2\left(\frac{x-x_c}{\omega_G}\right)^2} \\ & + \left(\frac{1}{1 + e^{\frac{x-x_c}{\mu}}} \right) \cdot \frac{2A_L}{\pi} \cdot \frac{\omega_L}{4(x-x_c)^2 + \omega_L^2} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Dabei sind y_0 der Ordinatenabschnitt und m der Anstieg des linearen Untergrunds. Y parametrisiert die Höhe und μ_U die Breite der Stufe des Stufen-Untergrunds. x_c dient der Stufe als Mittelpunkt und später in der Funktion als Peakmaximumsposition der Energie-Kanal-Zuordnung. Für einen eventuell vorhandenen Summationspeak sind A_S die Anzahl der Ereignisse, ω_S die Halbwertsbreite und x_S die Kanalposition.

Der eigentlich betrachtete Peak wird durch folgende Parameter bestimmt:

- x_c - Position des Peakmaximums
- A_G - Gaußpeakfläche
- A_L - Lorentzpeakfläche
- ω_G - Halbwertsbreite Gaußpeak
- ω_L - Halbwertsbreite Lorentzpeak
- μ - Breite der gefalteten Fermi-Dirac-Stufe

Für die Gesamtpeakfläche N_{ges} abzüglich des Untergrundes gilt also:

$$N_{ges} = (A_G + A_L)/2. \quad (3.6)$$

Heuristisch kann dies damit begründet werden, dass die Faltung mit der Stufenfunktion, die für $\lim_{\mu \rightarrow 0}$ einer Heavside-Funktion gleicht, linksseitig die Lorentzfunktion zunächst bei x_c „aus-schaltet“ und gleichzeitig die Gauß-Funktion „einschaltet“. Damit darf von A_G und A_L jeweils nur die Hälfte für die Gesamtpeakfläche „mitgezählt“ werden.

Da Gauß- und Lorentz-Funktion Lebesgue-integrierbar und Schwartz-Raum-Elemente sind, kann dies mithilfe der Eigenschaften der Faltung von Distributionen und dem Satz von Fubini bewiesen werden.

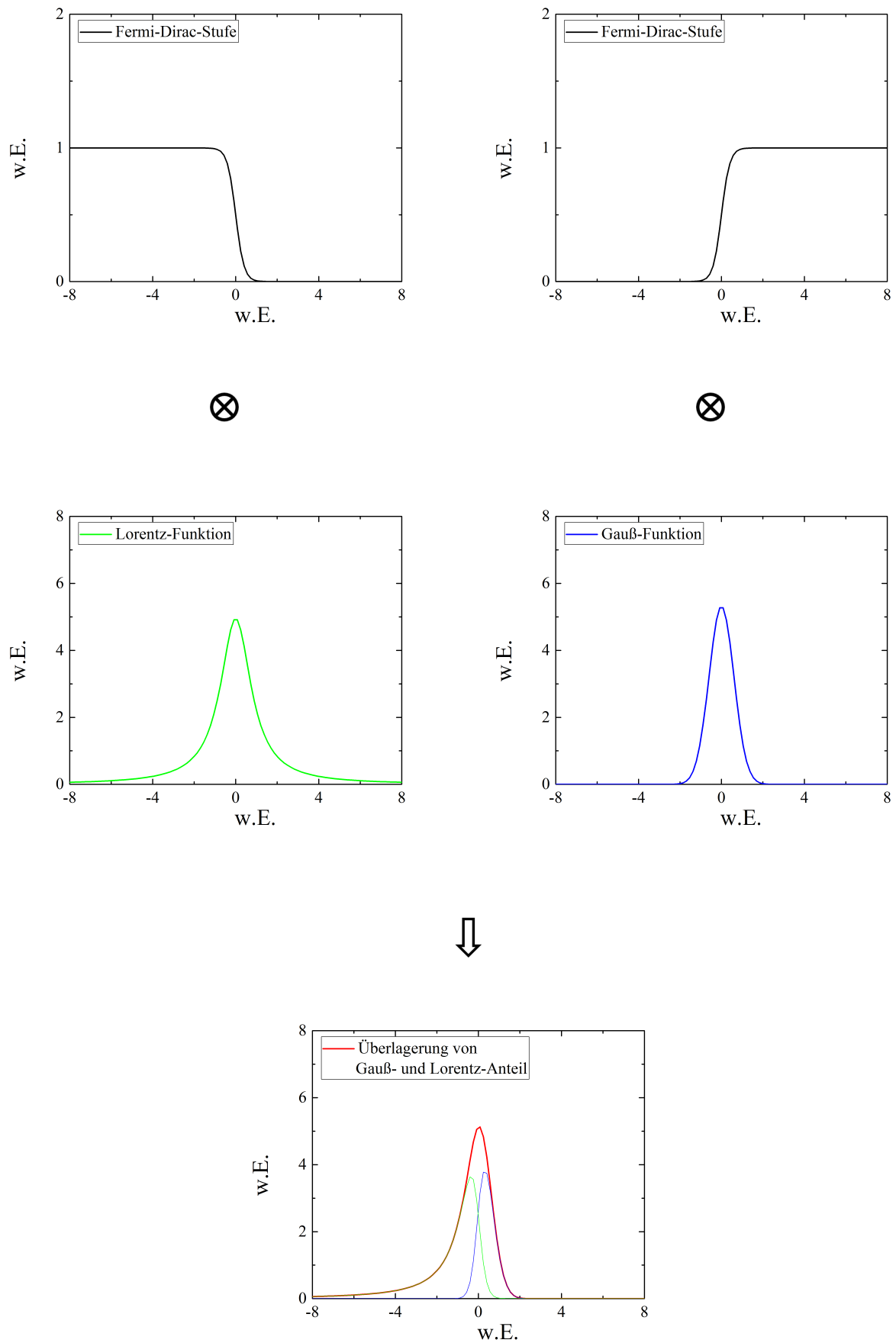


Abbildung 3.5: Modell der verwendeten Fitfunktion: Deutlich sichtbar ist die Wirkung des Lorentzanteils für das linksseitige Tailing. Für das Modell wurden willkürliche Einheiten gewählt.

Für Multi-Peak-Fits dient jedem Peak, der durch ein Konversionselektron hervorgerufen wird, eine Untergrundstufe, ein Gauß- und ein Lorentzanteil. Für diese nah beieinander liegende Peaks sind die Energiedifferenzen so gering, dass die Halbwertsbreite sich unwesentlich ändert. Daher sind ω_G und ω_L , welche eigentlich Energieabhängig wären, für nah beieinander liegende Peaks für jeden Peak als gleich festgelegt worden. Außerdem wird der Parameter f eingeführt, der dazu dient, Gauß- und Lorentzpeakfläche zu koppeln und so gleiche Anteile Gauß- und Lorentzfläche in jedem Peak zu haben. Das heißt, dass für Peak i gilt:

$$A_{L,i} = f \cdot A_{G,i}. \quad (3.7)$$

Außerdem sind in der fortgeschrittenen Analyse noch einige wichtige Vernüpfungen der Parameter erstellt worden. So ist die Höhe Y des Stufenuntergrundes abhängig von Energie und Emissionswahrscheinlichkeit und somit vom Peakinhalt. Der Untergrund der Stufe sollte ebenso wie ω_G abhängig von der Energie sein und wird damit mit ω_G gekoppelt. Zuletzt wird μ_i als für jeden Peak gleich gewählt.

$$Y_i = A_i \cdot h \quad (3.8)$$

$$\mu_{U_i} = \omega_G \cdot a \quad (3.9)$$

$$\mu_i = \mu \quad (3.10)$$

Die Abbildung 3.6 zeigt die gefitteten $^{137}_{55}\text{Cs}$ -, $^{133}_{56}\text{Ba}$ - und $^{207}_{83}\text{Bi}$ -Impulshöhenistogramme.

Für das Nuklid $^{207}_{83}\text{Bi}$ sind für die Peaks der L- und M-Konversionsübergänge und für K-Übergänge zweier kürzer aufgenommener Spektren einfache Normalverteilungen mit linearem Untergrund und Stufe gewählt worden. Dort zeigt sich kein ausgeprägtes Tailing. Bei Anwenden der Gauß-Lorentz-Fitfunktion ergibt sich, dass die Voraussetzung eines kleinen μ nicht gegeben ist. Dieses wird stattdessen sehr groß und der Faktor f sehr klein, sodass das Modell ungeeignet ist und eine reine Gaußverteilung verwendet werden sollte.

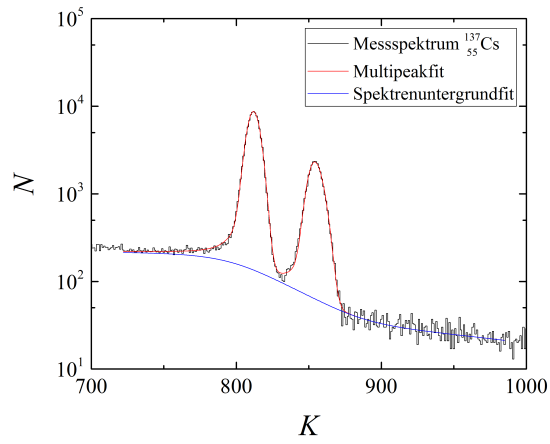
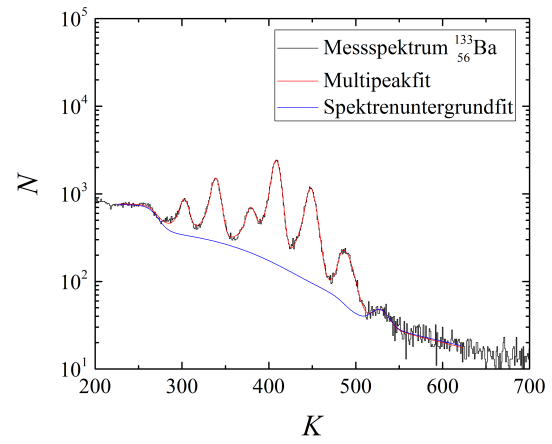
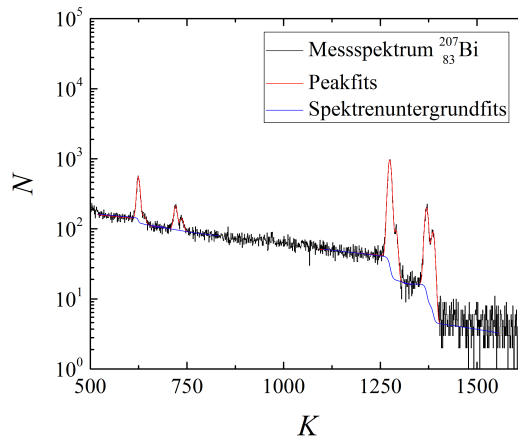
(a) $^{137}_{55}\text{Cs}$ -Impulshöhenhistogramm(b) $^{133}_{56}\text{Ba}$ -Impulshöhenhistogramm(c) $^{207}_{83}\text{Bi}$ -Impulshöhenhistogramm

Abbildung 3.6: Impulshöhenhistogramme von Detektor 4 in logarithmischer Darstellung mit Anpassungsfunktionen und Untergrund (Auftragung über Kanal)

3.4 Verwendete Daten

Die Energiedaten der Konversionselektronen mit ihren Emissionswahrscheinlichkeiten stammen aus *NuDat 2*. Diese Datensammlung ist durch das „National Nuclear Data Center“ der Brookhaven National Laboratory entwickelt worden. Es enthält die Daten der „Evaluated Nuclear Structure Data File“ (ENSDF) und wird stetig durch neue bzw. verbesserte Daten erweitert. [1]

Die Energien sowie Emissionswahrscheinlichkeiten Niederenergetischer Photonen sowie Auger-Elektronen werden in *NuDat 2* gruppiert. Weiterhin sind die Emissionswahrscheinlichkeiten pro Kernzerfall gelistet. Für die Berechnung der Korrekturfaktoren und des Vollenergieansprechvermögens werden die Emissionswahrscheinlichkeiten der Nuklide jedoch auch pro initialer Vakanz benötigt. Daher wurden diese Daten zunächst aus *The Lund/LBNL Nuclear Data Search Version 2.0* aus Berkeley, USA, und der Lund Universität von Schweden (von 2008) bezogen. Diese Bibliothek ist von S.Y.F. Chu, L.P. Ekström und R.B. Firestone erstellt worden [10]. Hier werden die Daten gruppiert, ähnlich wie bei *NuDat 2*, jedoch sind Emissionswahrscheinlichkeiten auch pro initialer Vakanz angegeben.

Um Fehler zu vermeiden, wurden später die aktuellen Daten der „Evaluated Atomic Data Library“ (EADL) des Lawrence Livermore National Laboratory, USA, verwendet und selbstständig gruppiert (Beispiel für $^{207}_{83}\text{Bi}$ siehe Abbildung 3.7).

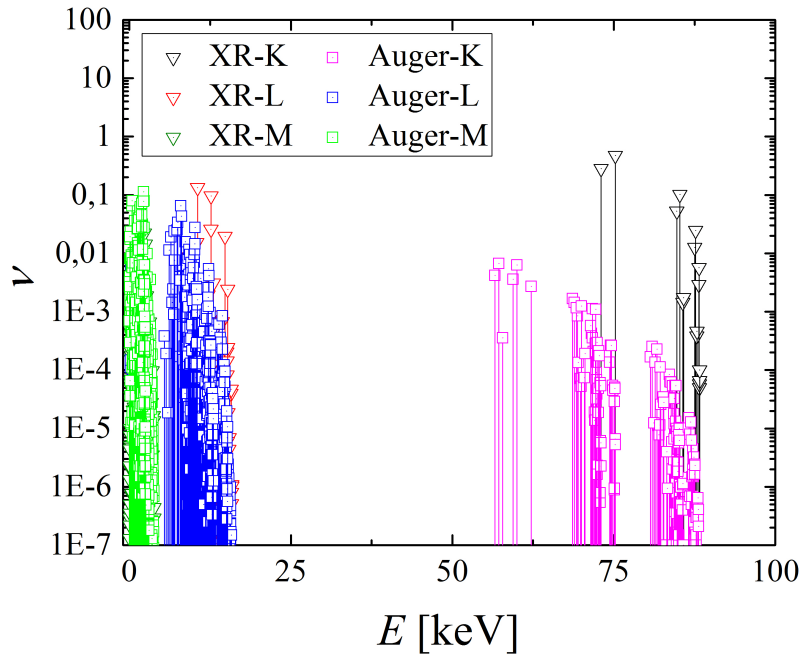


Abbildung 3.7: Emissionswahrscheinlichkeiten von Röntgenstrahlung (XR-K: 16, XR-L: 49, XR-M: 144) und Elektronenemission (Auger-K: 173, Auger-L: 490, Auger-M: 685) pro initialer K-Vakanz von $^{207}_{83}\text{Bi}$. Daten aus [11]

4 Auswertung und Diskussion

4.1 Energiekalibration

Abbildung 4.1 zeigt die Energiekalibration am Beispiel von Detektor 4. Sichtbar sind die einzelnen Beiträge der Kalibrationsnuklide. Die Detektoren 3,5 und 6 erfasst Abbildung 4.2.

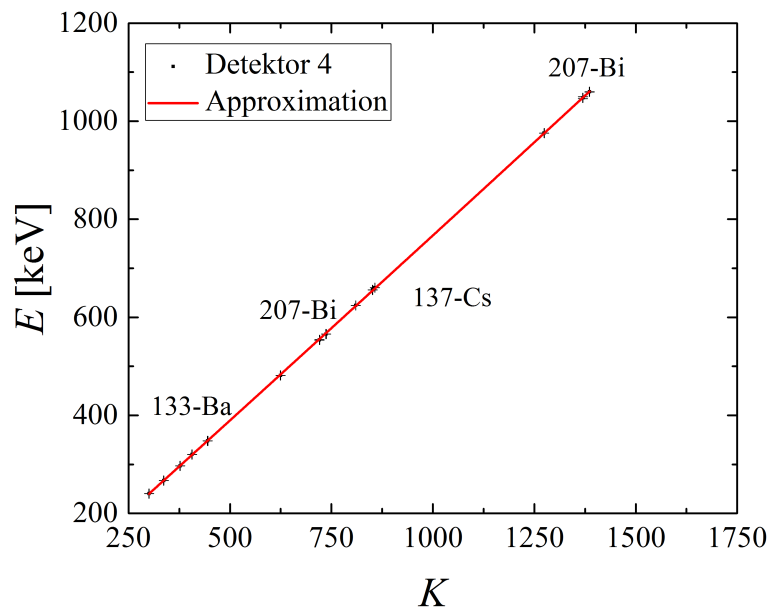


Abbildung 4.1: Energiekalibration für Detektor 4 anhand drei verschiedener Nuklide. Die Unsicherheiten sind in dieser Darstellung nicht erkennbar, da sie kleiner als 0,1% bzw. 0,0001% sind.

Für die Approximation der Energiekalibration dient ein Polynom zweiter Ordnung:

$$E(K) = A + B \cdot K + C \cdot K^2 \quad (4.1)$$

Tabelle 4.1 beinhaltet die Größen der Energiekalibration einschließlich des reduzierten Chi-Quadrats. In guter Näherung kann gesagt werden, dass der Fit linear ist, da der Koeffizient C des quadratischen Terms für jeden der vier Detektoren kleiner als 10^{-5} ist.

In x-Richtung basieren die Unsicherheiten der Kalibrationspunkte auf der Unsicherheit der

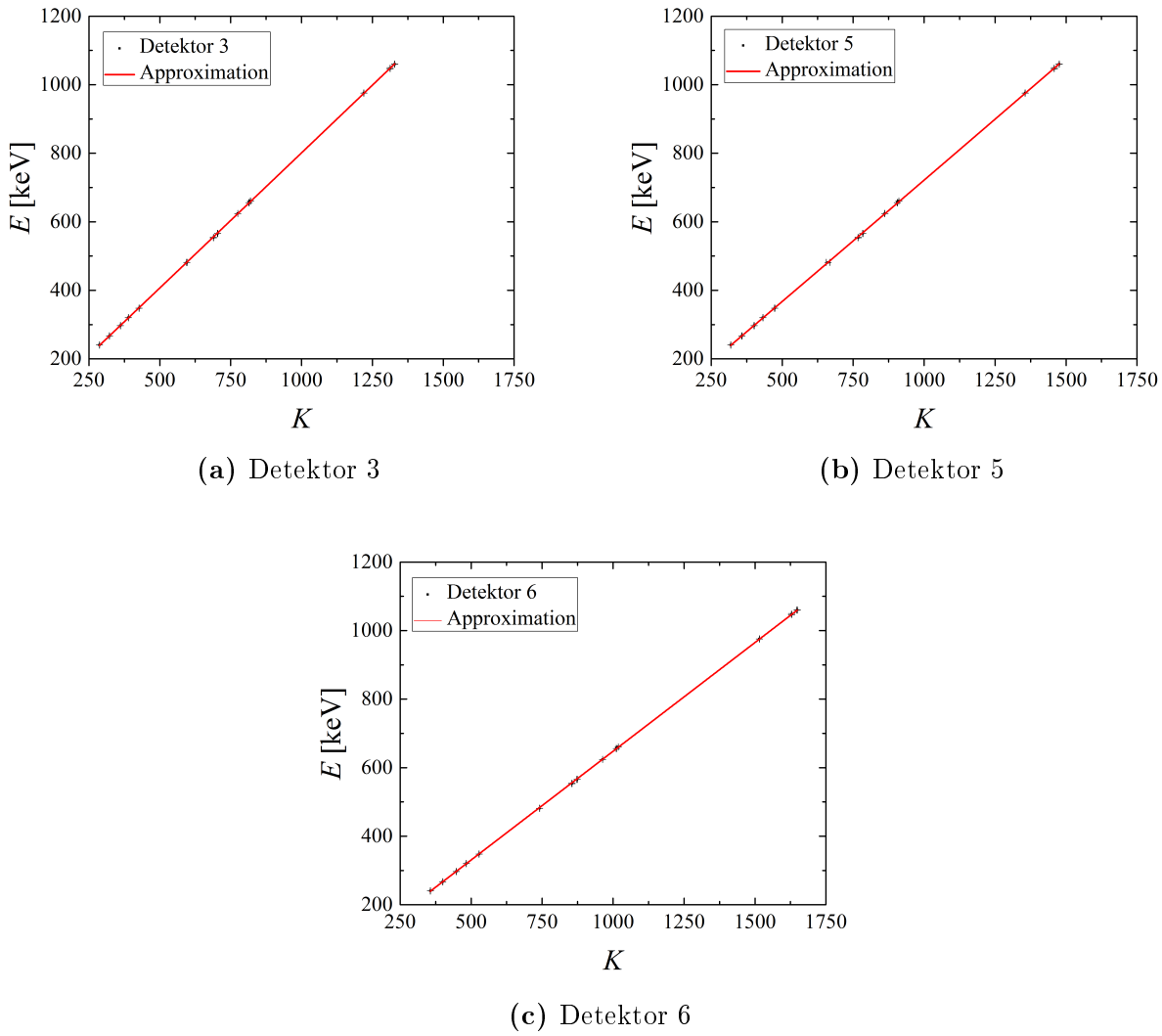


Abbildung 4.2: Energiekalibrationen der einzelnen Detektoren. Auffällig zeigt sich Detektor 6. Im Vergleich mit den anderen Detektoren zeigt sich ein geringerer Anstieg der Anpassungsfunktion.

Detektor	A [keV]	B [keV]	C [keV]	reduziertes χ^2
Detektor 3	$13,5 \pm 1,7$	$0,785 \pm 0,005$	$(2,3 \pm 2,9) \cdot 10^{-6}$	1,31878
Detektor 4	$15,5 \pm 1,7$	$0,744 \pm 0,005$	$(6,8 \pm 2,7) \cdot 10^{-6}$	1,42948
Detektor 5	$15,0 \pm 2,1$	$0,702 \pm 0,005$	$(4,2 \pm 2,9) \cdot 10^{-6}$	2,02958
Detektor 6	$15,0 \pm 1,4$	$0,629 \pm 0,003$	$(3,2 \pm 1,5) \cdot 10^{-6}$	0,86424

Tabelle 4.1: Für die Kalibration relevante Fitparameter

Peakposition x_c der Fitfunktion, welche die Standardabweichung vom Mittelwert darstellt und durch *Origin* ausgegeben wird. In y-Richtung basieren die Unsicherheiten auf den aus *NuDat 2.6* angegebenen Daten für die Konversionsenergien der jeweiligen Nuklide. Beide Unsicherheiten sind in der oben aufgeführten Abbildung kaum erkennbar, da sie für die Daten aus *NuDat 2.6* kleiner als 0,0001% vom eigentlichen Wert betragen und die relativen Unsi-

cherheiten der Kanalposition kleiner als 0,1% sind.

Für die Anpassungsfunktionen der aufgenommenen Impulshöhenhistoramme zeigen die reduzierten Chi-Quadrat-Tests Werte nahe 1. Damit zeigt sich, dass die in Unterabschnitt 3.3.3 beschriebene Anpassungsfunktion sehr gut geeignet ist.

Anhand der reduzierten Chi-Quadrate der Energiekalibrations-Anpassung wird deutlich, dass diese Approximation ebenso geeignet ist. Abweichungen der Fitfunktion sind damit zu erklären, dass die Unsicherheiten in x-Richtung teilweise unterschätzt sind.

Folgende Ursachen können dafür gefunden werden: Zuallererst müssen Statistische Schwankungen der Emissionen in der Quelle genannt werden. So führen Wechselwirkungen der Elektronen in der Quelle selbst sowie in der Mylar-Folie zur Energieverschmierung. Dies wird auch an der Form der Peaks mit ihrem linksseitigen Tailing deutlich.

Weiterhin spielt Zeitstabilität eine Rolle. Die Elektronik unterliegt Schwankungen durch Temperatur- und Druckänderungen. Untersuchungen hierzu wären dringend nötig, hätten den Rahmen dieser Arbeit jedoch gesprengt. Rauschen könnte durch Kühlen der Elektronik verringert werden. Ursachen müssen auch in Summationseffekten gesucht werden. Summation mit niederenergetischer Röntgen-Strahlung und Auger-Elektronen im Bereich von 1-2 keV ändern nichts am Peakflächeninhalt und somit dem Vollenergieansprechvermögen, jedoch an der Peakposition.

Bei Betrachten der Abbildungen zeigt sich, dass die Detektoren untereinander doch Unterschiede in ihrer Energiekalibration aufweisen. Auffällig zeigt sich vor allem das Ergebnis von Detektor 6.

4.2 Energieauflösung des Detektors

Für Silizium beträgt die Ionisationsenergie für ein Elektron-Loch-Paar $E_I = 3,67$ keV [6]. Damit ergibt sich für die Halbwertsbreite von beispielsweise dem 624,216 keV- $^{137}_{55}\text{Cs}$ -Peak:

$$\begin{aligned}
 FWHM_{th} &= 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot \Delta E = 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot \omega \cdot \Delta N \\
 &= 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot \omega \cdot \sqrt{\frac{E}{\omega}} = 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot \sqrt{\omega \cdot E} \\
 &= 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot \sqrt{3,67 \text{ eV} \cdot 624,216 \text{ keV}} \\
 &= 3,56 \text{ keV}
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Die experimentellen Halbwertsbreiten des Gauß- ω_G und Lorentzpeakanteils ω_L sind im Allgemeinen jedoch deutlich größer.

Für diese Energie für Detektor 3 beispielsweise (siehe auch Anhang A.5):

$$\begin{aligned} FWHM_{G,exp} &\equiv \omega_G = (7,38 \pm 0,24) \text{ keV} \\ FWHM_{L,exp} &\equiv \omega_L = (9,3 \pm 3,2) \text{ keV} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Hauptursachen für diese deutlich größeren Werte sind die Energieverschmierung der Teilchen aufgrund der zwischen Detektor und Emissionsort liegenden Mylar-Folie und dem Detektoreintrittsfenster, sowie Fluktuationen im Silizium-Kristall und der Ausselektronik. Die Zahl der Ladungsträger, die durch die ursprünglich deponierte Energie erzeugt werden, unterliegt einer Statistik, da der Energieübertrag der Primärladungsträger bei der Bildung von Elektron-Loch-Paaren variiert. [5]

Jene Elektronen, die durch die Mylar-Folie oder das Eintrittsfenster geschwächt werden, bewirken das Tailing auf der linken Seite der Peaks. Im niederenergetischen Bereich nimmt diese Schwächung noch zu (siehe Abbildung 4.3).

Energieverschmierung wird auch durch statistische Schwankungen der Teilchenenergie bei der Teilchenemission in der Quelle selbst hervorgerufen, da die Realisation einer Punktquelle begrenzt ist. Einige der verwendeten Quellen können nicht trägerfrei hergestellt werden, sodass immer auch ein Anteil des natürlich vorkommenden Nuklids enthalten ist und Wechselwirkungen nicht auszuschließen sind. Der Beitrag dieser sollte jedoch minimal sein.

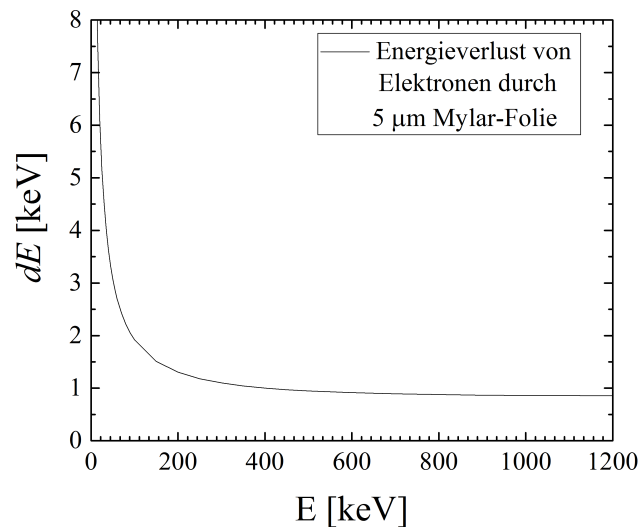


Abbildung 4.3: Energieverlust der Elektronen bei 5 μm Mylar-Folie. Für niederenergetische Elektronen nimmt dieser sehr stark zu. Für Elektronen mit Energien ab 200 keV stellt er sich auf 1 keV ein.

Das Weglassen der Mylar-Folie hätte das Tailing deutlich minimiert. Um aber Kontamination der Detektoren und des gesamten Aufbau und Umfelds zu vermeiden, ist es dennoch sinnvoll diese auf den Quellen zu belassen. Um gleiche Bedingungen auch für spätere Messungen zu

schaffen, ist daher zu empfehlen, stets eine 5 μm Mylar-Folie zwischen Detektor und Quelle zu platzieren.

Wie oben bereits beschrieben, ist für Multipeakfits eine Gauß- und eine Lorentzbreite für jeden Peak verwendet worden, da die Energieunterschiede sehr gering sind. Für die nachfolgenden Grafiken sind daher die Gauß- und Lorentzbreiten jeweils für jene Energie aus einem Multipeakfit aufgetragen, die die größte Emissionswahrscheinlichkeit hat. Da die Flächenanteile dieser Peaks die größten innerhalb eines Multipeakfits sind, orientiert sich beim Anpassen auch *Origin* vor allem an diesem Peak.

Nach Gleichung 4.2 müsste die Halbwertsbreite mit zunehmender Energie wachsen. In Abbildung 4.4 kann diese Abhängigkeit nicht festgestellt werden (siehe auch Anhang A.5). Es zeigt sich, dass die Halbwertsbreite ungefähr konstant bleibt. Aufgrund der wenigen Referenzpunkte lässt sich eine genaue Aussage jedoch nicht treffen.

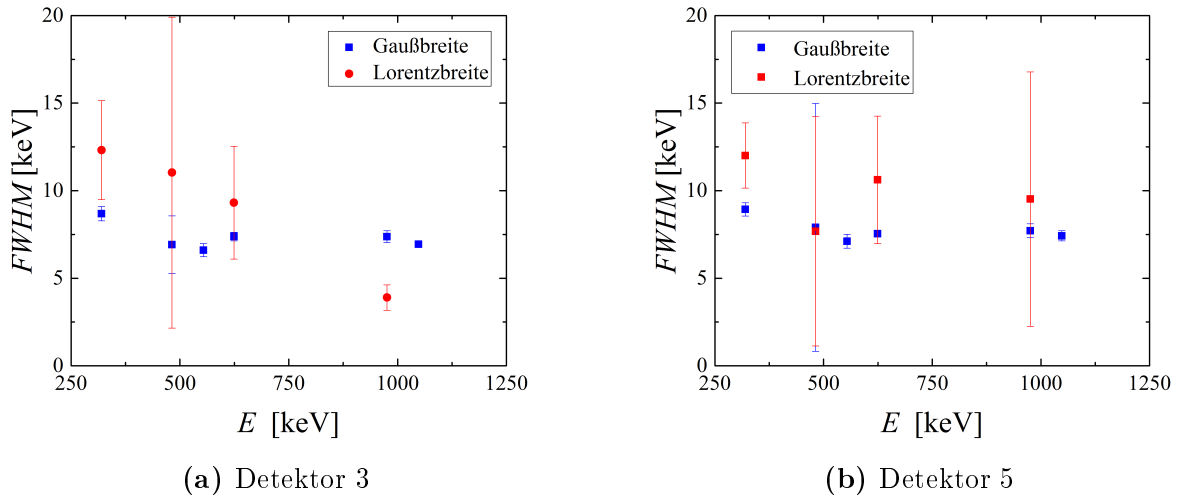
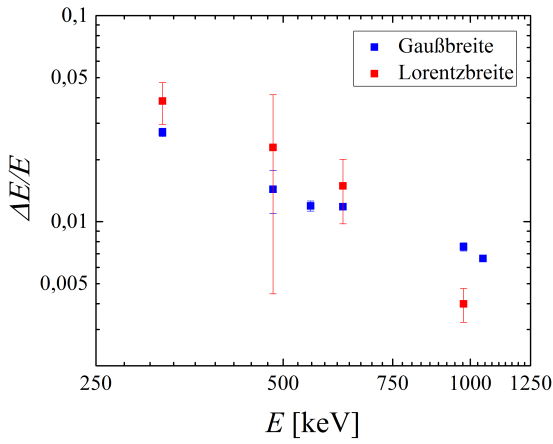


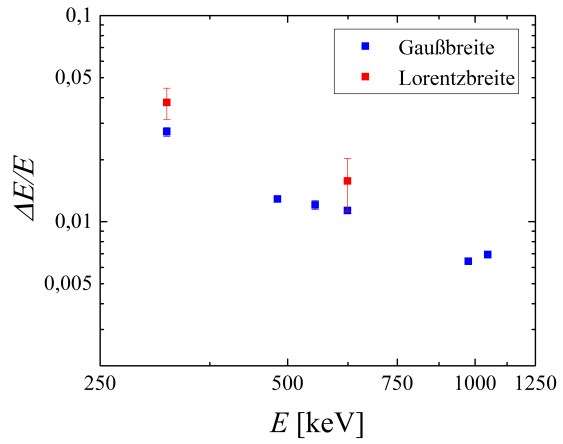
Abbildung 4.4: Halbwertsbreite zweier Detektoren. Die Gaußbreite bleibt ungefähr konstant. Die Lorentzbreite scheint zu kleineren Energien hin anzuwachsen.

Für die Lorentzbreite kann man einen leichten Abfall hin zu höheren Energien erkennen sowie eine große Unsicherheit. Vor allem für die $^{207}_{83}\text{Bi}$ -Quelle, welche eine Aktivität von unter 4 Bq hat, sind große Unsicherheiten zu bemerken. Diese niedrige Aktivität bewirkt eine geringe Zählrate und somit schlechtere Statistiken. Daher ist das Tailing für diese Messspektren meist nicht sehr stark ausgeprägt und die Unsicherheit der Lorentzbreite wird größer. Bei den in kürzerer Zeit gemessenen Spektren ist die Verwendung der in Gleichung 3.5 beschriebenen Fitfunktion eher unpassend. Der Lorentzanteil sinkt und die Ungenauigkeiten der Lorentzbreite und Lorentzfläche steigen sodass eine einfache Normalverteilung eine bessere Approximation liefert. Dies ist auch der Grund, warum in einigen der Grafiken aus Abbildung 4.5 die Lorentzbreite fehlt.

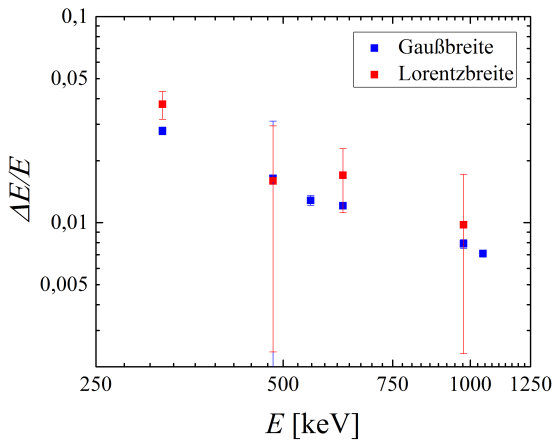
Der leichte Abfall der Lorentzbreite kann damit erklärt werden, dass hin zu niedrigeren Energien der Wechselwirkungsquerschnitt der Elektronen mit der Mylar-Folie zunimmt und somit die Verschmierung hin zu niedrigeren Energien größer.



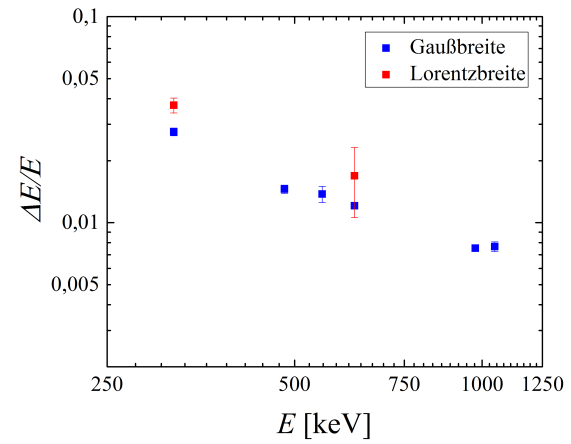
(a) Detektor 3



(b) Detektor 4



(c) Detektor 5



(d) Detektor 6

Abbildung 4.5: Relative Energieauflösung der einzelnen Detektoren in doppeltlogarithmischer Auftragung.

4.3 Bestimmung des Vollenergieansprechvermögens

Im Laufe der Analyse ist deutlich geworden, dass Summation von Konversionselektron- mit Röntgenstrahlung- und Auger-Elektron-Ereignissen stattfindet. Sehr gut erkennbar ist dies an den Konversionslinien 481,6935 keV und 975,651 keV von $^{207}_{83}\text{Bi}$ (siehe Abbildung 4.6). Hier erkennt man eine Schulter rechtsseitig des eigentlichen Peaks.

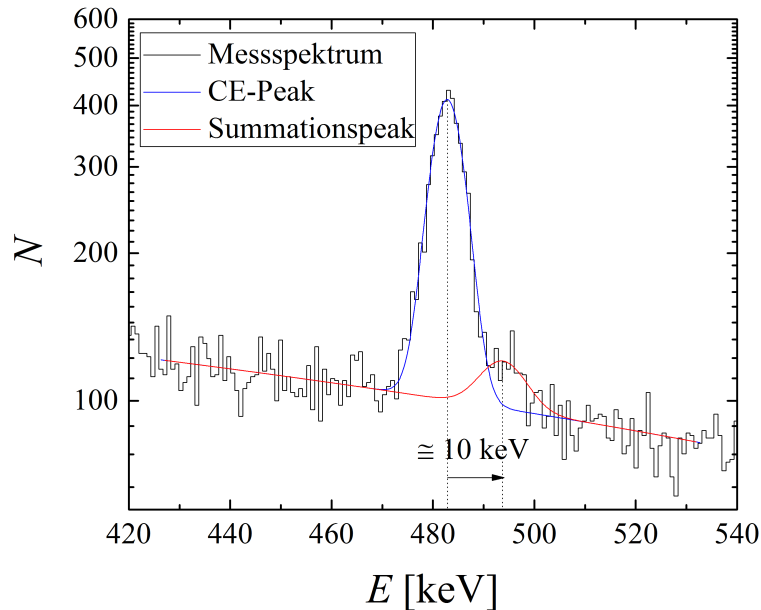


Abbildung 4.6: K-Konversionspeak (481,6935 keV) mit Summationspeak von $^{207}_{83}\text{Bi}$

Um das Vollenergieansprechvermögen dennoch korrekt berechnen zu können, müssen Korrekturfaktoren berechnet werden, die das Ansprechverhalten des Detektors auf Photonen, Röntgenstrahlung und Auger-Elektronen berücksichtigen.

4.3.1 Quantifizierung der Koinzidenzsummation

Ursache für die Summation liegt vor allem in dem minimalen Abstand von 6 mm zwischen Messsonde und Detektor.

Eine Lösung dafür wäre daher ein Platzieren der Sonde in größerer Entfernung, da dann die Koinzidenz von in den Detektor eintreffenden Konversionselektronen und Röntgenstrahlung verringert würde und Summationseffekte vernachlässigbar wären. Dies ist nicht realisiert worden, denn ein Grund für den geringen Abstand ist, dass bei den in Zukunft aufzunehmenden Spektren seltener Zerfälle mit geringen Zählraten gerechnet werden muss und daher der Abstand zwischen Quelle und Detektor ebenso klein sein wird. Ähnliche Bedingungen sind für die Energie-Kanal-Kalibration von Vorteil.

Eine weitere Lösung, das Einbringen einer Folie (beispielsweise eine Goldfolie), die gerade so viel Energie herausfiltert, dass Röntgenstrahlung und Auger-Elektronen mit Energien kleiner als 10 keV den Detektor nicht erreichen und so nicht mehr summieren können, bewirkt eine Energieverschiebung aller Kalibrationslinien sowie eine Verschlechterung der Energieauflösung, sodass auch dies nicht realisiert worden ist.

Koinzidenzsummation beeinflusst die Berechnung des Vollenergieansprechvermögens, da die Peakflächen durch „summing out“ zu wenig und/oder durch „summing in“ zu viele Ereignisse haben. Um diese Umstände zu berücksichtigen, muss die Nettopeakfläche korrigiert werden. Dazu ist für jeden relevanten Konversionspeak ein Korrekturfaktor bestimmt worden.

Die Gesamtzahl aller detektierter Ereignisse, die aus einer Konversionselektronemission folgen, ist:

$$N_{Brutto} = \xi_0 \cdot \epsilon_{CE-x}^V \quad (4.4)$$

Dabei ist die gesuchte Größe das Vollenergie-Ansprechvermögen ϵ_{CE}^V . ξ_0 beschreibt die Zahl der ausgesendeten Konversionselektronen der Schale x und wird beschrieben durch:

$$\xi_0 = A \cdot t \cdot \nu_{CE-x} \quad (4.5)$$

A bezeichnet die Aktivität, t die totzeit-korrigierte Messzeit und ν_{CE-x} die Emissionswahrscheinlichkeit des x-Konversionselektrons pro Kernzerfall.

Die im Einzelpeak gemessene Fläche ist die Nettopeakfläche und entspricht N_{ges} :

$$\begin{aligned} N_{Netto} &= \xi_0 \cdot \epsilon_{CE-x}^V \cdot \left(1 - \sum_i \epsilon_{X_i}^{tot} \cdot \nu_{X_i} - \sum_i \epsilon_{Auger_i}^{tot} \cdot \nu_{Auger_i} - \sum_y \epsilon_{CE-y}^{tot} \cdot \nu_{CE-y} \right) \\ &\quad + \sum_z \xi_0 \cdot \epsilon_{CE-z}^V \cdot \left(\sum_j \epsilon_{X_{zj}}^V \cdot \nu_{X_{zj}} + \sum_j \epsilon_{Auger_{zj}}^V \cdot \nu_{Auger_{zj}} \right) \\ &\equiv N_{ges} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Die erste Zeile der Gleichung beschreibt das „summing out“. Abzüglich von N_{Brutto} wird über alle für diese durch Konversion entstehende x-Vakanz möglichen Röntgen- und Auger-Elektron-Aussendungen in zweiter Ordnung der Summation summiert. Außerdem auch über jene, die im Falle von Elektroneneinfang des Mutternuklids entstehen können (erste und zweite Summe). Dafür ist jedoch Voraussetzung, dass die Zwischenniveaus kurzlebig sind. Außerdem muss gegebenenfalls bei Zwischenniveaus mit kurzen Lebensdauern die Summation von hintereinander auftretenden y-Konversionselektronen beachtet werden (dritte Summe).

Die Summation über Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen kann in den meisten Fällen

ab der M-Schale abgebrochen werden. Alle Energien höherer Schalen sind kleiner als 1 keV, sodass diese bereits im Nettopeak mitgezählt werden und in der Summationskorrektur nicht betrachtet werden müssen.

Um das „summing out“ korrekt zu berechnen, muss für die Ansprechvermögen von Röntgenstrahlung und Auger-Elektronen das totale ϵ^{tot} verwendet werden. ν_{Auger_i} und ν_{X_i} beschreiben die Emissionswahrscheinlichkeiten, dass ein Konversionselektron von der entsprechenden Strahlung begleitet wird. Für das Nuklid $^{133}_{56}\text{Ba}$ muss dabei beachtet werden, dass die angeregten Zustände des Tochternuklids $^{133}_{55}\text{Cs}$ so kurz sind, dass alle auftretenden Strahlungen nahezu zugleich stattfinden und somit summieren. Daher wird hier die Emissionswahrscheinlichkeit pro Kernzerfall verwendet. Bei dem Nuklid $^{207}_{83}\text{Bi}$ existieren jedoch metastabile Zustände, sodass hier die Emissionswahrscheinlichkeiten pro initialer Vakanz verwendet wird.

Die zweite Zeile beschreibt das „summing in“. Es wird über all jene Ereignisse summiert, die aus Summationen von niederenergetischen z-Konversionslinien hervorgehen und in ihrer Gesamtenergie jene des x-Konversionselektrons erreichen. Dafür wird das Vollenergieansprechvermögen ϵ^V benötigt, um die Wahrscheinlichkeit auszudrücken, dass jene Summation genau im x-Konversions-Peak landet.

Vereinfachend sind für die Korrekturfaktoren im vorliegenden Experiment keine Summationseffekte dritter Ordnung betrachtet worden. Diese Näherung ist damit begründbar, dass diese Komponenten um mindestens zwei Größenordnungen kleiner sind, als für Summationskomponenten zweiter Ordnung.

Die relativen Unsicherheiten der Korrekturfaktoren sind in der Größenordnung von 0,01%. Da die relativen Unsicherheiten von N_{ges} wesentlich größer sind, hat die Unsicherheit der Korrekturfaktoren keinen Einfluss auf das Endergebnis, sodass diese vernachlässigt worden sind.

Mit $\frac{N_{Netto}}{N_{Brutto}}$ ergibt sich der Faktor:

$$\begin{aligned}
 f_x &= \frac{N_{Netto}}{N_{Brutto}} = \frac{\xi_0 \cdot \epsilon_{CE-x}^V \cdot (1 - \sum_i \epsilon_{X_i}^{tot} \cdot \nu_{X_i} - \sum_i \epsilon_{Auger_i}^{tot} \cdot \nu_{Auger_i} - \sum_y \epsilon_{CE-y}^{tot} \cdot \nu_{CE-y})}{\xi_0 \cdot \epsilon_{CE-x}^V} \\
 &+ \frac{\sum_z \xi_0 \cdot \epsilon_{CE-z}^V \cdot (\sum_j \epsilon_{X_{zj}}^V \cdot \nu_{X_{zj}} + \sum_j \epsilon_{Auger_{zj}}^V \cdot \nu_{Auger_{zj}})}{\xi_0 \cdot \epsilon_{CE-x}^V} \\
 &= 1 - \sum_i \epsilon_{X_i}^{tot} \cdot \nu_{X_i} - \sum_i \epsilon_{Auger_i}^{tot} \cdot \nu_{Auger_i} - \sum_y \epsilon_{CE-y}^{tot} \cdot \nu_{CE-y} \\
 &+ \sum_z (\sum_j \epsilon_{X_{zj}}^V \cdot \nu_{X_{zj}} + \sum_j \epsilon_{Auger_{zj}}^V \cdot \nu_{Auger_{zj}})
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Beim letzten Gleichheitszeichen wurde angenommen, dass $\frac{\epsilon_{CE-z}^V}{\epsilon_{CE-x}^V} \approx 1$. Diese Näherung kann damit gerechtfertigt werden, dass die Energiedifferenz zwischen x-Konversionspeak und aufsummiertem z-Konversionspeak sehr gering ist, da nur benachbarte Peaks für diese Summation in Frage kommen und somit die Ansprechvermögen ϵ_{CE} von x- und z-Konversionselektron ungefähr gleich sein sollten.

Schlussendlich ergibt sich der Korrekturfaktor κ_x (siehe Anhang, Tabelle A.1) aus:

$$N_{Brutto} = \kappa_x \cdot N_{Netto} = \frac{N_{Netto}}{f_x} \quad (4.8)$$

und somit:

$$\kappa_x = \frac{1}{f_x}. \quad (4.9)$$

4.3.2 Bestimmung der Ansprechvermögen für Photonen und niederenergetische Elektronen

Die totalen und Vollenergie-Ansprechvermögen für Röntgenstrahlung, Photonen und Auger-Elektronen wurden mittels Monte-Carlo-Simulationen durch *AMOS* bestimmt. Nach Implementierung aller bekannten Eigenschaften von Detektor und Quelle zeigte ein Vergleich, dass die Monte-Carlo-Simulation den Sachverhalt nicht geeignet widerspiegelt. Die bereits genannten Quellen des IKTP ($^{241}_{95}\text{Am}$, $^{137}_{55}\text{Cs}$ und $^{133}_{56}\text{Ba}$) wurden genutzt, um die Ansprechvermögen der zu Summation führenden Photonen experimentell zu ermitteln. Die simulierten Werte beliefen sich auf das doppelte der experimentellen Werte (siehe Anhang, Abbildung A.8). Daraufhin wurde eine Röntgenfluoreszenzanalyse (RFA) durchgeführt, um das Eintrittsfenster der PIPS-Detektoren zu untersuchen. Das Ergebnis lieferte das Enthalten von Silber. Anschließend wurden *AMOS*-Simulationen für das Ansprechvermögen des L-Konversionsübergangs von 23,158 keV des $^{242}_{94}\text{Pu}$ -Nuklids mit verschiedenen Silberschichtdicken des Detektoreintrittsfensters erstellt und durch Vergleich mit dem experimentell ermittelten Wert eine ungefähre Schichtdicke von 11 nm ermittelt (siehe Abbildung 4.7). Für diese ergibt sich die beste Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Ansprechvermögen von $0,100 \pm 0,010$ (Auswertung siehe Abbildung 4.8).

Mit dieser neuen Detektoreigenschaft wurden anschließend neue Simulationen für das Ansprechverhalten auf niederenergetische Photonen und Auger-Elektronen durchgeführt und für die Berechnung der Korrekturfaktoren verwendet.

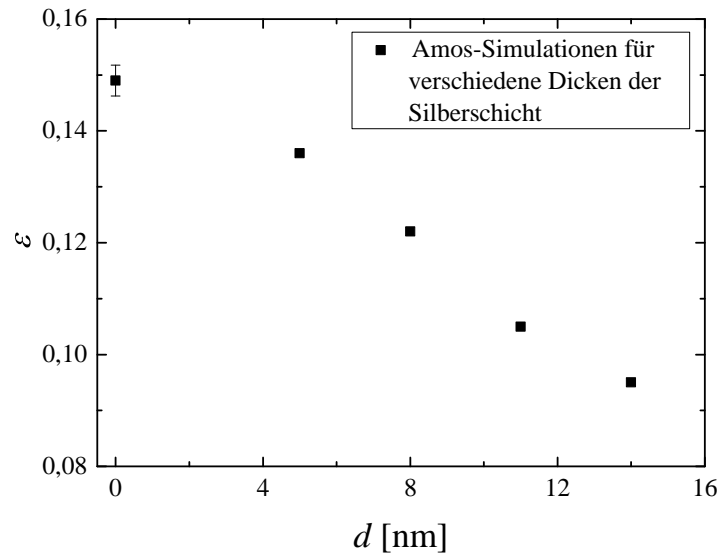


Abbildung 4.7: AMOS-Simulationen verschiedener Silberschichtdicken für die CE-L-Emission von 23,158 keV des $^{242}_{94}\text{Pu}$ -Nuklids. Zur Verfügung gestellt von Dr. A. Domula.

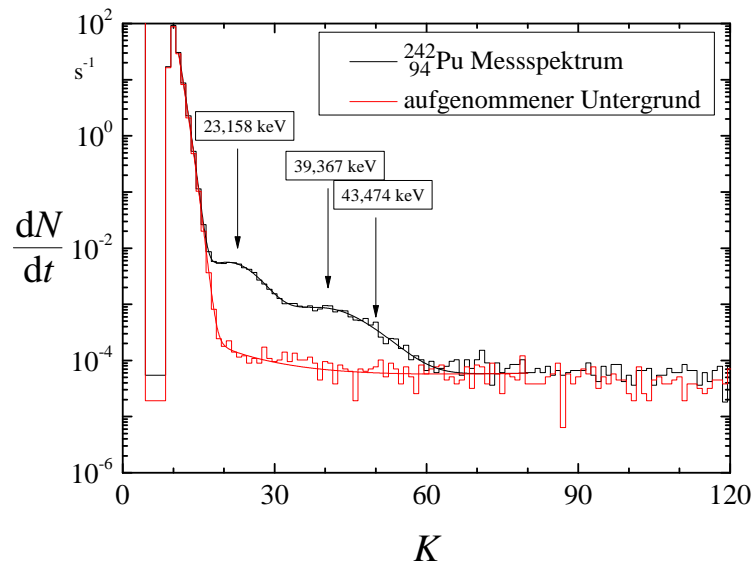


Abbildung 4.8: Ausgewertetes Impulshöhenhistogramm von $^{242}_{94}\text{Pu}$. Die CE-L-Emission von 23,158 keV wird durch die Rauschkante und höherenergetische CE-M (39,327) und CE-N (43,474) überlagert. Durch die angewandte Fitfunktion mit Kopplung des Untergrundes konnten dennoch Ansprechvermögen von $0,100 \pm 0,010$ für die CE-L Emission der Energie 23,158 keV und $0,10 \pm 0,09$ für die CE-M Emission der Energie 39,367 keV ermitteln. Der zweite Wert besitzt zwar eine große Ungenauigkeit, bestätigt aber dennoch das Ergebnis des Ansprechvermögens für die CE-L Emission. Zur Verfügung gestellt von Dr. A. Domula.

4.3.3 Eignung der Korrekturfaktoren

Die Eignung der verwendeten *AMOS*-Simulation wurde zusätzlich zu der in Unterabschnitt 4.3.2 beschriebenen Überprüfung auch durch das Testen der Richtigkeit der Korrekturfaktoren verifiziert. Es wurde der folgende Test durchgeführt.

Den Peakinhalt des oben beschriebenen 481,6935 keV K-Konversionspeaks $N_{ges,CE-K}$ des $^{207}_{86}\text{Bi}$ -Isotops sowie dessen rechtsseitig sich anschmiegenden Summationspeak lässt sich durch die Fitfunktion bestimmen. Für das Verhältnis der Peakinhalte zueinander müsste daher gelten:

$$\frac{N_{Summ-Peak}}{N_{ges,CE-K-481}} \equiv \frac{N_{Summ}}{N_{Netto,K-481}} \quad (4.10)$$

$$= \frac{\xi_{0,K} \cdot \epsilon_{CE-K-481}^V \cdot \left(\sum_{i,E_i \approx 10\text{keV}} \epsilon_{X_i}^{tot} \cdot \nu_{X_i} + \sum_{i,E_i \approx 10\text{keV}} \epsilon_{Auger_i}^{tot} \cdot \nu_{Auger_i} \right)}{N_{Brutto}/\kappa_{K-481}} \quad (4.11)$$

$$= \left(\sum_{i,E_i \approx 10\text{keV}} \epsilon_{X_i}^{tot} \cdot \nu_{X_i} + \sum_{i,E_i \approx 10\text{keV}} \epsilon_{Auger_i}^{tot} \cdot \nu_{Auger_i} \right) \cdot \kappa_{K-481} \quad (4.12)$$

Für das Verhältnis der Fitflächen ergibt sich im gewichteten Mittel über alle Detektoren:

$$\frac{N_{Summ-Peak}}{N_{ges,CE-K-481}} = 0,076 \pm 0,013 \quad (4.13)$$

Für das theoretische Verhältnis erhält man:

$$\frac{N_{Summ}}{N_{Netto,K-481}} = 0,085 \quad (4.14)$$

Dieses Ergebnis liegt im Bereich der Unsicherheit des experimentell bestimmten Verhältnisses. Ein Vergleich von korrigierten zu nicht-korrigierten Werten liefert Abbildung 4.9.

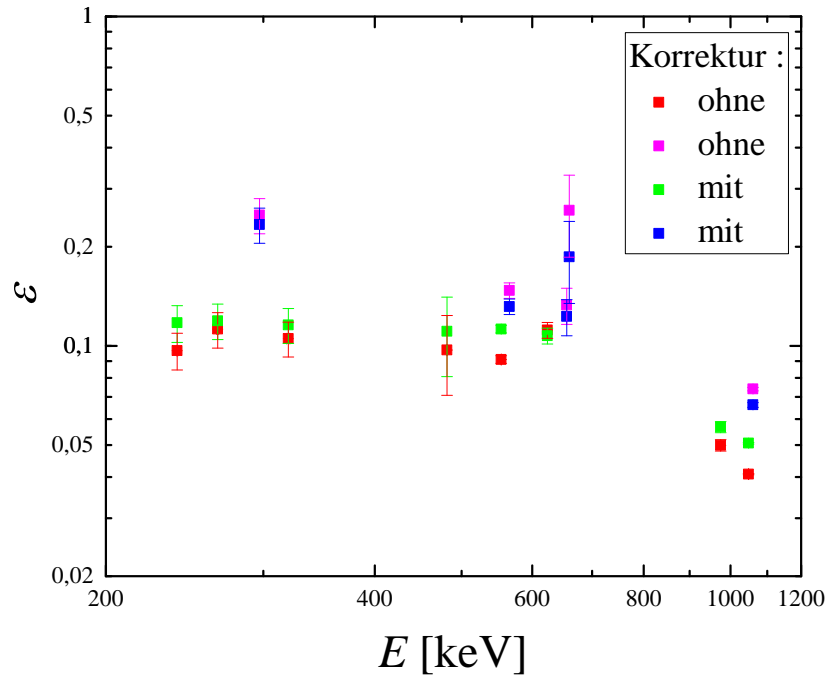


Abbildung 4.9: Vergleich von korrigierten und unkorrigierten Ergebnissen für das Vollenergieansprechvermögen von Detektor 3. Es zeigt sich, dass die unkorrigierten Werte einen sehr unregelmäßigen Verlauf liefern. Deutlich sichtbar wird die glättende Wirkung der Korrekturfaktoren auf die Ergebnisse. Dennoch weichen einige Werte trotz Korrektur stark ab. Es zeigt sich, dass es sich vor allem um CE-M- und einige CE-L-Peaks handelt (siehe Abbildung 4.10).

4.3.4 Verhalten der einzelnen Detektoren

In Abbildung 4.10 sind die ermittelten Ansprechvermögen der drei Kalibrationsnuklide für Detektor 3 dargestellt.

Die Anpassungsfunktion des Detektorvollenergieansprechvermögens $\epsilon_{Det.}$

$$\epsilon_{Det.}(E) = 1/(a \cdot E^f + b \cdot E^g) \quad (4.15)$$

in Abhängigkeit der Energie E basiert nur auf den durch K- und L-Konversion beruhenden Vollenergieansprechvermögen. Die auf M-Konversionselektronen beruhenden Werte und einige für L-Konversion wurden ausgeschlossen, da aufgrund ihrer niedrigeren Emissionswahrscheinlichkeit und dafür zu kurzen Messdauer, die Statistik dieser Ereignisse zu ungeeignet ist, als dass man sie für eine Anpassung nutzen könnte. In der Grafik sind diese Werte stark überhöht. Die Verwendung der auf K-Konversion beruhenden Ansprechvermögen bietet den Vorteil, dass bei den meisten kein „summing in“ stattfindet (siehe Anhang A.3). Daher kann hier diese mögliche zusätzliche Unsicherheitsquelle ausgeschlossen werden.

Der auf L-Konversion beruhende Wert des $^{137}_{55}\text{Cs}$ ist nicht in der Anpassung berücksichtigt. Ursache hierfür ist das zu geringe Energieauflösungsvermögen des Detektors und die daraus

folgende Überlagerung des 655,668 keV- und 660,364 keV-Peaks. Die Peakflächen können nur mit großer Unsicherheit getrennt werden.

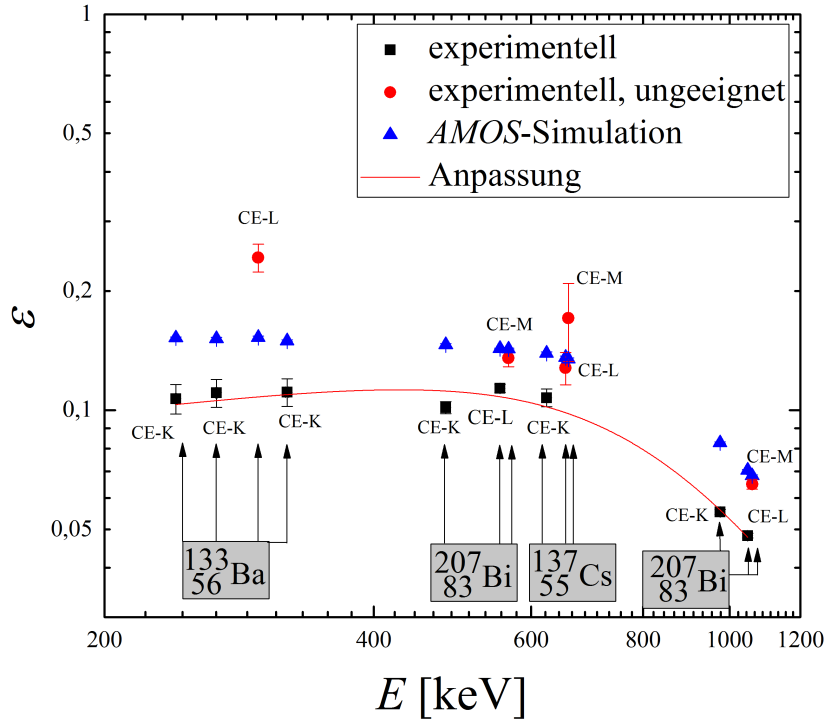


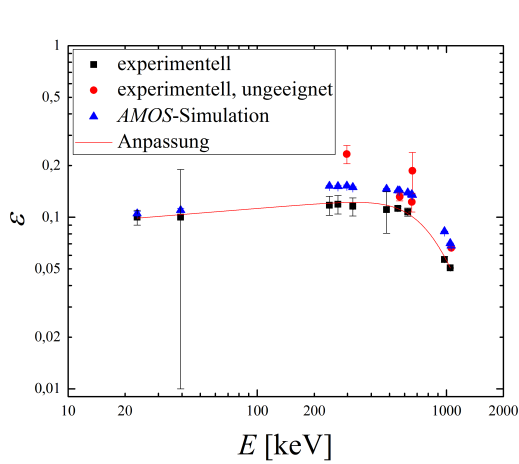
Abbildung 4.10: Ermittelte Ansprechvermögen für Detektor 4. Die Beschriftungen zeigen die Art der Konversion der einzelnen Nuklide. Deutlich sichtbar sind große Abweichungen der Ansprechvermögen für L- und M-Konversionselektronen (siehe auch Anhang A.5).

	Detektor 3	Detektor 4	Detektor 5	Detektor 6
a [$\frac{1}{keV^f}$]	$(0,2081 \pm 0,0017)$	$(3 \pm 119) \cdot 10^{-8}$	$(10 \pm 386) \cdot 10^{-11}$	$(6 \pm 89) \cdot 10^{-8}$
b [$\frac{1}{keV^g}$]	$13,4 \pm 1,8$	40 ± 90	12 ± 7	40 ± 60
f	$3,6 \pm 1,2$	$3,5 \pm 5,9$	4 ± 6	$3,1 \pm 2,0$
g	$-0,089 \pm 0,029$	$-0,3 \pm 0,4$	$-0,05 \pm 0,11$	$-0,28 \pm 0,26$
korrigiertes R^2	0,996	0,972	0,993	0,990

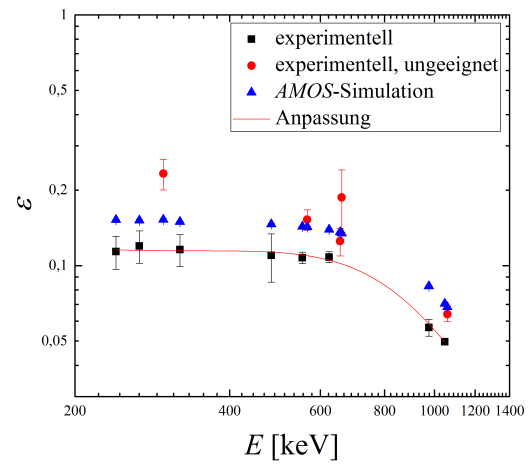
Tabelle 4.2: Parameter der Fitfunktion für jeden einzelnen Detektor

Die in Tabelle 4.2 aufgeführten Parameter zeigen zum Teil sehr große Unsicherheiten. Für eine genaue Bestimmung des Verlaufs sollten daher noch zusätzliche Messungen mit Kalibrationsquellen durchgeführt werden, die größere Aktivitäten besitzen. Für Detektor 3 (siehe Abbildung 4.11a) wurde eine Messung mit $^{242}_{94}\text{Pu}$ durchgeführt. Für die anderen Detektoren konnte dies nicht durchgeführt werden, da es den zeitlichen Rahmen gesprengt hätte. Auch hierzu sollten daher noch Messungen durchgeführt werden. Jedoch dürfte man ein ähnliches Ergebnis erwarten. Wie sich zeigt, haben die Detektoren im Bereich der Messunsicherheiten

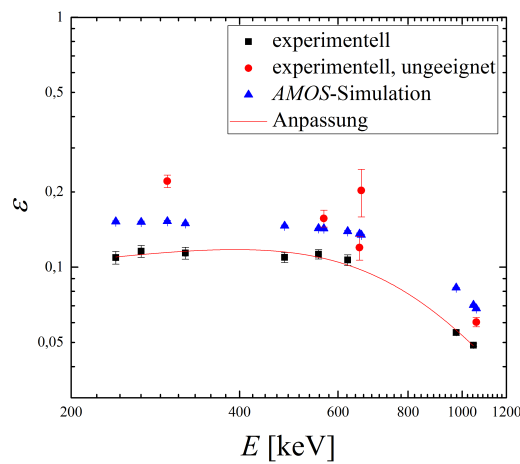
übereinstimmende Vollenergieansprechverhalten.



(a) Detektor 4



(b) Detektor 5



(c) Detektor 6

Abbildung 4.11: Ermittelte Ansprechvermögen für drei der vier PIPS-Detektoren. Die Anpassungsfunktion berücksichtigt lediglich den Teil der geeigneten Ansprechvermögen. (siehe auch Anhang A.5)

Bei Betrachten der *AMOS*-Simulation fällt auf, dass sie nur schlecht mit den experimentellen Werten übereinstimmt. Die Werte belaufen sich auf das 1,4-fache der experimentell ermittelten. Daraus wurde geschlussfolgert, dass das in *AMOS* implementierte, vom Hersteller angegebene aktive Volumen der Detektoren kleiner sein muss. Diese Unbekannte konnte innerhalb dieser Arbeit nicht beseitigt werden und gilt es in Zukunft an erster Stelle herauszufinden.

Zu bemerken ist, dass die *AMOS*-Simulationen keine möglichen Unterschiede der Detektoren untereinander berücksichtigen, da sie bisher nicht konkret quantifizierbar sind. Weitere nicht betrachtete Ursachen für Ungenauigkeiten können die Folgenden sein.

Zunächst muss der Korrekturfaktor betrachtet werden. Die auf den *AMOS*-Simulationen beruhenden Ansprechvermögen können größere Unsicherheiten haben als angenommen, da das aktive Volumen der Detektoren sich anders verhalten könnte als vom Hersteller angegeben. Beim Verwenden des totalen Ansprechvermögens für das „summing out“ wird nicht beachtet, dass ein Teil immer noch im Peak bleibt, nämlich jener, der rechts des Peaks innerhalb seiner Grenzen bleibt. Genauso verhält es sich mit der Betrachtung beim „summing in“. Hier wird das Vollenergieansprechvermögen verwendet. Die aussummierten Ereignisse, die nicht im Vollenergiepeak landen aber kurz davor, landen auch im betrachteten Peak und müssten mitgezählt werden. Die Auswirkungen dieser Nichtbeachtung sollten jedoch sehr gering sein.

Die Annahme, dass $\frac{\epsilon_{CE-z}^V}{\epsilon_{CE-x}^V} \approx 1$ muss auch als mögliche Quelle von Unsicherheiten in Betracht gezogen werden. Außerdem wurden die Korrekturfaktoren, da sie auf jenen *AMOS*-Simulationen basieren, als für alle Detektoren gleich angenommen. Das Nichtbetrachten von Summationen dritter Ordnung könnte weitere Unsicherheiten hervorrufen, jedoch sollten auch diese nicht wesentlich sein.

Aufgrund der geringen Zahl der Ereignisse N_{Netto} der CE-L- und CE-M-Peaks wird N_{Brutto} stärker durch den Korrekturfaktor beeinflusst (siehe Abbildung 4.9 blaue und violette Datenpunkte und Anhang, Tabelle A.1). Außerdem existiert für diese Konversionselektronereignisse vermehrt „summing in“, somit besteht der Korrekturfaktor aus mehr Komponenten. Daher wirken sich die eben genannten möglichen Unsicherheiten des Korrekturfaktors stärker auf diese korrigierten Vollenergieansprechvermögen aus. Dies könnte zur Unterschätzung der Korrektur dieser Werte beitragen und würde damit zusätzlich das starke Abweichen trotz Korrektur erklären.

5 Zusammenfassung

Die Energiekalibration der Detektoren konnte mit einer zufriedenstellenden Genauigkeit ermittelt werden. Dies belegen die geringen Unsicherheiten der Parameter und das reduzierte Chi-Quadrat. Auffällig ist, dass die Detektoren teilweise recht unterschiedliche Kalibrationen zeigen. Vor allem Detektor 6 zeigt große Unterschiede zu den anderen (siehe Abbildung 4.1 und Abbildung 4.2).

Die Energieauflösung ist für alle vier Detektoren ähnlich. Dank ihres vergleichsweise geringen Wertes ist es möglich gewesen, Peaks mit Energiedifferenzen von 30 keV gut unterscheiden zu können.

Der Verlauf des Vollenergieansprechvermögens konnte für alle vier Detektoren bestimmt werden. Für einen exakten Zusammenhang zwischen ϵ und der Energie E sollten noch weitere Analysen durchgeführt werden und Kalibrationsquellen genutzt werden, die eine größere Aktivität und größere Zählraten besitzen. Auch die Energieauflösung könnte damit genauer bestimmt werden. Außerdem gilt es, das wahre aktive Detektorvolumen zu ermitteln. Der Vergleich mit den von *AMOS* simulierten Ansprechvermögen zeigte Abweichungen. Der prinzipielle Verlauf ist jedoch ähnlich. Es liegt nahe, dass das aktive Volumen kleiner sein muss. Das enthaltene Silizium ist vermutlich kein idealer Zylinder sondern eher linsenförmig.

Die Bestimmung einer geeigneten Anpassungsfunktion für die Peaks der Spektren führte zum besseren Verstehen des gesamten Messaufbaus. So konnte das Tailing der Funktionen auf die vor der Quelle befindliche Mylar-Folie zurückgeführt werden.

Weiterhin konnte mithilfe der $^{242}_{94}\text{Pu}$ -Quelle die Existenz einer ca. 11 nm dicken Silberschicht auf der Detektoroberfläche ermittelt werden. Diese Schichtdicke sollte noch genauer überprüft werden.

Anhand des in Unterabschnitt 4.3.3 durchgeführten Testes konnte die Eignung der Monte-Carlo-Simulationen durch *AMOS* im niederenergetischen Bereich als geeignet verifiziert werden. Dennoch sollte vor allem für den höherenergetischen Bereich die Simulation mit dem wahren aktiven Detektorvolumen erneut durchgeführt und die Auswirkungen im niederenergetischen Bereich überprüft werden.

6 Literaturverzeichnis

- [1] National Nuclear Data Center. Brookhaven National Laboratory. URL: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reCenter.jsp?z=56&n=77>[16.12.2015]
- [2] Mayer-Kuckuck, T. (2001). *Kernphysik* Stuttgart; Leipzig; Wiesbaden: Teubner-Verlag S.98ff, 305f.
- [3] NIST (National Institute of Standards and Technology). Geithersburg, Maryland. URL: <http://www.nist.gov/pml/data/star/>[14.12.2015]
- [4] NIST (National Institute of Standards and Technology). Geithersburg, Maryland. URL: <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/>[16.12.2015]
- [5] Domula, A. (Juni 2015). *Neutronenphysikalische Studien an Germanium für Experimente zum neutrinolosen Doppelbetazerfall von ^{76}Ge* (Dissertation). Dresden: Technische Universität, Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften. <http://nbn-resolving.de/urn:nbn:de:bsz:14-qucosa-132646>
- [6] Pehl, R.H./ Goulding, F.S./ Landis, D.A. u.a. (1968). *Accurate Determination of the Ionization Energy in Semiconductor Detectors* (Nuclear Instruments and Methods 59). Berkeley, California: Lawrence Radiation Laboratory, University of California. S.54.
- [7] Grupen, Claus (1993). *Teilchendetektoren*. Mannheim: BI-Wissenschaftsverlag S.274-287.
- [8] Zuber, K./ Thurn, J./ Domula, A. (21.04.2015) *Status Report of the ^{210}Bi - β -Spectrum Measurement* Dresden: Institut für Kern- und Teilchenphysik, Technische Universität, Fakultät Mathematik-Naturwissenschaften
- [9] Herrera-Gomez, A. (November 2011) *A double Lorentzian shape for asymmetric photoelectron peaks* Santiago de Querétaro, (Mexiko): Centro De Investigación Y De Estudios Avanzados Del Instituto Politécnico Nacional, Cinvestav Unidad Querétaro <http://www.qro.cinvestav.mx/~aherrera/reportesInternos/doubleLorentzian.pdf>[14.12.2015]

- [10] The Lund/LBNL Nuclear Data Search Version 2.0. Berkeley (USA): Lawrence Berkeley National Laboratory, Lund (Schweden): Lund Universität. URL: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/index.asp> [17.12.2015]
- [11] Evaluated Atomic Data Library (EADL). Livermore (USA): Lawrence Livermore National Laboratory
- [12] Copheiden (2009). Auger-Effekt. Wikipedia. URL: https://de.wikipedia.org/wiki/Auger-Effekt#/media/File:Atom_model_for_Auger_process_DE.svg [07.12.2015]

A Anhang

A.1 Wesentliche Emissionen von $^{137}_{55}\text{Cs}$ und Zerfallsschemata

Zur Verfügung gestellt von Dr. A. Domula.

Photons			Electrons		
E [keV]	ν [%]	Assignment	E [keV]	ν [%]	Assignment
4,47	0,91 %	4 X L	3,67	7,40 %	10 Auger L
31,817	1,99 %	5 X $K_{\alpha 2}$	26,4	0,78 %	3 Auger K
32,194	3,64 %	10 X $K_{\alpha 1}$	624,216	3	7,79 % 11 CE K
36,304	0,348 %	9 X $K_{\beta 3}$	655,668	3	1,402 % 20 CE L
36,378	0,672 %	18 X $K_{\beta 1}$	660,364	3	0,300 % 4 CE M
37,255	0,213 %	6 X $K_{\beta 2}$			
283,5	1	5,8E-4 % 8 γ_1			
661,657	3	85,10 % 20 γ_2			

Abbildung A.1: Wesentliche Emissionen von $^{137}_{55}\text{Cs}$. Die Daten stammen aus der Sammlung von *Nudat 2*. Daher sind die Werte für Röntgen- und Auger-Elektron-Energien gemittelt. aus [8]

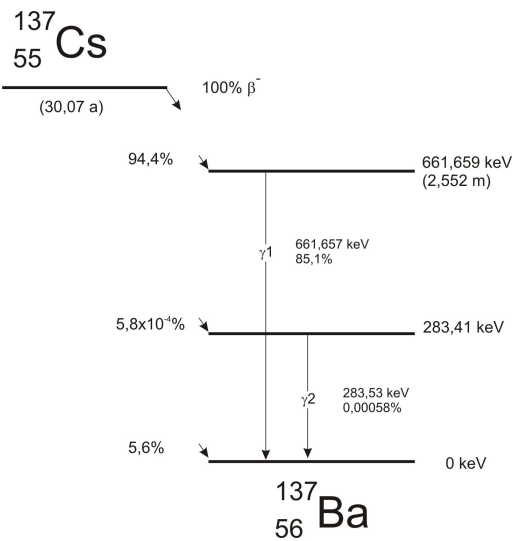
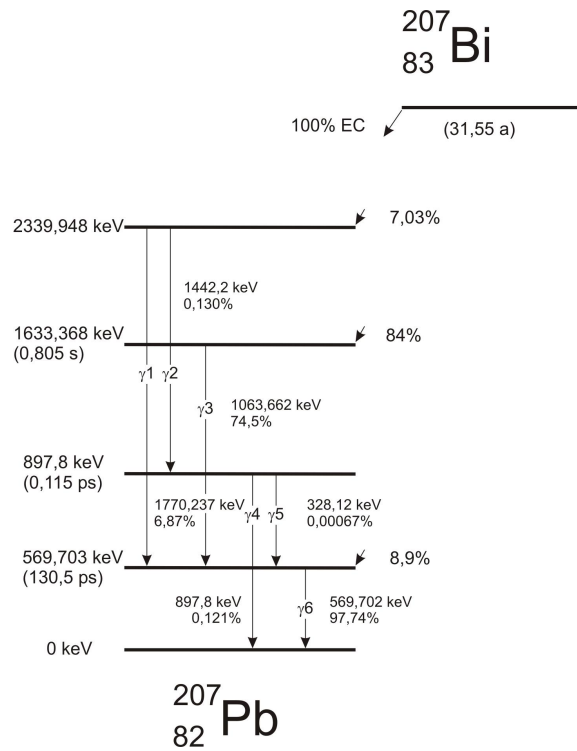
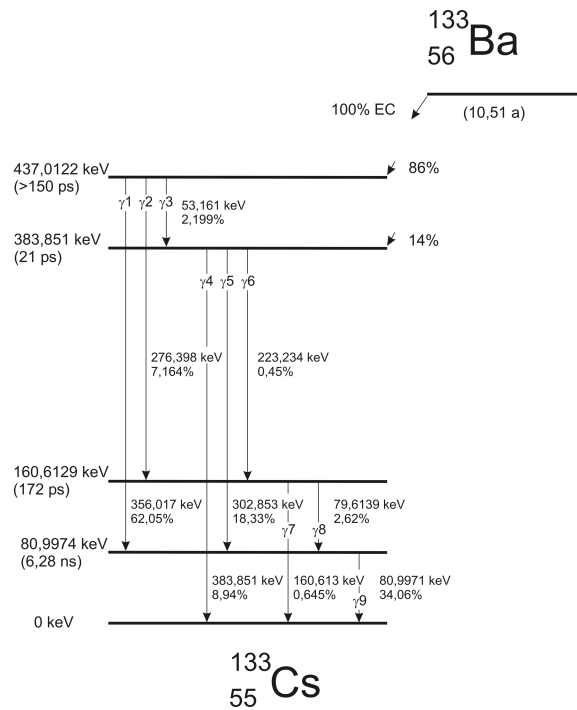


Abbildung A.2: Zerfallsschema von $^{137}_{55}\text{Cs}$

Abbildung A.3: Zerfallsschema von $^{207}_{83}\text{Bi}$ Abbildung A.4: Zerfallsschema von $^{133}_{56}\text{Ba}$

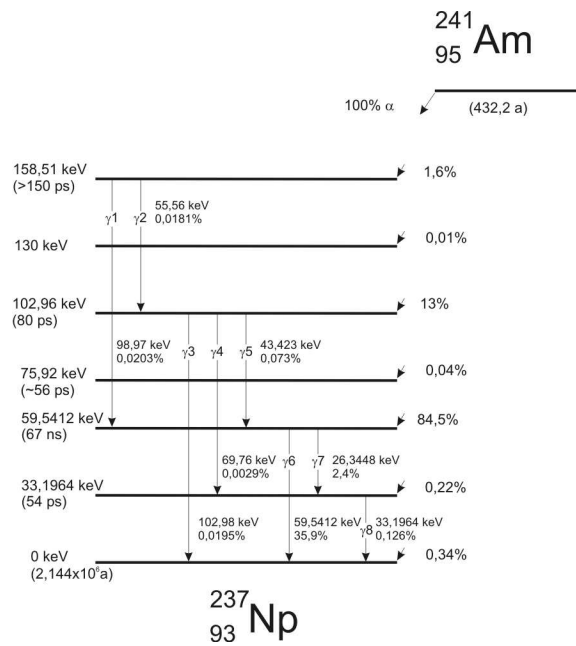


Abbildung A.5: Zerfallsschema von $^{241}_{95}\text{Am}$

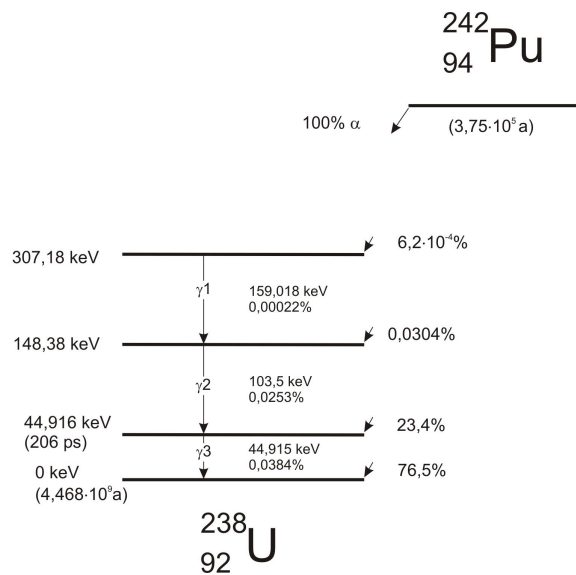


Abbildung A.6: Zerfallsschema von $^{242}_{94}\text{Pu}$

A.2 Auger-Elektronen

Wird aus einer inneren Schale, beispielsweise K, eines Kerns ein Elektron entfernt, so befindet sich die Hülle in einem angeregten Zustand. Die Anregungsenergie kann anschließend entweder durch elektromagnetische Strahlung oder durch Auger-Elektronen abgegeben werden. Dabei springt ein Elektron einer höher gelegenen Schale, z.B. L in die K-Schale und die Energie, die dabei frei wird, wird auf ein weiter außen liegendes z.B. M-Schalen-Elektron übertragen. Dieses kann damit seine Schale und das Atom verlassen. [2]

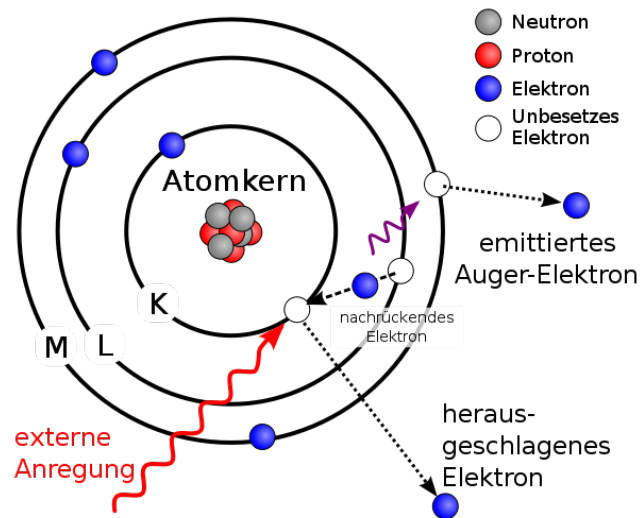


Abbildung A.7: Entstehung von Auger-Elektronen [12]

A.3 Zuordnung der Peaks

Die nachfolgende Tabelle enthält die Zuordnung aller wesentlichen Peaks der aufgenommenen Impulshöhenhistogramme (siehe Abbildung 3.4). Die Referenzenergie entstammt einer Grobkalibration. Es werden alle für einen Peak relevanten möglichen Ursachen aufgelistet. Dafür wurden nur die wahrscheinlichsten ausgewählt. Die Tabelle verdeutlicht dabei auch alle Vorgänge, die durch „summing in“ verursacht werden. Die Daten stammen größtenteils aus *Nudat 2* [1]. Daher sind die Auflistungen der Auger-Elektronen und Röntgenstrahlung als Mittelwerte zu betrachten. Einige Werte für Auger-Elektronen wurden aus der eigens gruppierten EADL-Datensammlung [11] verwendet, da sie in *Nudat 2* nicht gelistet sind.

^{137}Cs E [keV]	Ursache	E [keV]	^{207}Bi E [keV]	Ursache	E [keV]
≈ 37	Überlagerung aus XR		≈ 42	Überlagerung aus verschiedenen Auger-Elektronen	K
624	CE-K	624,216	≈ 84	Überlagerung aus XR	K $_{\beta 3}$ 84,45 K $_{\beta 1}$ 84,938 K $_{\beta 2}$ 87,3
655	CE-L	655,668			
	CE-K + XR:		482	CE-K $_1$	481,6935
	CE-K + Auger-Elektron:		554	CE-L $_1$	553,8372
660	CE-M	660,364		CE-K $_1$ + XR	K $_{\alpha 2}$ 73,039 K $_{\alpha 1}$ 75,25 K 70
	CE-K + XR:			CE-K $_1$ + Auger-Elektron:	
	CE-K + Auger-Elektron:		566	CE-M $_1$	565,8473
	CE-L + XR:			CE-K $_1$ + XR	K $_{\beta 3}$ 84,45 K $_{\beta 1}$ 84,938 K $_{\beta 2}$ 87,3
	CE-L + Auger-Elektron:			CE-L $_1$ + XR:	L 10,6
				CE-L $_1$ + Auger-Elektron:	L 7,97

^{207}Bi E [keV]	Ursache	E [keV]	^{133}Ba E [keV]	Ursache	E [keV]
976	CE-K ₂	975,651	≈ 44	Überlagerung aus XR	K _{β3} 34,92
1048	CE-L ₂	1047,795			K _{β1} 34,987
	CE-K ₂ + XR	73,039		und γ	K _{β2} 35,818
	CE-K ₂ + Auger-Elektron	75,25	≈ 74	Überlagerung aus CE	53,1622
	K	70			L 73,8999
1060	CE-M ₂	1059,805			L 75,2836
	CE-K ₂ + XR	84,45	240	CE-K ₁	M 78,3971
		84,938	267	CE-K ₂	240,4143
		87,3			266,8662
	CE-L ₂ + XR:	L		CE-K ₁ + XR:	K _{α2} 30,625
	CE-L ₂ + Auger-Elektron:	L			K _{α1} 30,973
					K _{β3} 34,92
					K _{β1} 34,987
					K _{β2} 35,818
				CE-K ₁ + Auger-Elektron:	K 25,5

¹³³ Ba E [keV]	Ursache	E [keV]	¹³³ Ba E [keV]	Ursache	E [keV]	
297	CE-L ₁	297,1365	348	CE-K ₄	347,8639	
	CE-K ₁ + γ	53,1622		CE-L ₂	350,2986	
				CE-K ₂ + XR:	CE-K ₂ + γ	79,6142
	CE-K ₂ + Auger-Elektron: K	K _{a2}			30,625	80,9979
		K _{a1}		30,973		
		K _{β3}		34,92		
K _{β1}		34,987				
320	CE-K ₂ + Auger-Elektron: K	K _{β2}		35,818	CE-L ₁ + γ	53,1622
		K		25,5	CE-K ₃ + XR:	30,625
					K _{a2}	30,973
					K _{a1}	34,92
	CE-K ₃	320,0283			K _{β3}	34,987
	CE-K ₁ + γ	79,6142 80,9979			K _{β1}	35,818
					K _{β2}	25,5
	CE-K ₂ + γ	53,1622	CE-K ₃ + Auger-Elektron: K			

A.4 Verschiedene AMOS-Simulationen für Photonen und Elektronen

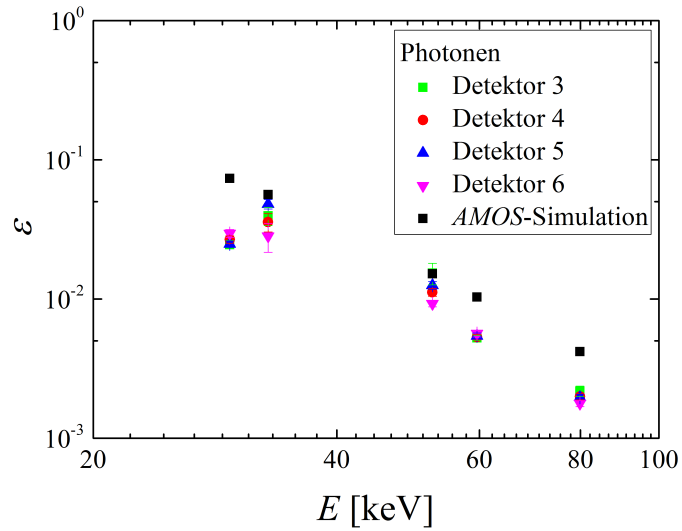


Abbildung A.8: Vergleich der experimentell bestimmten Ansprechvermögen von niederenergetischen Photonen im PIPS-Detektor mit den durch *AMOS* simulierten Werten vor Kenntnis der Silberschicht.

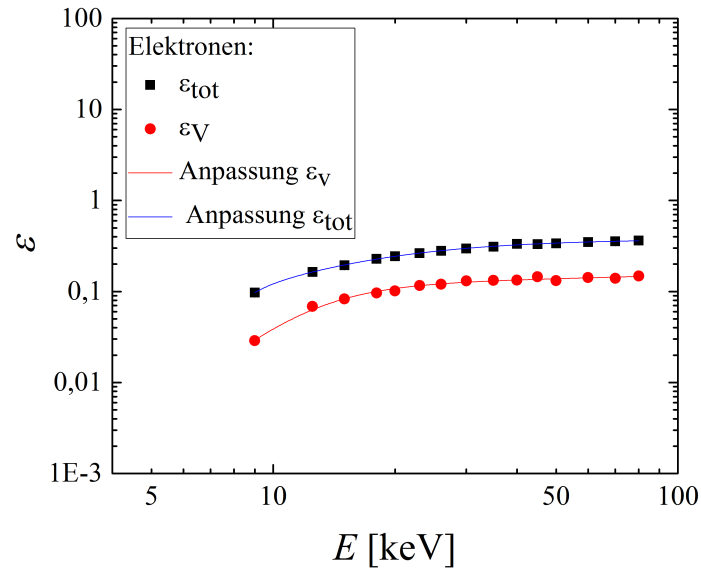


Abbildung A.9: Simuliertes Ansprechverhalten von niederenergetischen Elektronen im PIPS-Detektor mit Beachtung der Silberschicht.

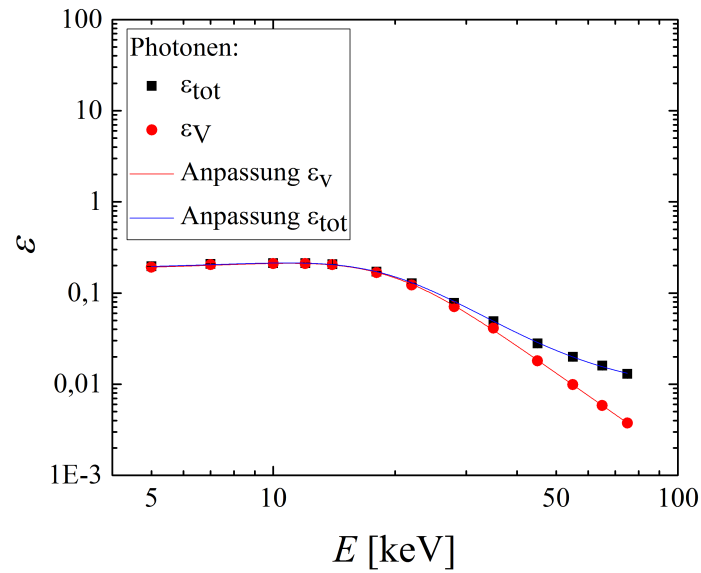


Abbildung A.10: Simuliertes Ansprechverhalten von niederenergetischen Photonen im PIPS-Detektor mit Beachtung der Silberschicht.

A.5 Tabellen

Die verwendeten Korrekturfaktoren, die Energie-Kanal-Zuordnungen, Halbwertsbreiten und Vollenergieansprechvermögen sind in den folgenden Tabellen für jeden Detektor einzeln aufgelistet. Für $^{242}_{94}\text{Pu}$ existiert kein Korrekturfaktor, da die Emissionswahrscheinlichkeiten und/oder Ansprechvermögen für Summationsereignisse so gering sind, dass in Anbetracht der Unsicherheit der gezählten Ereignisse, Koinzidenzsummutation vernachlässigt werden kann (siehe Abbildung A.6).

Nuklid	$^{137}_{55}\text{Cs}$			$^{207}_{83}\text{Bi}$			$^{133}_{56}\text{Ba}$		
	Art	E [keV]	κ	Art	E [keV]	κ	Art	E [keV]	κ
	CE-K	624,216	1,086	CE-K	481,6935	1,138	CE-K	240,4143	1,214
	CE-L	655,668	1,044	CE-L	553,8372	1,237	CE-K	266,8662	1,061
	CE-M	660,364	0,818	CE-M	565,8473	0,893	CE-L	297,1365	0,936
				CE-K	975,651	1,137	CE-K	320,0283	1,100
				CE-L	1047,795	1,241			
				CE-M	1059,805	0,895			

Tabelle A.1: Für die Koinzidenzsummutation berechnete Korrekturfaktoren

Energie	Detektor 3	
	ω_G	ω_L
320,0283	$8,7 \pm 0,4$	$12,3 \pm 2,8$
481,6915	$6,9 \pm 1,6$	$11,0 \pm 8,9$
553,8372	$6,6 \pm 0,4$	
624,216	$7,37 \pm 0,24$	$9,3 \pm 3,2$
975,651	$7,37 \pm 0,34$	$3,9 \pm 0,7$
1047,795	$6,95 \pm 0,15$	

Tabelle A.2: Halbwertsbreitenzuordnung von Detektor 3

Energie	Detektor 4	
	ω_G	ω_L
320,0283	$8,7 \pm 0,4$	$12,1 \pm 2,1$
481,6915	$6,20 \pm 0,19$	
553,8372	$6,67 \pm 0,33$	
624,216	$7,07 \pm 0,13$	$9,8 \pm 2,8$
975,651	$6,27 \pm 0,20$	
1047,795	$7,27 \pm 0,29$	

Tabelle A.3: Halbwertsbreitenzuordnung von Detektor 4

Energie	Detektor 5	
	ω_G	ω_L
320,0283	$8,9 \pm 0,4$	$12,0 \pm 1,9$
481,6915	$7,9 \pm 7,1$	$7,7 \pm 6,5$
553,8372	$7,1 \pm 0,4$	
624,216	$7,55 \pm 0,17$	$10,6 \pm 3,6$
975,651	$7,7 \pm 0,4$	$9,5 \pm 14,3$
1047,795	$7,42 \pm 0,29$	

Tabelle A.4: Halbwertsbreitenzuordnung von Detektor 5

Energie	Detektor 6	
	ω_G	ω_L
320,0283	\pm	$11,9 \pm 1,0$
481,6915	\pm	
553,8372	\pm	
624,216	\pm	$10,5 \pm 3,9$
975,651	\pm	
1047,795	\pm	

Tabelle A.5: Halbwertsbreitenzuordnung von Detektor 6

Energie-Kanal-Zuordnung

Nuklid	Detektor 3			Detektor 4			Detektor 5			Detektor 6		
	E [keV]	ΔE [keV]	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK	K	ΔK
^{137}Cs	624,216	0,003	775,02	0,16	810,20	0,09	861,67	0,12	963,12	0,12	963,12	0,12
	655,668	0,003	814,6	0,6	851,5	0,5	905,5	0,7	1011,9	0,6	1011,9	0,6
	660,364	0,003	819,97	0,22	857,07	0,17	911,25	0,20	1018,50	0,20	1018,50	0,20
^{207}Bi	481,6915	0,0021	595,4	1,6	624,47	0,19	662	6	741,26	0,33	741,26	0,33
	553,8473	0,442	689,30	0,35	720,56	0,35	767,5	0,4	855,2	0,8	855,2	0,8
	565,8473	0,111	703,9	0,6	736,7	0,6	784,0	0,6	873,7	1,2	873,7	1,2
	975,651	0,003	1220,03	0,31	1274,36	0,18	1355,94	0,33	1515,6	0,5	1515,6	0,5
	1047,795	1,84	1312,59	0,18	1369,57	0,37	1458,46	0,36	1628,6	0,8	1628,6	0,8
^{133}Ba	1059,805	0,44	1328,56	0,23	1386,03	0,34	1476,05	0,35	1648,6	1,0	1648,6	1,0
	240,4143	0,0013	287,4	0,5	300,4	0,5	319,0	0,5	356,6	0,4	356,6	0,4
	266,8662	0,0006	322,4	0,5	336,7	0,4	358,1	0,5	400,00	0,37	400,00	0,37
	297,1365	0,0006	361,1	0,6	377,1	0,5	401,3	0,5	447,9	0,4	447,9	0,4
	320,0283	0,0008	389,1	0,5	406,4	0,4	432,2	0,5	483,0	0,4	483,0	0,4
	349,63	0,0007	426,8	0,6	445,1	0,7	473,9	0,6	528,2	0,4	528,2	0,4

Danksagung

Ich möchte mich bei Herrn Dr. Alexander Domula für die gute Betreuung während dieser Bachelor-Arbeit bedanken, vor allem für viele geduldige Erklärungen, Ideen beim Finden einer geeigneten Fitfunktion und Hilfestellungen beim Lösen aufgetauchter Probleme.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Anne-Sophie Reimer

Dresden, Dezember 2015